

Андреевко

МИНИСТЕРСТВО СЕЛЬСКОГО ХОЗЯЙСТВА И ЗАГОТОВОК СССР
ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ

06
Т 78

ПРОВЕРЕНО
1930 г.

Т Р У Д Ы
ГЛАВНОЙ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ
имени А. И. Воейкова

ВЫПУСК 42(104)

АТМОСФЕРНАЯ ОПТИКА

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

БИБЛИОТЕКА
ЛЕНИНГРАДСКОГО
ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОГО
ИНСТИТУТА



ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

ЛЕНИНГРАД • 1953

АННОТАЦИЯ

Работы, помещенные в сборнике, посвящены главным образом проблеме определения прозрачности атмосферы и дальности видимости днем и ночью и содержат теоретические и экспериментальные данные, многие из которых положены в основу разрабатываемых для внедрения на сети Гидрометслужбы методов определения дальности видимости удаленных объектов. Помещены также статьи о результатах изучения поглощения радиации водяным паром и исследования микро-структуры дождей оптическим методом.

Редактор *П. В. Стороженко.*

Техн. редакторы: *Л. Б. Кононова и М. И. Брайнина.*
Корректор *Л. Ф. Маноим.*

Сдано в набор 7/VIII 1953 г.	Подписано к печати 6/X 1953 г.
Изд. № 53.	Индекс М-Л-53.
Печ. зн. в 1 бум. л. 128 260.	Бумага 70×108 ¹ / ₁₆ .
Гидрометеиздат, г. Ленинград 1953 г.	Бум. л. 3 + 1 вкл.
Цена 6 руб. 90 коп.	Уч.-изд. л. 9,82.
М-46626.	Тираж 600 экз.
	Заказ № 1082.

2-я типо-литография Гидрометеиздата, Ленинград, Прачечный пер., д. 6.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Предисловие	4
А. М. Броунштейн. Исследование поглощения радиации водяным паром при различных его плотностях и температурах	5
Н. Г. Болдырев и О. Д. Бартенева. Определение метеорологической дальности видимости по контрастам удаленных объектов	32
О. Д. Бартенева Видимость огней в полевых условиях	52
О. Д. Бартенева, Н. Г. Болдырев и А. А. Бутылев. Определение прозрачности атмосферы и силы света удаленных огней звездным фотометром	59
В. А. Гаврилов. Об инструментальном определении дальности видимости реальных объектов	69
Е. А. Полякова и К. С. Шифрин. Микроструктура и прозрачность дождей	84

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящий сборник содержит работы Лаборатории атмосферной оптики ГГО, выполненные в течение последних лет. В сборнике представлены работы по определению прозрачности атмосферы и дальности видимости днем и ночью и другим вопросам атмосферной оптики.

Статья А. М. Броунштейна по исследованию поглощения радиации водяным паром содержит методику и результаты экспериментального исследования зависимости поглощения от плотности и температуры пара; в ней дан качественный вывод о влиянии абсолютной влажности на поглощение, что имеет значение для радиационных расчетов.

В статье Н. Г. Болдырева и О. Д. Бартеновой изложены теоретические и экспериментальные данные, положенные в основу метода определения метеорологической дальности видимости по контрастам удаленных объектов по способу внесения поправок на контраст.

В статье О. Д. Бартеновой изложены новые экспериментальные данные о зависимости пороговой освещенности на зрачке наблюдателя от яркости фона, полученные в полевых условиях и необходимые для расчета дальности видимости огней; разбирается визуальный метод определения прозрачности атмосферы по огням малой силы света и дается оценка ошибок.

В статье О. Д. Бартеновой, Н. Г. Болдырева и А. А. Бутылева обобщен накопленный опыт работы со звездным фотометром в лабораторных и полевых условиях; изложена методика применения звездной фотометрии для измерения прозрачности атмосферы и силы света огней с оценкой ошибок.

В статье В. А. Гаврилова показывается, что приборы, основанные на принципе гашения, дают возможность определять дальность видимости реальных объектов инструментальным методом путем измерения параметров, входящих в уравнение для определения дальности видимости реальных объектов.

В статье Е. А. Поляковой и К. С. Шифрина излагается теория метода определения микроструктуры дождя и результаты экспериментальной проверки метода. Предложенный метод является расчетным способом получения кривых распределения капель дождя по размерам на основе использования измеренных значений интегральных характеристик дождя, в частности, прозрачности атмосферы.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ РАДИАЦИИ ВОДЯНЫМ ПАРОМ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ЕГО ПЛОТНОСТЯХ И ТЕМПЕРАТУРАХ¹

1. ВВЕДЕНИЕ

В радиационных процессах в атмосфере основное значение имеет водяной пар. Несмотря на сравнительно малое процентное содержание водяного пара в воздухе (до 4% по объему), именно ему принадлежит главная роль в процессах поглощения и излучения радиации. Водяным паром поглощается около 60% излучения земной поверхности, значительная часть излучения атмосферы и около 14% прямой солнечной радиации [1]. Углекислый газ и озон также участвуют в процессах излучения и поглощения, но их значение второстепенно (влияние озона возрастает в верхних слоях атмосферы). Основные же компоненты воздуха — азот и кислород, на долю которых приходится около 99% в составе сухого воздуха, практически совершенно не участвуют в радиационных процессах в атмосфере.

Причина исключительной роли водяного пара в радиационных атмосферных процессах кроется в особенностях структуры молекул воды, определяющих оптические свойства водяного пара. Молекулы воды имеют треугольную форму и обладают большим дипольным моментом. Эти два свойства определяют наличие сложного и интенсивного спектра поглощения у водяного пара в инфракрасной области, в которой сосредоточена преобладающая часть излучений земли и атмосферы и значительная часть солнечной энергии.

Учет поглощения и излучения радиации водяным паром является одним из наиболее существенных вопросов теоретической метеорологии. Ему уделено значительное место в ряде работ советских и зарубежных метеорологов [2, 3, 4, 5, 6], посвященных вопросам лучистого теплообмена в атмосфере. Вместе с тем этот вопрос является одним из наиболее трудных для теоретического разрешения.

Основными препятствиями для точного учета поглощения радиации водяным паром являются следующие:

1) сложная дискретная структура спектра поглощения водяного пара и ряд следствий, связанных с этим свойством (трудности при измерении поглощения радиации водяным паром, неточность измеренных величин, большие затруднения при попытках получить значения функции пропускания для широких интервалов длин волн из спектральных данных, отсутствие аналитически выраженных точных законов изменения поглощения с изменением количества водяного пара);

2) изменчивость поглощательной способности водяного пара в зависимости от метеорологических условий и, следовательно, различное влияние водяного пара на радиационные процессы в различных географических условиях и на различных высотах над уровнем земли;

3) отсутствие твердых физических основ для суждения о вероятности перехода поглощенной молекулами водяного пара радиации в тепловую энергию при различных метеорологических условиях и, в частности, на различных высотах;

¹ В статье изложена в несколько измененном виде основная часть кандидатской диссертации автора, защищенной им в ГГО в 1951 г. Значительному сокращению подверглись обзорная часть и изложение методики эксперимента. В статье не приведены также большой табличный материал, содержащий экспериментальные данные, и описание линейки для обработки спектрограмм, имеющиеся в диссертации.

4) кроме того, до сих пор нет твердо установившихся представлений о распределении водяного пара по высоте, а также нет точных сетевых измерений влажности при отрицательных температурах.

Исследования в направлении указанных вопросов должны обеспечить возможность точного учета поглощения и излучения водяного пара в радиационных задачах, что важно, в частности, для повышения эффективности расчетных методов прогноза погоды.

II. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Настоящая работа ставила своей целью пополнить наши сведения по второму из указанных выше вопросов — изменчивости поглощательной способности водяного пара при изменении метеорологических условий.

Зависимость поглощения радиации от температуры и особенно от давления свойственна всем газам. Если измерять поглощение радиации газом и при этом газ сжать, оставляя его количество постоянным, то можно обнаружить, что количество поглощенной радиации увеличивается. Если, наоборот, дать возможность газу расшириться, он оказывается более прозрачным для радиации. Это явление было обнаружено Ангстремом [7] около пятидесяти лет назад в результате его исследований поглощения суммарной радиации углекислым газом при различных давлениях. Им же была высказана гипотеза, объясняющая это явление расширением индивидуальных спектральных линий при увеличении давления. Исследование, проведенное Шефером [8] в 1905 г. на полосах поглощения 2,7 и 4,3 μ углекислого газа с небольшим спектральным разложением, дало аналогичный результат и, кроме того, показало отклонения от известного закона Бугера—Ламберта для изменения поглощения с длиной пути. Оба явления были также объяснены наличием линейчатой структуры спектра CO_2 .

В течение полувека, прошедшего с момента открытия этого явления, был проведен ряд экспериментальных исследований и разработаны отдельные вопросы его теории (некоторые данные по истории вопроса имеются, например, в работах [9, 10, 11]).

Было экспериментально установлено, что увеличение поглощения инфракрасной радиации происходит не только при сжатии поглощающего газа, но также при прибавлении посторонних, не поглощающих в инфракрасной области газов. При этом было замечено, что величина эффекта зависит от природы как поглощающего газа, так и постороннего нейтрального газа, добавленного для повышения общего давления. Экспериментальные исследования зависимости величины эффекта от природы поглощающего и постороннего газов продолжаются до настоящего времени и дают самые разнообразные, не поддающиеся единому объяснению результаты. Было лишь отмечено, что в основном дипольные молекулы обладают большим влиянием на поглощение, чем молекулы сухого воздуха или благородных газов, не имеющих постоянного дипольного момента. Было также замечено увеличение эффекта с увеличением размеров молекул постороннего газа.

В 1906 г. Лорентцом [12] была предложена теория расширения спектральных линий из-за столкновений молекул, в основу которой было положено представление о прерывании процесса излучения или поглощения при столкновении молекул. Время между двумя столкновениями определяет длину пути излучаемых или поглощаемых монохроматических волн. Ограниченная монохроматическая волна уже не может быть строго монохроматической, ее спектральный состав определяется разложением в ряд Фурье, которое приводит к простому выражению для формы линии, расширенной столкновениями (см. разд. V). Из теории Лорентца следует, что ширина спектральных линий пропорциональна давлению.

Несмотря на большое количество уточнений и замечаний, высказанных рядом исследователей, именно эта теория стала основой объяснения зависимости поглощения от давления. Основные замечания вызывает линейная зависимость ширины линии от давления; до последнего времени появляются работы и подтверждающие и отрицающие справедливость этого положения. Однако форма линии и утверждение, что ширина линии должна увеличиваться с увеличением давления, сомнений не вызывают.

Таким образом, увеличение поглощения радиации газами при увеличении парциального давления поглощающего газа или общего давления смеси поглощающего и нейтрального газов нашло свое объяснение в расширении спектральных линий, вызванном увеличением числа столкновений. Расширение спектральных линий впоследствии наблюдалось непосредственно при помощи спектрометров очень большой разрешающей силы, а также, в последние годы, — методами радиоспектроскопии миллиметровых волн для чисто вращательных спектральных линий.

Общей теории явления, связывающей изменение поглощения с природой поглощающего и примесного газов или хотя бы дающей зависимость поглощения от парциального и общего давлений, до сих пор не существует. Причиной этого является, повидимому, совершенно недостаточное количество экспериментального материала по исследованию зависимости общего поглощения и поглощения в отдельных полосах и линиях от парциального и общего давлений для различных поглощающих и примесных газов.

Изучению водяного пара в указанном отношении посвящено также очень мало экспериментальных работ [11, 13, 17]. Эти работы проведены преимущественно с суммарной радиацией (без разложения в спектр)¹ и не дают подробных количественных данных. Из этих работ можно сделать лишь самый общий вывод, что поглощение водяным паром зависит от его парциального давления и от давления добавляемых газов, причем такие газы, как азот и углекислый газ, а также сухой воздух оказывают меньшее влияние, чем сам водяной пар [11].

Большинство работ, посвященных изучению зависимости поглощения водяным паром от давления и температуры, имеют теоретический характер [6, 14, 15, 16]. В них обычно ставилась задача получения теоретических выражений для этой зависимости, беря в основу, как правило, лорентцовскую форму линии и большое число упрощающих предположений о строении спектра. Не останавливаясь здесь подробно на результатах этих работ (они частично обсуждены в работах [2, 10] и разд. V), можно отметить, что они не имеют достаточных фактических исходных данных и до сих пор являются предметом дискуссий.

Таким образом, в настоящее время еще не существует твердо установленных представлений о зависимости поглощательных свойств водяного пара от общего давления, влажности и температуры. Необходимы дальнейшие исследования в этой области, направленные на пополнение фактических сведений и на разработку теории вопроса.

В настоящей работе была поставлена задача детального изучения изменений в спектре поглощения водяного пара при изменении его парциального давления (плотности) и температуры, а также и уточнения физической природы явления. Для этой цели работа была проведена с большим разрешением вращательной структуры полос, а также в широком диапазоне изменения плотности и температуры. Детальное исследование проведено на одной полосе поглощения у $1,38 \mu$. Работа привела к некоторым выводам, представляющим интерес для ряда метеорологических вопросов, а также к предварительному выводу о порядке величины эффективного поперечника молекул водяного пара для столкновений, приводящих к расширению линий.

III. АППАРАТУРА

1. Регистрирующий монохроматор

В качестве оптической части установки для регистрации спектров был использован монохроматор автоколлимационного типа со стеклянной оптикой, построенный в Лаборатории атмосферной оптики ГГО в 1946 г.² Его диспергирующая система

¹ Нами найдена лишь одна работа [17], в которой исследовался спектр поглощения водяного пара (с разложением меньшим, чем в настоящей работе) при различных температурах до 350° , относящаяся к 1925 г. Авторы утверждают, что никаких изменений в полосах поглощения не произошло. Их вывод явно ошибочен, что будет видно из результатов настоящей работы.

² Схема заимствована в Лаборатории акад. А. Н. Теренина и описана в работе Н. Г. Ярославского [18]. Монохроматор (1946—1947 гг.) был использован в диссертационной работе П. В. Стороженко. (Ред.)

состоит из двух 60-градусных призм высотой 70 мм и основаниями по 120 мм и одной вращающейся 30-градусной призмы с основанием 60 мм, имеющей зеркальную катетную поверхность. В этой системе свет проходит пять 60-градусных призм с суммой оснований 600 мм, так как диспергирующая система используется дважды — при прямом и обратном ходе лучей. Фокусное расстояние сферического зеркала системы равно 1440 мм.

Дисперсия по спектру в области от 1,1 до 1,7 μ составляет 29—44 Å.

Теоретический предел разрешения длин волн такой системы без учета влияния выходной щели составляет 3Å. Учитывая дефекты реальной оптики и выходную щель, эту величину нужно несколько увеличить. Однако разрешающая способность такой системы велика и для ее реализации нужно работать с узкими входной и выходной щелями, что требует в свою очередь высокой чувствительности системы, принимающей радиацию.

Для максимального использования разрешающей силы монохроматора была разработана и построена приемная фотоэлектрическая система, имеющая высокую чувствительность к радиации в области спектра, пропускаемой стеклянной оптикой.

Основными элементами этой системы являются:

- а) фотосопротивление PbS,
- б) охлаждающее устройство к фотосопротивлению,
- в) узкополосный электронный усилитель переменного тока,
- г) диодный выпрямитель,
- д) модулятор светового сигнала,
- е) гальванометр.

Остановимся коротко на каждом из этих элементов.

а) Фотосопротивления PbS имеют большую чувствительность в области от 1 до 2 μ (длинноволновая граница чувствительности лежит около 3,5 μ) и практически безинерционны. Для работы были выбраны фотосопротивления ФС-А1, разработанные в 1948 г. Б. Т. Коломийцем [19]. В качестве рабочих фотосопротивлений использовались лучшие экземпляры, выбранные из нескольких десятков образцов и имеющие наилучшее отношение $\frac{\text{сигнал}}{\text{шум}}$. Для работы с охлаждением предпочитались образцы, не покрытые защитной пленкой, так как последняя при охлаждении часто отрывалась, нарушая слой сернистого серебра.

б) Для дальнейшего улучшения отношения $\frac{\text{сигнал}}{\text{шум}}$ было использовано известное свойство фотосопротивлений повышать чувствительность и снижать шумы при понижении их температуры. Проведенные нами испытания фотосопротивлений ФС-А1 показали, что охлаждение до температуры твердой углекислоты (-78°) дает выигрыш в отношении $\frac{\text{сигнал}}{\text{шум}}$, как правило, от 20 до 40 раз, а для отдельных экземпляров достигает 200 раз.

Применение метода охлаждения фотосопротивлений требовало разработки специального охлаждающего устройства, удобного в эксплуатации, что представляет известные технические трудности, которые и ограничивают, как правило, практическое использование этого метода. Ввиду этого остановимся более подробно на описании разработанного охлаждающего приспособления.

Основным требованием к приспособлению для охлаждения фотоэлемента является создание возможности зарядки твердой углекислотой без нарушения настройки фотоэлемента на выходную щель. Вместе с тем нужно предусмотреть, чтобы при резкой смене температур к фотосопротивлению по возможности не проникала влага, так как увлажнение PbS — фотосопротивлений резко снижает их качество и часто приводит к их порче. Должна быть также исключена возможность запотевания окошка, через которое радиация поступает на фотоэлемент, при введении сухой углекислоты. Нужно обеспечить по возможности более длительное использование каждого заряда. Желательно иметь возможность знать, сколько углекислоты осталось в приспособлении, чтобы начинать регистрацию спектра с уверенностью, что температура фотосопротивления (т. е. чувствительность его) будет постоянна до

конца записи. Нужно обеспечить возможность сравнительно легко заменять фотоспротивления. Наконец, обязательным требованием является тщательная электрическая экранировка всего блока.

Описанная ниже конструкция удовлетворяет перечисленным требованиям.

В качестве охладителя использовались бруски твердой углекислоты, легко приготавливаемые из обычных брикетов заводского производства¹.

Схема продольного разреза блока фотоэлемента с охлаждающим устройством показана на рис. 1.

Основная труба 2, в которой смонтирована охлаждающая камера, укреплена в передней и задней стенках блока. На основании блока смонтированы 1-й каскад усилителя, делитель напряжения и сопротивление нагрузки. На выходящий вперед (к щели монохроматора) конец основной трубы надета железная крышка 10 с отверстием 11 для доступа света к фотоэлементу 9; задняя эбонитовая крышка 4 трубы имеет внутри металлический стакан 16, который соединяется с трубой железными шпонками, входящими в вырезы в трубе. Сверху на блок надевается железный кожух 1. Все стенки и кожух сделаны из 1,5-миллиметрового железа. Таким образом, осуществляется достаточная экранировка блока. В задней стенке вмонтированы две переходных колодки, через которые блок тщательно экранированными кабелями соединен с основной частью усилителя.

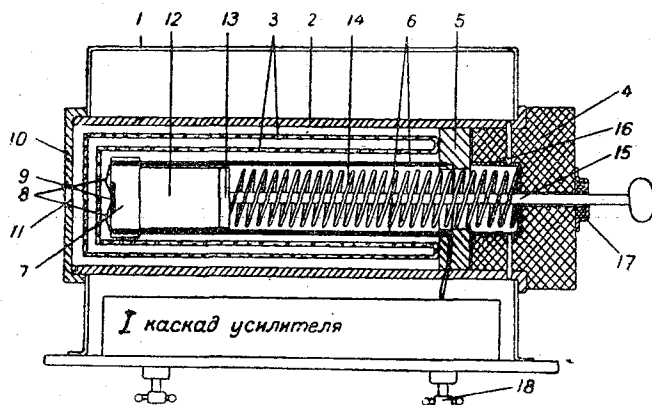


Рис. 1.

Снизу блок имеет винтовые зажимы 18, которыми он устойчиво крепится в нужном положении к основному рельсу монохроматора.

В трубе вмонтировано сложное кольцо 5, сделанное из латуни и эбонита; на этом кольце прочно укреплены две тонких латунных трубки 6, на которых держится колодка 7 фотоэлемента. Через них проходят тщательно изолированные проводники от фотоспротивления; дальше эти проводники собираются вместе внутри эбонитовой части кольца и выводятся через изолированное отверстие в трубе внутрь блока.

Колодка снабжена съемными пружинными посеребренными контактами, которые одновременно являются держателями пластинки фотоспротивления. Снаружи колодка герметически закрывается тонкой стеклянной пластинкой.

С передней стороны в трубу вставляется специально изготовленный дьюаров сосуд 3, имеющий плоские торцевые стеклянные окошки; задней стороной дьюар упирается в эбонитовую часть кольца. Труба сзади плотно закрывается толстой эбонитовой крышкой 4, в стакане которой укреплена пружина 14 штока 15. Шток своим поршнем 13 упирается в брусок сухого льда 12, прижимая его по мере испарения к колодке фотоэлемента. Шток через отверстие в эбонитовой крышке выходит наружу и является одновременно указателем количества льда, находящегося в камере.

Таким образом, брусок сухого льда помещается в пространство, хорошо теплоизолированное спереди и по бокам дьюаровым сосудом, а сзади — эбонитовыми деталями с плотными прокладками.

Зарядка камеры производится сзади блока, для чего нужно только открыть

¹ Обычный брикет твердой углекислоты может храниться в больших дьюаровых сосудах в условиях лаборатории до трех недель.

крышку. Смена фотоэлемента может быть произведена спереди без разборки блока, для чего нужно снять переднюю крышку трубы и вынуть дюар.

Заряженная полностью камера обеспечивает охлаждение в течение четырех часов.

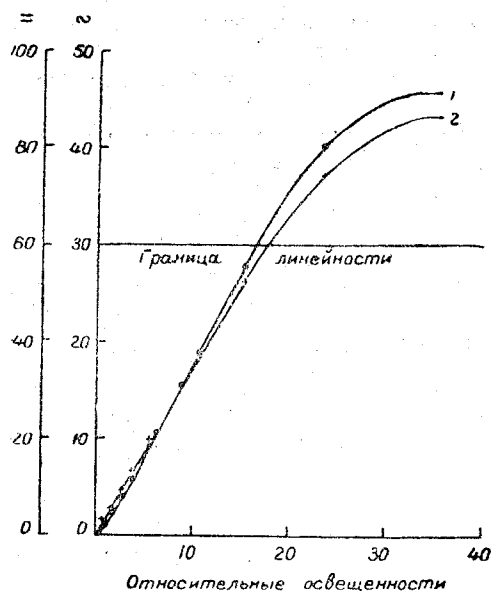


Рис. 2.

1 — отсчеты по контрольному микроамперметру (после выпрямления), шкала = в делениях прибора; 2 — отсчеты по ламповому вольтметру (до выпрямления), шкала в вольтах.

применена схема параллельного включения диода и измерительного прибора. Такая схема с большим сопротивлением, включенным последовательно с прибором, обеспечила сохранение линейности электрической системы.

Была проверена линейность всей приемной системы относительно освещенности на фотоэлементе. Результат такой градуировки приведен на рис. 2. На графике

в) В работе был применен 4-каскадный усилитель¹ переменного тока с активной нагрузкой в анодных цепях и с дроссельным выходом. При постройке усилителя был принят ряд мер для обеспечения стабильности его работы, в частности, отрицательная обратная связь, заниженный режим первого каскада, батарейное питание, помещение первого каскада в отдельный блок с фотоэлементом.

С целью дополнительного увеличения отношения $\frac{\text{сигнал}}{\text{шум}}$ был применен метод частотного ограничения шумов, для чего усилитель был настроен на частоту модуляции светового сигнала. Однако полоса пропускания не делалась слишком узкой, так как это привело бы к необходимости очень высокой стабилизации частоты прерывания светового пучка, что осуществить технически трудно. Ширина полосы пропускания была равна 70 гц, что практически привело к увеличению отношения $\frac{\text{сигнал}}{\text{шум}}$ в 3 раза.

г) Для выпрямления усиленного переменного сигнала на выходе усилителя была

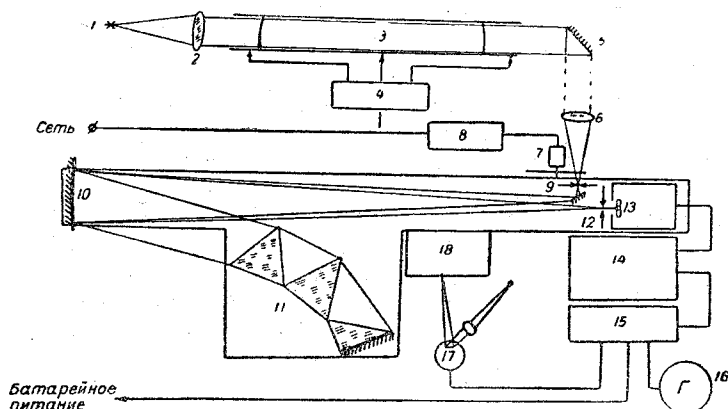


Рис. 3.

1 — источник радиации, 2 — линза коллиматора, 3 — абсорбционная камера, 4 — блок питания камеры, 5 — плоское зеркало, 6 — фокусирующая линза, 7 — модулятор, 8 — блок питания модулятора, 9 — входная щель монохроматора, 10 — сферическое зеркало, 11 — диспергирующая система, 12 — выходная щель, 13 — блок фотоэлемента, 14 — усилитель напряжения, 15 — контрольная панель, 16 — контрольный микроамперметр, 17 — зеркальный гальванометр, 18 — фоторегистратор.

¹ Усилитель был доработан и тщательно выполнен А. Р. Никулиным на основе известной схемы.

видно, что выпрямление не вносит существенного нарушения линейности. Загиб градуировочных кривых при больших сигналах связан с перегрузкой усилителя. Работа производилась на прямолинейном участке градуировочной кривой (до 30v выходного переменного напряжения).

д) Достаточная стабилизация частоты модуляции светового сигнала для указанной полосы пропускания усилителя была достигнута применением сельсина в качестве мотора, вращающего диск модулятора. Сельсин питался низким 3-фазным напряжением. При определенном режиме сельсин работает как синхронный мотор с достаточно постоянным числом оборотов. Контроль за частотой вращения производился стробоскопически при помощи газоразрядной лампы, питаемой от сети.

Частота модуляции была 100 гц. Этой частоте соответствовал центр полосы пропускания усилителя.

е) Использованный для фоторегистрации спектров зеркальный гальванометр имел период в 1 сек. Короткий период гальванометра дает возможность в течение

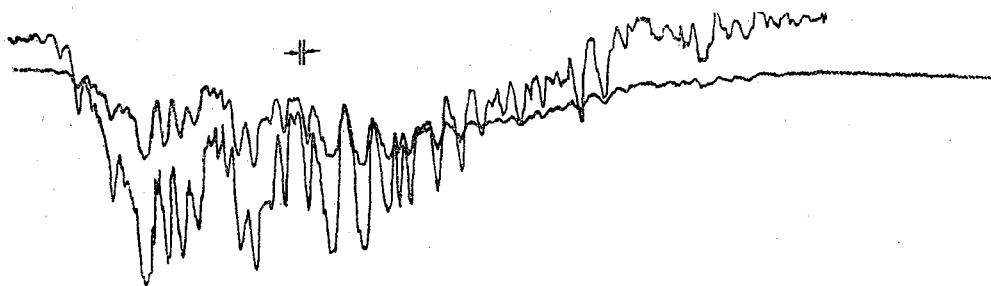


Рис. 4.

15 мин. получать спектрограмму со всеми деталями тонкой структуры, которые разрешаются при работе с узкими щелями.

Описанная приемная система дала возможность реализовать всю практическую разрешающую силу оптики монохроматора.

На рис. 3 дана общая схема установки вместе с описанной ниже абсорбционной камерой. Рисунок 4 дает образец записи полосы поглощения водяного пара у $1,38 \mu$, полученной с большим горизонтальным масштабом.

2. Абсорбционная камера

Для обеспечения необходимых изменений температуры и плотности водяного пара была построена специальная абсорбционная камера.

Абсорбционная камера представляла собой латунную трубу с внутренним диаметром 80 мм, на концах которой укреплены стеклянные окошки. Окошки прижаты на асбестовых прокладках. На держателях укреплены два обогревателя, предохраняющие окошки от „запотевания“. На основную трубу и на обогреватели намотана поверх тонкого слоя асбеста нихромовая проволока. Снаружи сделана тепловая изоляция из толстого асбестового шнура. Абсорбционная камера имела длину 67 см. Питание нагревателей осуществлялось при помощи трех автотрансформаторов, регулировкой которых достигалось температурное равновесие по всей длине камеры. Потребляемая мощность достигала 2—2,5 квт.

В латунной трубе было сделано пять отверстий: два для впуска и выпуска пара и три для измерения температуры вдоль камеры.

При работе с насыщенным паром ($t = 36 \div 100^\circ$) камера устанавливалась отверстиями кверху и в нее наливалась дистиллированная вода слоем в 2—3 см. Температура воды контролировалась тремя специально проверенными ртутными термометрами, вставленными в отверстия. Точность измерения температуры воды $\pm 1^\circ$.

При работе с перегретым паром ($t = 100 \div 350^\circ$) камера устанавливалась отверстиями книзу, к входному отверстию подводился пар из колбы с кипящей водой, из выходного отверстия пар отводился в ловушку. В отверстия для измерения температуры вставлялись три термодпары, спаян которых устанавливались по оси камеры. Был принят ряд предосторожностей для уменьшения возможных ошибок при измерении температуры. Ошибку измерения температуры пара можно считать не превышающей $\pm 5^\circ$.

IV. ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЙ В ПОЛОСЕ ПОГЛОЩЕНИЯ У 1,38 μ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ПЛОТНОСТИ И ТЕМПЕРАТУРЫ ВОДЯНОГО ПАРА

1. Ход изменения плотности и температуры водяного пара

Ход изменения плотности и температуры пара должен был удовлетворять следующим требованиям:

а) охватить широкий интервал значений плотности и температуры, далеко выходящий за пределы атмосферных условий, с тем, чтобы лучше проследить закономерности изменений в исследуемой полосе поглощения и уточнить природу этих изменений;

б) дать возможность отделить влияние плотности на поглощение от влияния температуры.

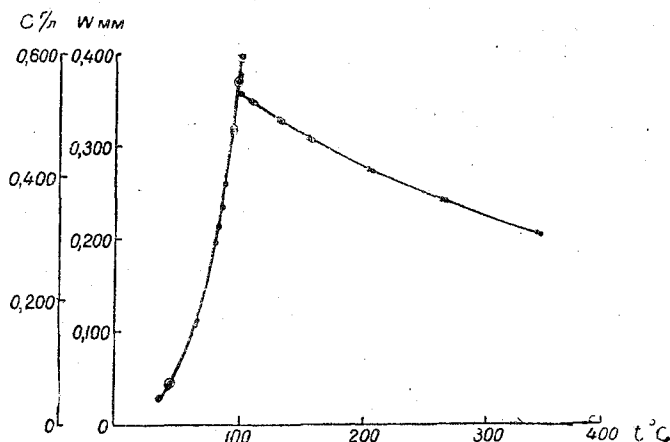


Рис. 5.

Этим требованиям отвечает выбранный ход изменения температуры и плотности водяного пара, который состоял из двух этапов.

I этап — увеличение концентрации водяного пара от 0,04 до 0,60 г/л, т. е. в 15 раз, при повышении температуры от 309 до 373° абс. (только на 20°); это изменение достигалось повышением температуры насыщенного пара (при наличии воды в абсорбционной камере) от 36 до 100° .

II этап — уменьшение концентрации водяного пара от 0,60 до 0,36 г/л, т. е. в 1,7 раза, при дальнейшем повышении температуры от 373 до 624° абс.; это изменение было получено путем нагревания насыщенного при 100° пара до более высоких температур (при отсутствии воды в камере).

I этап давал возможность проследить за изменениями в спектре, вызванными главным образом изменением плотности водяного пара. На II этапе повторялась плотность I этапа, но уже при значительно измененных температурах, следовательно, изменения в спектре, возникшие здесь по сравнению с состояниями I этапа, имеющими такие же плотности, можно было относить исключительно за счет изменения температуры.

Оба этапа изменения условий происходили при постоянном полном давлении в абсорбционной камере, равном атмосферному. Вычисленный ход изменения кон-

центрации в зависимости от температуры графически изображен на рис. 5; на нем же отмечены состояния водяного пара, для которых зарегистрированы спектры поглощения, использованные для количественной обработки.

2. Общая картина изменений в полосах поглощения

0,93, 1,13, 1,38 и 1,87 μ

С целью общего обзора изменений, возникающих в спектре поглощения водяного пара при указанном выше изменении его плотности и температуры, была записана обзорная серия спектрограмм с мелким масштабом длин волн. Такой масштаб неудобен для количественной обработки при большой степени разрешения вращательной структуры, но он дает возможность записать на одну ленту 4 полосы поглощения (с центрами у 0,93, 1,13, 1,38 и 1,87 μ) в исследуемой области спектра.

На часть спектрограмм были нанесены марки длин волн — спектр ртутной лампы. Дополнительно были получены спектрограммы атмосферного водяного пара, имеющего малые парциальные давления. Количество пара на пути луча бралось сравнимым с количеством пара в абсорбционной камере. Это достигалось использованием источника радиации, удаленного от монохроматора на расстояние около 100 м в открытом воздухе.

Просмотр этих спектрограмм показал следующее.

1. На всех спектрограммах повторяются все максимумы поглощения, без заметного смещения их или полос поглощения в целом относительно нанесенных на спектрограммы линий ртути.

2. На спектрограммах, полученных при больших плотностях и температурах, не замечено появление каких-либо новых областей поглощения по сравнению со спектрограммами водяного пара, полученными при атмосферных условиях.

3. Изменения в полосах поглощения очень значительны и сводятся к следующему:

а) существенное перераспределение интенсивностей в максимумах поглощения внутри полос при большом повышении температуры;

б) значительное увеличение поглощения во всех максимумах при больших плотностях пара по сравнению с поглощением, измеренным для таких же количеств водяного пара, но имеющего малую плотность.

3. Детальное исследование полосы 1,38 μ при изменении плотности и температуры пара

Для детального количественного исследования обнаруженных изменений была получена основная серия спектрограмм с крупным масштабом длин волн. Средний масштаб длин волн на записи 15 $\text{\AA}/\text{мм}$. Записи производились с шириной входной и выходной щелей по 0,08 мм, что соответствует суммарной спектральной ширине обеих щелей в 6,4 $\text{\AA}$.

Источником радиации служила лампа накаливания с толстой спиральной нитью 12v 250w при накале 8—8,5v; питание стабилизировалось феррорезонансным стабилизатором.

Температура в камере измерялась перед каждой записью полосы и после нее по трем термометрам или термопарам. Тщательным и длительным уравниванием теплового режима камеры удавалось достигать достаточно однородного распределения температуры вдоль камеры.

При уравнивании температуры одновременно принимались меры для предохранения окошек камеры от водяного налета (запотевания).

Было получено и обработано 20 записей полосы в насыщенном паре при различных температурах до 100° (низкотемпературная часть основной серии) и 14 записей в перегретом паре для температур от 100 до 350° (высокотемпературная часть основной серии).

После каждой записи производилось измерение влажности комнатного воздуха, так как помимо пути в камере свет проходил еще около 8 м в комнатном воздухе, которые необходимо было учитывать. Для учета оптической плотности водяного

пара, содержащегося в комнатном воздухе, была получена дополнительная серия записей с пустой просушенной хлористым кальцием камерой при различных влажностях воздуха в комнате. Необходимые влажности в комнате создавались искусственно с тем, чтобы перекрыть все значения влажности, при которых производились записи основной серии. Было получено 20 записей полосы при влажностях от 8,6 до 12,8 мб.

На полученных спектрограммах были условно пронумерованы почти все четкие максимумы поглощения, начиная с длинноволнового края полосы, общим числом около 50 максимумов. Нумерация максимумов показана на рис. 6.

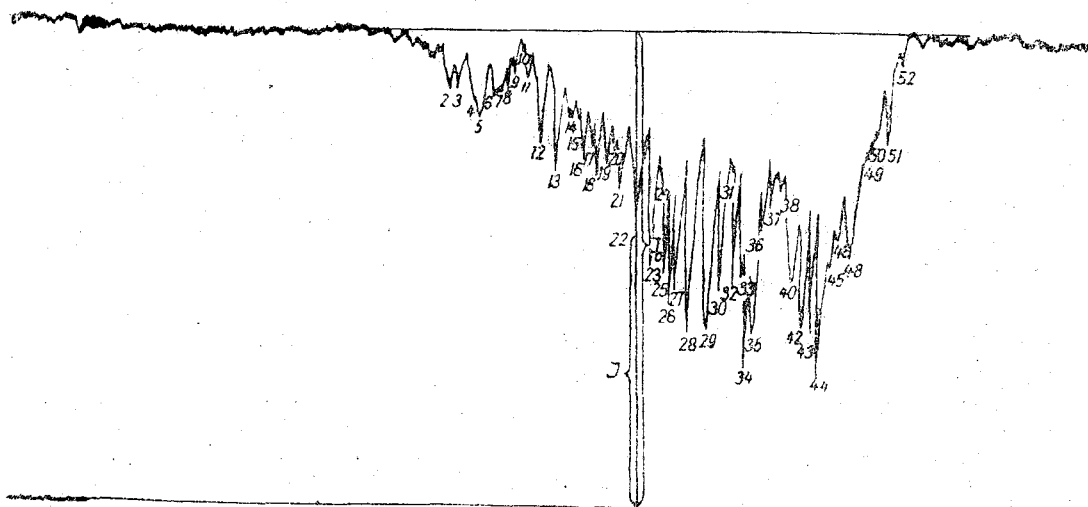


Рис. 6.

Обработка серии заключалась в определении оптической плотности $D_\lambda = \ln \frac{I_{0\lambda}^1}{I_\lambda}$ для всех 50 максимумов на всех спектрограммах, в подсчете концентраций и количеств „осажденной воды“² для всех состояний пара, в определении доли оптических плотностей, обусловленных комнатным водяным паром (при помощи обработки данных дополнительной серии), и в графическом изображении полученных данных.

Ввиду очень большого в общей сложности числа точек, для которых должна была быть определена оптическая плотность (около 5000) работа была упрощена при помощи специально сконструированной прозрачной линейки, позволяющей заменить четыре операции обычного способа определения величины $\ln \frac{I_0}{I}$ одним отсчетом по линейке. Таким способом был резко сокращен объем работы и уменьшена до минимума возможность просчетов.

¹ $I_{0\lambda}$ — поток радиации в узком спектральном интервале с центром у длины волны λ , который дошел бы до приемника радиации при отсутствии поглощения; пропорционален вертикальному расстоянию от нулевой линии спектрограммы до интерполированной линии между участками спектра без поглощения (см. рис. 6). I_λ — поток радиации в том же спектральном интервале, ослабленный поглощением, пропорционален вертикальному расстоянию от нулевой линии до точки на спектрограмме с длиной волны λ . Спектральный интервал определяется шириной щелей и оптическими качествами монохроматора.

² Количество „осажденной воды“ — численная характеристика количества водяного пара на пути луча, равная толщине слоя воды, который получился бы, если сконденсировать весь водяной пар в рассматриваемом столбе влажного воздуха на площадке, равной поперечному сечению этого столба.

Определение концентрации водяного пара производилось следующим образом. Для низкотемпературной части серии, где мы имели дело с насыщенным паром, концентрации и упругости брались из обычных таблиц для насыщенного пара по измеренной температуре воды в камере. Для высокотемпературной части серии, где насыщенный при 100° пар нагревался в камере до более высоких температур, считалось, что его концентрация уменьшается обратно пропорционально абсолютной температуре.

Количество „осажденной воды“ w в миллиметрах вычислялось по следующей формуле:

$$w = 0,216 \frac{el}{T},$$

где e — парциальное давление водяного пара в миллибарах, l — длина пути луча во влажном воздухе, выраженная в метрах, T — абсолютная температура.

Эта формула получается из обычного закона для идеального газа

$$m = \frac{\mu p v}{RT},$$

который с максимальной ошибкой, не превышающей 1%, можно применять к водяному пару в условиях настоящего эксперимента [20].

Удобным для обозрения и для дальнейшего обсуждения оказалось графическое изображение данных для каждого максимума в следующих координатах: по оси ординат — оптическая плотность $D = \ln \frac{I_0}{I}$, по оси абсцисс — количество w „осажденной воды“, пропорциональное концентрации водяного пара и определяемое температурой в камере.

При нанесении данных на график было учтено, что фактически проходимое светом количество осажденной воды w было равно сумме $w_{\text{камеры}} + w_{\text{комнаты}}$. При этом в качестве $w_{\text{комн}}$ бралось среднее значение для спектрограмм, снятых с малыми $w_{\text{кам}}$, так как именно для них оптическая плотность комнатного воздуха имела существенное значение. Среднее значение $w_{\text{комн}}$, которое прибавлялось к $w_{\text{кам}}$, чтобы определить абсциссу каждой точки, бралось равным 0,066 мм, что соответствует значению $e_{\text{комн}} = 11,0$ мб. Данные для десяти максимумов вращательной структуры нанесены на графиках, представленных в приложении 1: точками — данные для низкотемпературной серии, крестиками — для высокотемпературной. Самая первая точка низкотемпературных кривых, обведенная треугольником, соответствует поглощению при пустой камере. Несколько значений температуры нанесены около кривых для ориентации. На верхней шкале указаны концентрации водяного пара в граммах на литр. Кривые, нанесенные на этих же графиках по кружкам, относятся к вспомогательным измерениям, описанным далее, в п. 4, шкала концентраций к ним не относится.

Таким образом, каждая кривая показывает зависимость оптической плотности D для данного максимума вращательной структуры от концентрации водяного пара (или же от количества осажденной воды, пропорционального концентрации, так как длина камеры постоянная). Концентрация пара изменялась благодаря изменению его температуры, однако на участке 36—100° в первом приближении изменением температуры можно пренебречь, считая, что этот участок кривой дает приблизительную зависимость оптической плотности от концентрации¹. Отличие хода кривой на участке 97—350° от участка кривой для низких температур, но таких же концентраций нужно отнести за счет значительного изменения температуры.

4. Вспомогательное исследование зависимости оптической плотности от количества водяного пара при постоянных концентрации и температуре

Необходимо указать, что помимо изменения температуры и концентрации водяного пара в камере переменной величиной, очевидно, было и общее количество проходимого светом пара, что могло оказать искажающее влияние на выявляемые зависимости оптической плотности от концентрации и температуры.

Действительно, хорошо известным является факт возможного отклонения от закона Бугера — Ламберта при поглощении света газами из-за линейчатой структуры полос поглощения [8, 14, 21]. Линейчатая структура полосы поглощения может привести к зависимости измеряемых осредненных коэффициентов поглощения от количества поглощающего вещества, пройденного светом.

Для того чтобы выяснить, каково было влияние переменного количества водяного пара на полученные нами закономерности, были проведены вспомогательные измерения поглощения пара при постоянных концентрации и температуре, но переменном расстоянии, т. е. при переменном количестве пара. Измерения были проведены с такими же щелями (0,08 мм), с какими производились все измерения в этой работе.

Изменение количества осажденной воды достигалось путем удаления источника света на различные расстояния (до 125 м) в закрытом помещении. Источником служила та же 250-ваттная лампа, при помощи которой производилась основная серия, использованная с металлическим вогнутым зеркалом. Кроме того, были использованы еще два плоских зеркала с внешним алюминированием для увеличения пути луча. Зеркала брались металлическими во избежание возможности дополнительного поглощения в стекле обычных зеркал. Измерения производились при уравновешенной влажности во всем помещении. Измерения влажности психрометром производились во многих точках на пути луча.

Были проведены две серии измерений: одна при влажности 11,7 мб, состоящая из 28 записей спектра, другая при влажности 8,7 мб, состоящая из 38 записей.

Количество осажденной воды, пройденной светом, вычислялось с учетом небольших колебаний влажности вдоль луча (колебания не выходили за пределы ± 1 мб). Обеими сериями был захвачен диапазон изменений количества осажденной воды от 0,065 до 0,830 мм, значительно перекрывающий основную серию.

Количество осажденной воды вычислялось по формуле, указанной в п. 3.

Данные вспомогательной серии показаны кружками на графиках приложения 1 вместе с данными основной серии и в тех же координатах ($D = \ln \frac{I_0}{I}$, w мм).

Сопоставление данных этой вспомогательной серии с данными низкотемпературной части (36—100°) основной серии дает возможность сравнить поглощение одинаковых количеств водяного пара при значительно отличающихся плотностях.

5. Основные экспериментальные закономерности

Из рассмотрения графиков приложения 1, на которых изображены типичные кривые зависимости оптической плотности от концентрации и температуры и от количества водяного пара при постоянных концентрации и температуре для десяти максимумов поглощения в полосе $1,38\mu$, можно вывести следующие заключения.

1. Зависимость оптической плотности от количества водяного пара при неизменных его концентрации и температуре представляется наклонной прямой с небольшим изгибом у некоторых максимумов для $w < 0,1$ мм. Для этих измерений (вспомогательная серия) средняя влажность была равна 10 мб, что соответствует концентрации приблизительно 0,007 г/л.

2. Зависимость оптической плотности от концентрации водяного пара при постоянной длине пути и мало меняющейся температуре (низкотемпературная часть основной серии) представляется также наклонной прямой, причем, основываясь на предыдущем выводе, можно считать, что эта зависимость не искажена изменением количества пара на пути луча, которым сопровождалось изменение концентрации в камере. Парциальные давления водяного пара здесь менялись от 60—100 до 1000 мб, что соответствует изменению концентрации от 0,042—0,066 до 0,598 г/л.

3. Прямые, соответствующие большим парциальным давлениям (или концентрациям), имеют значительно больший наклон, чем прямые, соответствующие парциальному давлению 10 мб. Иными словами, при переходе от парциального давления 10 мб

¹ Ниже показано, что такое допущение оправдывается с удовлетворительной точностью (см. п. 1 следующего раздела).

к парциальным давлениям 60—100 мб происходит резкое увеличение (в 1,5—2,5 раза) удельных коэффициентов поглощения,¹ однако при дальнейшем повышении парциального давления до 1 000 мб удельные коэффициенты поглощения остаются постоянными.

4. Высокотемпературные точки основной серии (от 100 до 350°) образуют самостоятельные ветви, ход которых не совпадает с участками низкотемпературных прямых, соответствующих тем же концентрациям. В общем можно различить два типа этих ветвей: располагающиеся выше низкотемпературных прямых и под ними. Первый тип соответствует замедленному падению (а иногда и росту) оптической плотности с уменьшением концентрации из-за нагревания, второй тип соответствует убыстренному падению оптической плотности с уменьшением концентрации из-за нагревания.

Таким образом, максимумы вращательной структуры можно разделить на два типа по виду высокотемпературных ветвей. Как видно из предыдущего изложения, образование самостоятельных ветвей обусловлено сильным повышением температуры водяного пара.

6. Замечание к экспериментальным результатам

Результаты, сформулированные в пп. 2 и 3, представляют наибольший интерес и нуждаются во внимательном рассмотрении с точки зрения чистоты эксперимента.

Отличие условий эксперимента для двух серий — основной, полученной с применением абсорбционной камеры, и вспомогательной при $e = \text{const}$, полученной с помощью передвижного источника радиации, заключается в том, что при получении основной серии свет проходил дополнительно через стеклянные окошки камеры, находившихся под воздействием водяного пара различной концентрации. Известно свойство некоторых сортов стекол адсорбировать водяной пар в виде тонкой поверхностной пленки воды. Если бы такая пленка имела место в нашем случае, она дала бы дополнительное поглощение в районе полосы поглощения водяного пара. Это привело бы к тому, что прямая линия основной серии не совпала бы с линией $e = \text{const}$, будучи, однако, ей параллельна, так как во всех точках добавилась бы оптическая плотность пленок на окошках. Такое предположение не объясняет различного наклона прямых.

Однако известно также другое, более сложное явление, наблюдавшееся на некоторых сортах стекла. Оно заключается в том, что при длительной обработке стекла водяным паром на поверхности стекла могут образоваться микропоры. В этих микропорах может адсорбироваться большое количество молекул воды, причем, что для нас существенно, этот процесс адсорбции обладает свойством обратимости. Это означает, что количество адсорбированной в микропорах воды является определенной функцией концентрации и температуры окружающего пара. Очевидно, что если бы такое явление имело место при получении основной серии, оно могло бы изменить наклон прямой или деформировать ее, так как дополнительная оптическая плотность адсорбированной на окошках воды увеличивалась бы с увеличением концентрации пара в камере. Для того, чтобы убедиться в чистоте наших экспериментальных условий, необходимо было проверить использованные нами окошки на адсорбцию.

С этой целью был поставлен специальный контрольный опыт, основанный на следующем. Как видно из графиков приложения 1, наибольшее расхождение прямых обеих серий наблюдалось при количестве осажденной воды $w \approx 0,450$ мм, что соответствует в абсорбционной камере насыщенному пару над кипящей водой ($t = 100^\circ$). Если это расхождение в измеренной оптической плотности между 0,450 мм насыщенного 100-градусного пара и 0,450 мм пара при комнатных условиях вызвано просто дополнительным поглощением адсорбированной на окошках камеры воды, то, построив камеру значительно меньшей длины с этими же окошками и

¹ Удельные коэффициенты поглощения, отнесенные к единице количества водяного пара, т. е. производные от оптической плотности по w . Вдоль прямых они остаются постоянными и даются тангенсом угла наклона этих прямых.

сняв спектр для пара над кипящей водой в этой камере, мы должны были бы получить оптическую плотность, равную также сумме оптической плотности небольшого количества насыщенного при 100° пара и оптической плотности адсорбированной на окошках воды. Если же на окошках заметные количества воды не адсорбируются, полученные с короткой камерой оптические плотности должны попасть на прямую низкотемпературной серии у соответствующего количества осажденной воды.

Для этой цели была построена короткая камера длиной в 6 см, на торцах которой были в старых держателях и со старыми обогревателями укреплены те же окошки, которые были использованы при получении основной серии. Обработка спектрограмм, снятых для пара над кипящей водой, показала, что измеренные оптические плотности в пределах погрешности опыта укладываются на низкотемпературные прямые, чем доказывается отсутствие заметной адсорбции воды на окошках камеры.

Таким образом, выводы пунктов 2 и 3 можно считать экспериментально правильными.

V. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Изложенные выше экспериментальные результаты можно разделить на две части: 1) температурное перераспределение интенсивностей между максимумами вращательной структуры и 2) изменение коэффициентов поглощения при изменении парциального давления или плотности водяного пара.

1. Температурные изменения в полосе поглощения

Температурное перераспределение интенсивностей максимумов находит удовлетворительное качественное объяснение в обычном перераспределении молекул по вращательным уровням, которым всегда должно сопровождаться изменение температуры газа. Поясним это положение.

Как известно, относительное количество молекул, занимающих определенные уровни вращательной энергии, определяется температурой газа. Теория показывает также, что переходы между вращательными уровнями могут совершаться с изменением вращательного квантового числа только на ± 1 . Следовательно, каждая линия во вращательно-колебательной полосе поглощения соответствует переходам молекул между двумя соседними вращательными уровнями, которыми сопровождался основной колебательный переход. Из этого следует, что распределение интенсивностей между линиями вращательной структуры непосредственно определяется распределением молекул по уровням вращательной энергии, т. е. температурой газа. При увеличении температуры растет относительное количество молекул, занимающих высокие вращательные уровни и, следовательно, должна увеличиваться интенсивность линий, соответствующих переходам между высокими вращательными уровнями, и уменьшаться интенсивность линий, образованных молекулами с малой энергией вращения. При понижении температуры должна наблюдаться обратная картина.

С другой стороны, детальное ознакомление с отождествлением вращательных линий в исследуемой полосе поглощения водяного пара [22] показывает, что, несмотря на большую сложность и запутанность вращательной структуры полосы, можно отметить определенную закономерность: линии, соответствующие низким вращательным переходам, большей частью сосредоточены в центральной части полосы, на краях же полосы расположены преимущественно линии, соответствующие высоким вращательным переходам.

Отсюда следует, что при достаточном повышении температуры нужно ожидать относительного увеличения интенсивности максимумов поглощения на краях полосы и уменьшения интенсивности для центральных максимумов.

Рассмотрение графиков приложения 1 показывает, что полученные данные соответствуют этой ожидаемой картине. Действительно, если сравнивать на графиках поглощение одинаковыми количествами водяного пара на низкотемпературных пря-

мых и высокотемпературных ветвях, то оказывается, что с повышением температуры поглощение увеличивается для максимумов №№ 19, 23, 48, 50 и 52 и уменьшается для максимумов №№ 28, 34, 40 и 44. Как видно на рис. 6, первая группа максимумов расположена на краях полосы, вторая — в средней части полосы.

Количественное рассмотрение результатов показывает, что изменением поглощения из-за роста температуры на *низкотемпературных* прямых можно практически пренебречь. Действительно, увеличение оптической плотности для $w = 0,3$ мм при повышении температуры от 83 до 348°, т. е. на 265°, составляет для наиболее резких случаев (максимумы №№ 19, 50, 34, 40) 35—45%.¹ На протяжении низкотемпературных прямых температура изменялась в пределах 60°, следовательно, могло произойти изменение оптических плотностей из-за изменения температуры не больше, чем на 8—10% для наиболее подверженных температурным изменениям максимумов, а если рассматривать участки прямых от $w = 0,165$ мм (65°), то максимальное температурное искажение не превышает 4—7% от абсолютных значений оптических плотностей. Из этой грубой оценки видно, что изменение температуры не могло заметно изменить полученную зависимость поглощения от плотности водяного пара.

Из этой оценки следует также, что при радиационных расчетах в условиях атмосферы можно практически пренебречь изменением поглощательной способности водяного пара из-за температуры, тем более, что увеличение интенсивности одних максимумов в значительной мере компенсируется уменьшением интенсивности других максимумов.

2. Изменение поглощения из-за изменения плотности водяного пара

Наибольший интерес, как указывалось, представляет вторая часть экспериментальных результатов — выводы 1, 2 и 3, сделанные на основе рассмотрения данных низкотемпературной части основной серии и вспомогательной серии спектрограмм.

Полученные в этих сериях данные представляют собой зависимости оптической плотности D водяного пара, измеренной для узких спектральных интервалов в полосе 1,38 μ , от концентрации C (или плотности) пара и длины пути l . При этом каждая из двух серий дает раздельно зависимость от одного из этих элементов: низкотемпературная часть основной серии (кривые 2 на графиках приложения 1) дает зависимость D от C при постоянном l , а вспомогательная серия (кривые 1 на графиках) — зависимость D от l при постоянном C .

Непосредственное сравнение полученных результатов с известными законами поглощения Бугера—Ламберта и Беера, объединяемыми обычно в одну формулу

$$I = I_0 e^{-\alpha Cl},$$

или

$$D = \ln \frac{I_0}{I} = \alpha Cl, \quad (1)$$

где α — независимый от C и l коэффициент поглощения, показывает, что они не согласуются с этими законами.

Действительно, из формулы (1) следует, что при одинаковых количествах поглощающего газа, т. е. при одинаковых произведениях Cl , оптические плотности должны быть одинаковыми. На графиках приложения 1 видно, что при одинаковых количествах осажденной воды оптические плотности получаются различными для двух указанных серий измерений.

Причина такого рода расхождений между экспериментальными данными и законами Бугера—Ламберта и Беера заключается в том, что эти законы по своему существу имеют сравнительно узкие пределы применения и, в частности, строго говоря, неприменимы для газов. Это утверждение будет разъяснено ниже.

¹ Исключение представляет максимум № 52, для которого увеличение оптической плотности достигает 100%. Однако поглощение в этом (и соседних) максимуме мало по абсолютной величине и не играет существенного значения.

Прежде, чем перейти непосредственно к интерпретации этой части полученных результатов, остановимся коротко на пределах применимости законов Бугера—Ламберта и Беера, затем выведем общее выражение для измеряемой оптической плотности, применимое, в частности, для газов, и рассмотрим одно свойство этого выражения, дающее возможность выяснить причины, которые могут вызвать изменение оптической плотности при неизменном количестве поглощающего газа.

3. О пределах применимости законов Бугера—Ламберта и Беера

Закон Бугера—Ламберта, указывающий связь между ослаблением радиации, проходящей через однородную поглощающую среду, и длиной пути радиации в этой среде, утверждает, что

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

где k — постоянный для данной среды коэффициент поглощения, не зависящий от длины пути l . В основе своей этот закон имеет дифференциальное соотношение

$$-dl = kI dl,$$

безусловно физически строгое, за исключением двух случаев:¹ когда исследуется поглощение радиации, излучаемой самой поглощающей средой [23], или когда очень велика интенсивность радиации I (явление „насыщения“, при котором существенную роль начинает играть число возбужденных молекул). В обоих случаях соотношение (2) может не выполняться. Имеется третье ограничение: соотношение (2) справедливо только для бесконечно узких спектральных интервалов (для так называемых монохроматических пучков) или для таких спектральных интервалов, в пределах которых коэффициент поглощения k можно считать независимым от длины волны. В ином случае интенсивность I радиации широкого спектрального интервала становится более сложной функцией l вследствие изменения спектрального состава радиации по мере прохождения ее через среду.

Закон Беера связывает коэффициент поглощения k линейным соотношением с концентрацией поглощающего вещества:

$$k = \alpha C, \quad (3)$$

где α — постоянная величина (удельный коэффициент поглощения) для данного вещества, не зависящая от его концентрации C . Это утверждение предполагает, что поглощающие свойства каждой отдельной молекулы не зависят от соседних молекул. Нарушения этого условия встречаются весьма часто. Они могут быть вызваны сильным взаимодействием поглощающих молекул с окружающими молекулами, что имеет место, например, в концентрированных растворах полярных веществ и даже в некоторых газах с особо сильной водородной связью [24, 25]. Сильные взаимодействия могут существенно изменять вид спектра поглощения. При этом, очевидно, удельный коэффициент поглощения α_λ для данной длины волны будет зависеть от концентрации. Однако даже для газов, у которых взаимодействие молекул обусловлено лишь обычными ван-дер-ваальсовыми силами, коэффициент α_λ для данной длины волны также может изменяться с концентрацией. Изменение α_λ вызывается расширением спектральных линий при увеличении концентрации (или давления), которое сопровождается изменением их формы.

Следовательно, закон Беера (3) имеет ограниченные пределы применимости, и, в частности, строго говоря, неприменим к газам. Он должен быть заменен более общим выражением

$$k = \alpha(C) \cdot C, \quad (4)$$

¹ Здесь не рассматривается рассеяние радиации.

где вид функции $\alpha(C)$ определяется характером взаимодействия поглощающих молекул с соседними молекулами и, кроме того, концентрация C входит множителем, как величина, пропорциональная числу поглощающих молекул на единице пути.

Таким образом, если рассматривается поглощение поступающей извне в среду радиации в бесконечно узком спектральном интервале, можно физически строго применять закон Бугера—Ламберта в следующем виде:

$$I = I_0 e^{-\alpha(C)Cl} \quad (5)$$

В настоящей работе мы имеем дело с поглощением радиации в газе — водяном паре, где можно считать, что взаимное влияние молекул ограничивается лишь взаимодействием ван-дер-ваальсовского типа, которое проявляется в некотором расширении (размывании) энергетических уровней молекул при их сближении (соударении) и, следовательно, в расширении спектральных линий.

В дальнейшем изложении мы будем исходить из положения, что расширение линий для водяного пара в условиях атмосферы является единственной причиной зависимости монохроматических удельных коэффициентов поглощения α_λ от концентрации.

Основными факторами, определяющими ширину и форму спектральных линий, являются при отсутствии сильных внешних полей [26, 27]:

1) размытость энергетических уровней, обусловленная конечным временем жизни возбужденных уровней (естественная ширина линии),

2) явление Допплера, обусловленное тепловым движением поглощающих молекул (доплеровское расширение) и

3) оптические столкновения поглощающих молекул между собой или с молекулами посторонних газов, вызывающие возмущение энергетических уровней и соответствующее дополнительное расширение линий.

Форма спектральной линии, т. е. относительное распределение удельных коэффициентов α_ν внутри линии, обусловленная факторами 1 и 3, одинакова и дается выражением:

$$\alpha_\nu = \frac{A\gamma}{(\nu - \nu_m)^2 + \gamma^2}, \quad (6)$$

где A с точностью до постоянной равно интегралу $\int_0^\infty \alpha_\nu d\nu$, выражающему полную

интенсивность линии; ν_m — частота центра линии, где поглощение максимально; γ — ширина линии, выраженная в круговых частотах, т. е. разность частот, у которых коэффициент поглощения равен половине максимального.

Для естественного расширения γ равна величине, обратной среднему времени жизни возбужденного индивидуального уровня, обусловленному спонтанным переходом с этого уровня. Для расширения из-за столкновений γ также связана с длительностью пребывания возбужденной молекулы на индивидуальном энергетическом уровне, но уже обусловленной средним числом оптических столкновений в секунду, которое в свою очередь непосредственно связано с концентрацией.

Следовательно, выражение (6) для расширения из-за столкновений содержит в неявном виде зависимость α_ν от концентрации. При этом, если влияние концентрации на α_ν сводится только к расширению линий из-за столкновений, что предполагается в рассматриваемом случае, то выражение (6) содержит зависимость α_ν от C полностью. На характере этой зависимости остановимся ниже.

Форма спектральной линии, обусловленная доплеровским расширением, дается выражением

$$\alpha_\nu = A_1 e^{-\frac{(\nu - \nu_m)^2}{\gamma^{1/2}}} \quad (7)$$

Естественное и доплеровское расширения всегда сопутствуют друг другу, причем для линий, расположенных в инфракрасной области, при обычных температурах доплеровская ширина больше естественной. Однако форма доплеровского распределения (7) такова, что α_ν резко падает при незначительном удалении от центра линии и „крылья“ линий всегда обусловлены распределением (6).¹ Следовательно, в первом приближении можно считать, что форма линий, за исключением участков, расположенных непосредственно у центра линии, дается распределением (6).²

Таким образом, в рассматриваемом случае можно использовать закон Бугера—Ламберта для бесконечно узких спектральных интервалов в виде

$$I = I_0 e^{-\frac{A_\nu}{(\nu - \nu_m)^2 + \gamma^2} cl},$$

если поглощение в этом интервале обусловлено только одной линией. Фактически обычно поглощение обусловлено несколькими перекрывающимися линиями и в общем случае нужно пользоваться таким выражением

$$I(\nu) = I_0(\nu) e^{-\sum_j \frac{A_j \gamma_j}{(\nu - \nu_{mj})^2 + \gamma_j^2} cl}, \quad (8)$$

где суммирование производится по всем линиям, дающим поглощение в спектральном интервале $d\nu$ у частоты ν .

Выражение (8) справедливо только для бесконечно узких спектральных интервалов и поэтому непосредственно не применимо к результатам измерения со спектральными приборами. Любой спектральный прибор пропускает конечный интервал длин волн, величина которого определяется спектральной шириной используемых щелей. Следовательно, измеряемые спектрометром оптические плотности являются осредненными величинами для пропускаемого им спектрального интервала. Это осреднение при наличии тонкой структуры полос поглощения имеет сложный характер.

4. Общее выражение для измеряемой спектрометром (осредненной) оптической плотности

Измеряемая спектрометром оптическая плотность определяется как $D_i = \ln \frac{g_{0i}}{g_i}$,

где g_{0i} — отклонение гальванометра, связанного с приемником радиации, когда на пути радиации нет поглощающего вещества, и g_i — отклонение гальванометра при наличии поглощающего вещества, когда спектрометр установлен на частоту ν_i .

Как известно, этим выражением можно пользоваться только в том случае, если приемная система спектрометра линейна к потоку Φ радиации, падающему на приемник радиации, т. е. отклонения гальванометра пропорциональны этому потоку:

$$\frac{g_{0i}}{g_i} = \frac{\Phi_{0i}}{\Phi_i}.$$

В случае резкой зависимости поглощения исследуемого вещества от частоты ν измеряемые величины оптической плотности могут существенно отличаться от истинных значений оптической плотности в спектре.

¹ На этом свойстве основано, например, определение естественной ширины линий [26].

² При экспериментах с большими количествами поглощающего вещества, что имеет место в настоящей работе, основную роль играют именно „крылья“ линий, а не центральные их участки.

Для обсуждения полученного здесь материала представляет интерес рассмотреть общее выражение, связывающее измеренную оптическую плотность D_i с истинными характеристиками измеряемого спектра. Поскольку $D_i = \ln \frac{\Phi_{0i}}{\Phi_i}$, то для поставленной задачи нужно выяснить, чем определяются величины потоков радиации Φ_{0i} и Φ_i .

Радиационный поток Φ_{0i} , получаемый приемником, когда на пути радиации отсутствует поглощающее вещество, определяется распределением энергии в спектре источника $S(\nu)$ и характеристиками спектрометра: спектральной шириной его щелей, дифракцией на щелях и остальных элементах системы, оптической плотностью и коэффициентами отражения оптики для данного участка спектра. Для описания изменений, которые вносит спектрометр в распределение энергии радиации, проходящей через него от источника до приемника, обычно вводят так называемую „функцию передачи спектрометра“ $f(\nu, \nu_i, a)$, где параметр ν_i — частота, на которую установлен спектрометр, и a — спектральная ширина щели (обычно пользуются одинаковыми входной и выходной щелями). В первом приближении можно считать эту функцию симметричной относительно частоты ν_i , соответствующей центру щели, и поэтому написать ее так: $f(|\nu - \nu_i|, a)$. Чаще всего этой функции придают форму равнобедренного треугольника с основанием $2a$. За пределами спектрального интервала $2a$ с центром в ν_i естественно положить эту функцию равной нулю, так как остальные частоты спектрометр не пропускает (см. рис. 7).

Используя таким образом введенную функцию передачи спектрометра, можно написать выражение для потока радиации Φ_{0i} :

$$\Phi_{0i} = \int_0^{\infty} S(\nu) f(|\nu - \nu_i|, a) d\nu.$$

Если $S(\nu)$ в пределах узкого спектрального интервала $2a$, где $f(|\nu - \nu_i|, a)$ отлично от нуля, мало меняется с частотой (как это обычно бывает на практике),

то

$$\Phi_{0i} = S(\nu_i) \int_0^{\infty} f(|\nu - \nu_i|, a) d\nu.$$

Для того, чтобы написать выражение для потока Φ_i , нужно, кроме того, учесть поглощение в камере с поглощающим веществом. Используя закон Бугера—Ламберта в наиболее общей форме (5) для бесконечно узких спектральных интервалов, можно написать

$$\Phi_i = S(\nu_i) \int_0^{\infty} e^{-a_\nu(C)Cl} f(|\nu - \nu_i|, a) d\nu$$

и, следовательно,

$$D_i = \ln \frac{\Phi_{0i}}{\Phi_i} = - \ln \frac{\int_0^{\infty} e^{-a_\nu(C)Cl} f(|\nu - \nu_i|, a) d\nu}{\int_0^{\infty} f(|\nu - \nu_i|, a) d\nu}. \quad (9)$$

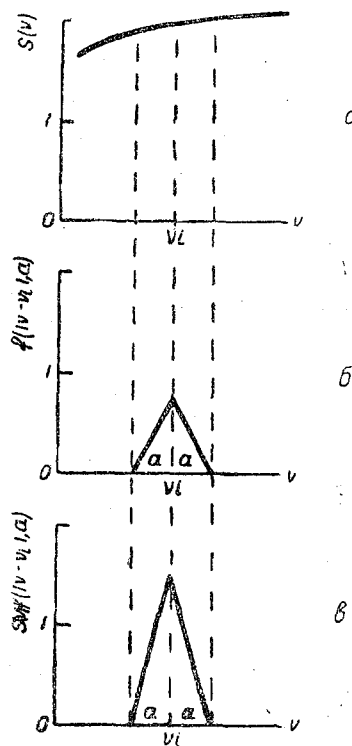


Рис. 7.

Выражение (9) представляет в самом общем виде связь между измеряемой оптической плотностью D_i и истинными удельными коэффициентами поглощения $\alpha_j(C)$, концентрацией поглощающего вещества C , длиной пути l и характеристикой спектрометра $f(|\nu - \nu_i|, a)$.

Для интересующего нас случая поглощения в газах мы можем уточнить общее выражение (9), используя закон Бугера—Ламберта в форме (8). Тогда получим общее выражение для измеряемой оптической плотности газов в следующем виде:

$$D_i = \ln \frac{\Phi_{0i}}{\Phi_i} = - \ln \frac{\int_0^\infty e^{-\sum_j \frac{A_j \gamma_j C l}{(\nu - \nu_{mj})^2 + \gamma_j^2}} f(|\nu - \nu_j|, a) d\nu}{\int_0^\infty f(|\nu - \nu_i|, a) d\nu} \quad (10)$$

Это общее выражение дает в неявном виде связь между измеряемой оптической плотностью газов и рядом определяющих ее параметров:

$$A_j, \gamma_j, \nu_{mj}, C, l, a, \nu_i. \quad (11)$$

Первые три параметра A_j , γ_j и ν_{mj} характеризуют структуру спектра поглощения, параметры C и l определяют количество и плотность поглощающего газа, параметры a и ν_i задаются установкой спектрометра.

В литературе¹ рассмотрены некоторые частные случаи решения уравнения (10) при различных узких ограничениях. Простая явная зависимость D_i от параметров (11) получается лишь в одном случае, когда в спектральный интервал, пропускаемый спектрометром, попадает только одна линия, причем центр щели установлен на центр линии, т. е. $\nu_i = \nu_m$. В этом случае

$$D = \frac{2}{a} \sqrt{A \gamma C l},$$

причем при получении этого выражения считается, что в центральной части линии радиация поглощена полностью; кроме того, должны быть выполнены следующие условия:

$$\frac{\gamma}{a} \ll 1 \text{ (широкие щели),}$$

$$\frac{A}{\pi \gamma} C l \gg 1 \text{ (достаточное количество поглощающего газа),}$$

$$\frac{A \gamma C l}{\pi a} < 1 \text{ (количество газа не должно быть слишком велико).}$$

Если же не делать таких ограничений, то даже для случая единичной линии приходится прибегать к численному интегрированию. Тем более усложняется задача, если рассматривать упрощенный случай множества эквидистантных и одинаковых линий или случай бесконечного множества произвольных линий. Однако и эти случаи, решение для которых дается в виде кривых, вычисленных для некоторых частных значений параметров, не соответствуют реальным условиям измерений со спектрометром.

Таким образом, мы вынуждены констатировать, что для спектров поглощения, имеющих линейчатую структуру, теоретически невозможно получить общее выражение, дающее явную зависимость между измеряемыми оптическими плотностями и истинными характеристиками спектра, шириной щели спектрометра или концентрацией и длиной пути. Следовательно, эти зависимости нужно устанавливать в каждом конкретном случае индивидуальными методами и, повидимому, преимущественно экспериментальным путем.

¹ См., например, работу [10]; там же весьма подробная библиография вопроса.

5. Об одном свойстве общего выражения для измеряемой оптической плотности газов

Несмотря на то, что указанные зависимости могут быть даны в общем случае лишь в неявном виде, выражение (10) все же дает возможность отметить одно общее свойство этих зависимостей.

Параметры C и l входят в выражение (10) лишь в числитель показателя экспоненты в виде произведения. Если пренебречь γ_j^2 в знаменателе показателя, то параметры γ_j , зависящие от C , будут входить в выражение (10) также только в числителе показателя в качестве множителя при Cl в каждом члене суммы. В таком случае, как бы не была сложна явная зависимость D_i от всех параметров, в любой ее форме параметры C , l и γ_j будут входить в виде произведений $\gamma_j Cl$. Отсюда следует, что при условии постоянства всех остальных параметров (11), измерения оптической плотности должны давать одинаковые результаты, если произведения $\gamma_j Cl$ остаются постоянными, независимо от значения каждого из этих параметров. Очевидно также, что при одинаковых значениях произведения Cl , т. е. при одинаковых количествах поглощающего газа, и при одинаковой установке спектрометра, измерения могут дать различные оптические плотности, если меняются ширины линий γ_j .

Так как мы будем исходить из этого положения при обсуждении экспериментальных результатов настоящей работы, необходимо рассмотреть два условия, при которых это положение справедливо: пренебрежение γ_j^2 в знаменателе показателя экспоненты и возможность постоянства остальных параметров (11) при изменении γ_j , C и l .

Пренебрежение величиной γ_j^2 в знаменателе показателя экспоненты выражения (10) возможно при условии, если

$$|\nu - \nu_{mj}| \gg \gamma_j.$$

Для участков, где $|\nu - \nu_{mj}|$ близко по величине к γ_j или меньше γ_j , пренебрежение величиной γ_j^2 вызывает некоторую ошибку в величине потока Φ_i . Ошибка эта очень мала по той причине, что участки пропускаемого спектрометром интервала длин волн, где $|\nu - \nu_{mj}| \leq \gamma_j$, соответствуют центральным частям линий и вклад, который дают эти участки в величину потока Φ_i , очень мал уже при сравнительно небольших количествах поглощающего вещества. Пренебрежение величиной γ_j^2 вообще не дает ошибки, если считать, что в центральных участках линий радиация поглощена практически полностью. Это условие, как правило, выполняется при обычных условиях эксперимента с длиннофокусными приборами в инфракрасной области, так как радиация только лишь в приборе проходит несколько метров (в наших условиях не менее 6 м) в неосушенном комнатном воздухе.¹

Что касается неизменности всех параметров (11) при изменении трех из них (γ_j , C и l), то необходимым является пояснить лишь неизменность A_j при расширении линий (увеличении γ_j). A в выражении (6) представляет собой величину площади линии (с точностью до постоянной), т. е.

$$A \sim \int_0^{\infty} \alpha(\nu) d\nu.$$

Экспериментально установлено [28], что площадь линий, отнесенная к единице количества поглощающего вещества, не зависит от внешних условий, в частности от давления. Исходя из этого утверждения, мы можем считать, что все параметры A_j неизменны при изменении параметров γ_j , C и l .

¹ Обычно считают, что при среднем поглощении 10—20% в центрах линий поглощение полное (см. например [21]).

6. Рассмотрение экспериментального материала

Обращаясь к результатам настоящей работы, мы будем исходить из указанного выше вывода: измерения оптической плотности должны давать одинаковые результаты, если произведения $\gamma_j Cl$ остаются постоянными, независимо от значения каждого из этих параметров в отдельности.

Из этого положения следует, что если γ_j остаются постоянными, то две серии опытов, в одной из которых меняется C при постоянном l , а в другой меняется l при постоянном C , должны дать одинаковые оптические плотности для одинаковых значений произведения Cl , т. е. для одинаковых количеств осажденной воды. Иначе говоря, это означает, что данные двух таких серий, будучи нанесены графически в координатах (D , $Cl = w$), должны располагаться на одной и той же кривой до тех пор, пока при изменении C ширины линий γ_i остаются постоянными. Расхождение кривых, соответствующих каждой из двух серий, должно свидетельствовать о начале заметного изменения ширин линий γ_j . При этом, как видно из выражения (10), при возрастании значений γ_j оптические плотности одинаковых количеств w должны увеличиваться.

Данные настоящей работы, представляющие собой как раз две такие серии (низкотемпературная часть основной серии — переменная C при $l = \text{const}$, вспомогательная серия — переменное l при $C = \text{const}$), нанесены на графиках приложения 1 в указанных координатах ($D = \ln \frac{I_0}{I}$, $w = Cl$).

На графиках приложения I видно, что данные обеих серий для всех максимумов поглощения укладываются на разные кривые¹, следовательно, ширины линий были в обоих случаях различными. Можно также утверждать, что при условиях низкотемпературной части основной серии ширины линий были больше, чем для вспомогательной серии, так как в первом случае кривая лежит выше, т. е. оптические плотности больше.

Ранее было отмечено, что причиной изменения ширины линий в газе может являться изменение числа оптических соударений, которое в свою очередь связано с концентрацией. Обе серии измерений производились при постоянном полном давлении, следовательно, общее число молекул в единице объема, если учитывать молекулы водяного пара и молекулы воздуха, оставалось приблизительно постоянным². Однако обе серии резко отличаются по концентрации молекул водяного пара: как было указано, минимальное парциальное давление водяного пара в камере (первая группа точек) в 6—10 раз превышало давление пара для вспомогательной серии. Это обстоятельство дает возможность отнести изменение ширин линий при переходе от атмосферных измерений к измерениям в камере за счет резкого изменения парциального давления водяного пара. Отсюда следует, что соударения молекул водяного пара между собой имеют значительно большую эффективность в отношении расширения линий, чем соударения молекул водяного пара с молекулами воздуха.

Для характеристики эффективности соударений в отношении того или иного вида взаимодействия молекул обычно вводят понятие об эффективном сечении или диаметре взаимодействующих молекул для данного вида взаимодействия. Например, кинетическим диаметром принято называть среднее расстояние между центрами молекул, на котором происходит передача кинетической энергии или количества движения молекул. Этими диаметрами пользуются при расчете числа столкновений, эффективных в газокинетических процессах. Кинетические диаметры имеют порядок величины 10^{-8} см.

¹ Точка, обведенная треугольником, находится на пересечении обеих кривых. Напомним, что она соответствует измерениям с пустой камерой и ее совпадение с кривой вспомогательной серии показывает преемственность данных обеих серий. Начиная с этой точки, кривая низкотемпературной части основной серии, как правило, резко отходит от кривой вспомогательной серии.

² При переходе от вспомогательной серии к первой группе точек основной серии абсолютная температура изменялась на 70/0, в пределах низкотемпературной части основной серии — на 20/0, соответственно менялось число молекул в единице объема.

В физической оптике вводится понятие оптического диаметра столкновений, под которым подразумевается среднее расстояние между центрами молекул, на котором возникает какой-либо вид оптического взаимодействия. В данном случае мы будем говорить об оптических диаметрах, соответствующих взаимодействию молекулы водяного пара с пролетающей мимо молекулой, приводящему к расширению энергетических уровней и, соответственно, к расширению спектральных линий водяного пара. Подобные оптические столкновения часто называют „уширяющими“ столкновениями.

Пользуясь этими понятиями, указанный выше вывод можно сформулировать как неодинаковость оптических диаметров столкновений молекул водяного пара между собой и с молекулами основных компонент воздуха. Обозначая оптические диаметры через ρ , можно написать:

$$\rho_{\text{H}_2\text{O} - \text{H}_2\text{O}} \gg \rho_{\text{H}_2\text{O} - \text{воздух}}. \quad (12)$$

Этот вывод не противоречит экспериментальным исследованиям, проведенным с различными газами: экспериментально установлено (см. напр. [29] и [30]), что величина оптического диаметра определяется природой сталкивающихся молекул.

Обращаясь опять к графикам приложения 1, можно видеть, что почти во всем диапазоне парциальных давлений водяного пара (во всяком случае от 100 до 1000 мб), охваченных низкотемпературной частью основной серии, заметного изменения ширины линий не происходит. Это следует из того, что здесь зависимость D от w для всех максимумов имеет прямолинейный вид, такой же, как и для вспомогательной серии, где концентрация и температура, а следовательно, и γ_j оставались неизменными.

Представляет большой интерес проследить за ходом изменения γ_j при более низких парциальных давлениях водяного пара. Однако условия эксперимента с камерой не позволили произвести измерения при давлениях пара ниже 60–100 мб. Этот пробел можно частично восполнить, если привлечь данные П. В. Стороженко по исследованию поглощения водяным паром в изучаемой полосе, проведенные с постоянным 100-метровым слоем воздуха при влажности, изменяющейся от 4 до 12 мб, и с переменным расстоянием до источника при постоянной влажности 10 мб. Если эти данные¹ нанести в тех же координатах ($D = \ln \frac{I_0}{I}$, $w = Cl$), в каких нанесены наши данные, то к ним можно применить тот же критерий постоянства или изменчивости ширины линий.

Указанные данные для двух максимумов в полосе 1,38 μ (ψ_1 , соответствующий максимуму № 44, и ψ_5 , соответствующий максимумам № 25, 26 и 27) представлены на рис. 8.

Как видно из этого графика, обе серии данных (переменное парциальное давление пара при $l = \text{const}$ и переменное расстояние при $e = \text{const}$) укладываются для каждого максимума на одну и ту же кривую с неуверенной тенденцией к расхождению у 12 мб. Это свидетельствует о приблизительном постоянстве ширины линий γ_j при трехкратном изменении концентрации водяного пара при низких парциальных давлениях.

¹ Эти данные по абсолютным значениям несравнимы с данными настоящей работы, так как они производились с другой шириной щели, поэтому они используются самостоятельно сравнением ходов обеих серий между собой.

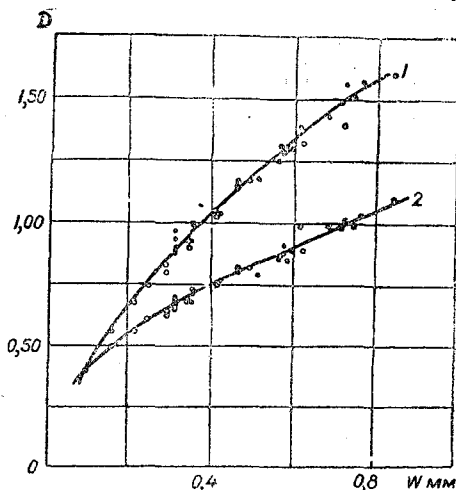


Рис. 8.

1 — кривая для максимума ψ_1 , соответствующего максимуму № 44, 2 — кривая для максимума ψ_5 , соответствующего максимумам № 25, 26 и 27 (по П. В. Стороженко).

Объединяя данные настоящей работы с данными П. В. Стороженко, можно констатировать приблизительное постоянство ширины линий при изменении парциального давления пара от 4 до 12 мб и то же самое при парциальных давлениях от 60—100 до 1000 мб, но уже при расширенных линиях. Следовательно, нужно ожидать, что в области парциальных давлений, грубо говоря, от 10 до 100 мб должно происходить резкое увеличение ширины линий. Измеренный и предполагаемый ход ширины линий изображен на рис. 9.

Этот ход изменения ширины линий с парциальным давлением качественно может быть объяснен следующим образом.

Число уширяющих оптических столкновений показывает, сколько раз в секунду молекула попадает в сферу действия других молекул. Пока среднее расстояние $\bar{r}$ между молекулами водяного пара значительно больше оптического диаметра, число столкновений в секунду увеличивается пропорционально числу n молекул водяного пара в единице объема (обычное газокINETическое соотношение $z = \pi \bar{r}^2 v n$, не

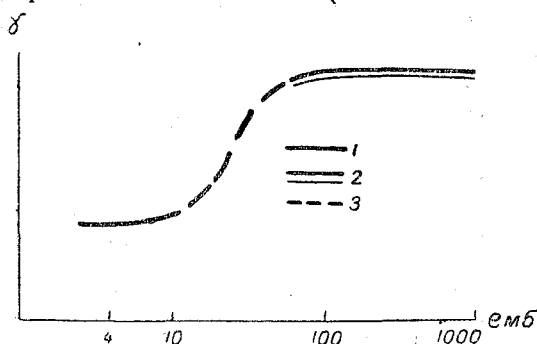


Рис. 9.

1 — по данным П. В. Стороженко; 2 — по данным настоящей работы; 3 — предполагаемый ход в неисследованной области.

n , а шириной соответствующих энергетических уровней молекулы, находящейся в поле другой молекулы. Таким образом, при увеличении концентрации молекул число оптических столкновений, достигнув при некоторой концентрации своего максимума, уже не играет роли для расширения линий (наступает „насыщение“ оптических столкновений). Дальнейшее увеличение концентрации приводит лишь к медленному уменьшению средних расстояний между взаимодействующими молекулами, пропорциональному $\frac{1}{\sqrt{n}}$, которое, повидимому, мало сказывается на ширине уровней

в пределах исследованных парциальных давлений.

Более подробное рассмотрение требует количественного анализа силовых полей взаимодействующих молекул и выходит за пределы данной работы.

Исходя из такой схемы, молекулам водяного пара следует приписать эффективный диаметр для уширяющих столкновений $\rho_{\text{H}_2\text{O}-\text{H}_2\text{O}}$ порядка 10^{-6} см, так как постоянство ширины линий обнаруживается, начиная приблизительно со 100 мб парциального давления $\left(n = 2,7 \cdot 10^{18}, \bar{r} = \frac{1}{\sqrt[3]{2,7 \cdot 10^{18}}}\right)$.

Выше мы не учли, что при изменении парциального давления водяного пара от 100 до 1000 мб соответственно уменьшалось парциальное давление воздуха от 900 мб до нуля. Сохранение ширины линий при таком значительном изменении соотношения парциальных давлений водяного пара и воздуха подтверждает вывод (12), так как этот факт может быть объяснен или равенством оптических диаметров $\rho_{\text{H}_2\text{O}-\text{H}_2\text{O}}$ и $\rho_{\text{H}_2\text{O}-\text{воздух}}$, что совершенно отпадает, или предположением, что столкновения молекул водяного пара с молекулами воздуха не играют существенной роли.

Если считать, как обычно принято, величину оптического диаметра для столкновений молекул водяного пара с молекулами воздуха ($\rho_{\text{H}_2\text{O}-\text{воздух}}$) порядка 10^{-8} см, то получается, что $\rho_{\text{H}_2\text{O}-\text{H}_2\text{O}}$ в несколько десятков раз больше, чем $\rho_{\text{H}_2\text{O}-\text{воздух}}$. Этот результат не представляет собой большого исключения, если обратиться к исследованиям оптических диаметров других молекул. В качестве примера можно указать на исследование П. В. Слободской [31], которая нашла, что оптические столкновения между молекулами CO_2 в 1000 раз эффективнее, чем столкновения между молекулами CO_2 и воздуха.¹

Большое различие величин $\rho_{\text{H}_2\text{O}-\text{H}_2\text{O}}$ и $\rho_{\text{H}_2\text{O}-\text{воздух}}$ возможно связано с наличием большого дипольного момента у молекул воды и отсутствием постоянных дипольных моментов у молекул основных компонент воздуха — азота и кислорода.

В ряде метеорологических работ (например [3, 15, 16, 32]) принято считать, что оптические диаметры для столкновений молекул водяного пара между собой и для столкновений молекул водяного пара с молекулами воздуха имеют одинаковый порядок величины 10^{-8} см. На этом основании, учитывая малость парциальных давлений водяного пара по сравнению с общим давлением, считают, что число столкновений или ширина линий целиком определяются общим давлением воздуха.

На основании приведенной оценки оптического диаметра $\rho_{\text{H}_2\text{O}-\text{H}_2\text{O}}$ видно, что столкновениями между молекулами водяного пара пренебрегать не следует. Если считать, что $\rho_{\text{H}_2\text{O}-\text{H}_2\text{O}}$ на два порядка больше, чем $\rho_{\text{H}_2\text{O}-\text{воздух}}$, то даже при парциальном давлении в 100 раз меньшем, чем общее давление, столкновения с молекулами воздуха могут составить лишь несколько процентов от общего числа столкновений (так как число столкновений пропорционально квадрату эффективного диаметра).

Эта оценка очень груба и показывает лишь, что, несмотря на малость парциальных давлений водяного пара, столкновения молекул водяного пара между собой играют значительную роль.

Знание числа оптических столкновений молекул водяного пара и ширины спектральных линий необходимо для решения некоторых метеорологических задач. Так, в последнее время возникли представления, объясняющие наличие изотермии в стратосфере путем рассмотрения зависимости ширины спектральных линий водяного пара от высоты над поверхностью земли [32]. Имеется в виду явление, заключающееся в том, что значительная часть радиации, излучаемой водяным паром и углекислым газом, обладающими широкими линиями в нижних слоях атмосферы, пропускается этими газами в высоких слоях атмосферы, так как там спектральные линии значительно уже.

Имеется также ряд работ (напр. [15, 21] и др.), в которых делаются попытки вывести теоретически зависимость осредненных коэффициентов поглощения водяного пара от давления. Для решения этой задачи необходимо знание зависимости ширины линий от общего давления и парциального давления водяного пара.

Приведенная интерпретация, вводящая представление о большом оптическом диаметре молекул водяного пара, имеет, несомненно, дискуссионный характер и нуждается в дополнительном подтверждении.

Вне зависимости от этой интерпретации, существенный интерес для метеорологии представляет экспериментальный вывод о резком увеличении коэффициентов поглощения водяного пара при переходе от влажностей порядка 10 мб к влажностям 60—100 мб, и, следовательно, о невыполнении закона Беера в этом интервале абсолютных влажностей.

Из этого факта следует, что коэффициенты поглощения водяного пара зависят не только от общего давления, но также от абсолютной влажности, причем последняя зависимость может оказаться существеннее первой. Поэтому изменчивость поглощательных свойств водяного пара должна учитываться не только при реше-

¹ Данные Слободской относятся к полосам CO_2 у 4,3 и 2,7 μ и к оптическим столкновениям с переходом энергии возбуждения в кинетическую энергию молекул.

нии радиационных задач для высоких слоев атмосферы, но также при рассмотрении различных географических районов и времен года.

Данное исследование не дает точных количественных зависимостей осредненных коэффициентов поглощения от влажности воздуха. Оно указывает на наличие такой зависимости, дает ориентировочную оценку величины изменений и выявляет диапазон влажностей, где происходят эти изменения для исследованной полосы.

Указание на невыполнение закона Беера имеет также методическое значение для измерений влажности по методу измерения поглощения радиации водяным паром. Градуировка таких гигрометров, проведенная путем изменения расстояния от источника радиации до приемника, может оказаться неверной для больших абсолютных влажностей. Изменение количества водяного пара путем изменения расстояния l при постоянной влажности оказывается неравноценным изменению количества водяного пара за счет изменения влажности при постоянном расстоянии. Поэтому градуировка должна производиться таким же образом, каким производится измерение влажности, т. е. путем изменения влажности при постоянном расстоянии от источника радиации до приемника. Возможность отклонения от этого правила должна проверяться экспериментально в каждом конкретном случае.

VI. ВЫВОДЫ

1. В интервале влажностей между 10 и 50—100 мб происходит значительное изменение коэффициентов поглощения водяного пара. В этом интервале коэффициенты поглощения зависят от значения абсолютной влажности воздуха, т. е. не выполняется закон Беера. Для более низких влажностей (от 12 до 4 мб) отклонений от закона Беера не обнаружено.

2. Изменение коэффициентов поглощения водяного пара определяется в значительно большей степени абсолютной влажностью, чем полным атмосферным давлением. Поэтому изменчивость коэффициентов поглощения должна учитываться не только при решении радиационных задач для высоких слоев атмосферы, но также при решении задач для различных географических районов и времени года.

3. Дается оценка величины эффективного диаметра для столкновений между молекулами водяного пара, приводящих к расширению спектральных линий порядка 10^{-6} см; повидимому, эта величина в несколько десятков раз превышает значение эффективного диаметра для столкновений между молекулами водяного пара с молекулами воздуха.

4. В расчетах ширины линий, нужных для решения некоторых метеорологических вопросов (теоретическое выяснение зависимости осредненных коэффициентов поглощения от давления, вопросы, связанные с лучистым равновесием и изотермией в стратосфере, и др.), необходимо в первую очередь учитывать столкновения между молекулами водяного пара, а не пренебрегать ими, как это принято делать, из-за малости парциального давления.

5. При изменении температуры в пределах нескольких десятков градусов изменения в полосе поглощения незначительны. Поэтому можно считать, что при решении метеорологических задач можно в первом приближении пренебречь зависимостью поглощения водяного пара от температуры.

6. Градуировка оптических измерителей влажности, основанных на измерении поглощения, произведенная путем изменения расстояний между источником и приемником радиации, может оказаться неправильной при высоких влажностях. Поэтому градуировка должна производиться при постоянном расстоянии и переменной влажности, причем измерение влажности оптическим гигрометром должно производиться при таком же расстоянии между источником и приемником, при котором производилась градуировка. Возможность нарушения этих правил должна подтверждаться экспериментально в каждом конкретном случае.

Выводы 1 и 3 справедливы для исследованной полосы поглощения водяного пара у 1,38 μ и могут отличаться для других полос.

Автор признателен канд. физ.-мат. наук П. В. Стороженко, по предложению и при содействии которого было поставлено настоящее исследование, а также сотруд-

никам Лаборатории атмосферной оптики Ю. Н. Лукашенко и Б. Н. Федорову и начальнику мастерских ГГО В. С. Алдобаеву, оказавшим большую помощь при проведении работы.

При обсуждении экспериментальных результатов автор получил ценные советы от доктора физ.-мат. наук Б. С. Непорента, за что выражает ему большую благодарность.

ЛИТЕРАТУРА

1. Калитин Н. Н. Актинометрия. Гидрометеиздат, 1938.
2. Кондратьев К. Я. Перенос длинноволнового излучения в атмосфере. ГИТТЛ, 1950.
3. Лебединский А. И. Лучевое равновесие земной атмосферы. Уч. зап. ЛГУ, № 31, сер. матем., вып. 3, 1939.
4. Кириллова Т. В. Сравнительная оценка различных методов определения эффективного излучения у земной поверхности. Труды ГГО, вып. 27 (89), 1951.
5. Шехтер Ф. Н. К вычислению лучистых потоков тепла в атмосфере. Труды ГГО, вып. 24 (84), 1950.
6. Elsasser W. M. Перенос тепла инфракрасной радиацией в атмосфере. *Narv. Met. Stud.*, № 6, 1942.
7. Ångström K. *Ann. d. Phys.* 6, 163, 1901.
8. Schaefer C. *Ann. d. Phys.* 16, 93, 1905.
9. Шефер К. и Матосси Ф. Инфракрасные спектры. ОНТИ, 1935.
10. Nielsen J. R., Thornton V. and Dale E. B. *Rev. Mod. Phys.* 16, 307, 1944.
11. McCraig M. *Phyl. Mag.* 34, 321, 1943.
12. Lorentz N. A. *Proc. Amst. Acad. Soc.* 8, 591, 1906.
13. Falckenberg G. *Met. ZS* 55, 174, 1938.
14. Cowling T. D. *Phyl. Mag.* № 2, 1950.
15. Дмитриев А. А. К зависимости коэффициента поглощения радиации от давления. *Метеорология и гидрология*, № 10, 1940.
16. Кондратьев К. Я. О зависимости поглощения длинноволновой радиации в атмосфере от температуры и давления. *Изв. АН СССР, сер. геофиз.*, вып. 5, 1952.
17. Sleator W. W. and Phelps E. R. *Astrophysical Journ.* 62, 28, 1925.
18. Ярославский Н. Г. Исследование адсорбции на пористых средах с помощью инфракрасных спектров поглощения в близкой области. *Вестник ЛГУ*, № 3, 1950.
19. Коломиец Б. Т. Фотосопротивления. *Электричество*, № 3, 1949.
20. Буколович М. П. и Новиков И. И. Уравнение реального газа. Госэнергоиздат, 1949.
21. Elsasser W. M. *Month. Weath. Rev.* 65, 324, 1937.
22. Nielsen H. H. *Phys. Rev.* 62, 422, 1942.
23. Вавилов С. И. Микроструктура света. Изд. АН СССР, 1950.
24. Волкенштейн М. В., Ельяшевич М. А., Степанов Б. И. Колебания молекул, т. 2, ГИТТЛ, 1949.
25. Паулинг Л. Природа химической связи. Госхимиздат, 1947.
26. Вейскопф В. Ширина спектральных линий в газах. *УФН*, т. 13, вып. 4, 1933.
27. Гейтлер В. Квантовая теория излучения. ГИТТЛ, 1940.
28. Кондратьев В. Н. Структура атомов и молекул. Изд. АН СССР, 1946.
29. Митчелл А. и Зеemanский М. Резонансное излучение и возбужденные атомы. ОНТИ, 1937.
30. Coggeshall N. D. and Sailer E. *Journ. Chem. Phys.* 15, № 1, 1947.
31. Слободская П. В. и Степанов Б. И. Измерение длительности возбужденного колебательного состояния молекул и вероятности превращения колебательной энергии в тепло с помощью спектрофона Вейнгера. *Труды ГОИ*, т. XXIII, вып. 133, 1951.
32. Strong J. and Plass G. N. *Astrophysical Journ.* 112, 365, 1950.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ ДАЛЬНОСТИ ВИДИМОСТИ ПО КОНТРАСТАМ УДАЛЕННЫХ ОБЪЕКТОВ

1. Введение

В настоящее время вопрос о расчете дальности видимости различных удаленных объектов в светлое время суток при любых условиях наблюдения можно считать решенным. Ряд работ, проведенных в различных странах, в основном в СССР, дал возможность измерить численные значения параметров, определяющих дальность видимости. Вопросами видимости теперь интересуется широкий круг специалистов в тех областях науки и техники, где возникает необходимость определения дальности видимости удаленных предметов и огней. В связи с исследованием вопроса о видимости был пересмотрен ряд положений, хотя и прочно укоренившихся в науке, но которые при проверке оказались неверными. Оказалось возможным разработать новый метод определения прозрачности атмосферы по контрастам удаленных объектов по способу внесения поправок на контраст. Испытание метода на сети гидрометеорологических станций дало положительные результаты. В связи с этим необходимо описать научные основания, на которых построен новый метод.

Необходимо, очевидно, подробно разобрать принципы, положенные в основу новых методов определения дальности видимости [1, 2, 3].

2. Поправки на контраст объекта с фоном

Двести лет тому назад известный французский физик Пьер Бугер установил закон ослабления света, носящий его имя, и вывел так называемое световоздушное уравнение. Для случая наблюдения объекта на фоне неба световоздушное уравнение может быть записано в следующем виде:

$$K = K_0 e^{-\alpha l}, \quad (1)$$

здесь l — расстояние между объектом и наблюдателем, α — коэффициент ослабления света, характеризующий степень прозрачности атмосферы, K_0 — контраст объекта с фоном неба, K — контраст, наблюдаемый на расстоянии l . Очевидно, что $K < K_0$, так как при увеличении расстояния l контраст ослабляется за счет влияния воздушной дымки. В частном случае, если наблюдается идеальный абсолютно черный объект, для которого $K_0 = 1$, получим

$$K = e^{-\alpha l}. \quad (2)$$

Если расстояние l велико, то наблюдаемый на этом расстоянии контраст K мал. На достаточно больших расстояниях объекты не обнаруживаются вовсе. В случае, когда наблюдаются объекты больших угловых размеров, предельная дальность видимости может быть рассчитана из уравнений (1) и (2), полагая в них $K = \varepsilon$. Число ε называется порогом контрастной чувствительности. Обозначим через L предельную дальность видимости реального объекта; из уравнения (1) получим при $K = \varepsilon$, $l = L$

$$\varepsilon = K_0 e^{-\alpha L}. \quad (3)$$

Предельная дальность видимости абсолютно черного объекта больших угловых размеров называется метеорологической дальностью видимости и обозначается через S . Величину S можно найти из уравнения (2), положив $K = \varepsilon$ и $L = S$. Имеем

$$\varepsilon = e^{-\alpha S} \quad (4)$$

Сравнивая формулы (3) и (4) можно видеть, что предельная дальность видимости реального объекта L не равна предельной дальности видимости абсолютно черного объекта.

До последнего времени в метеорологии было распространено ошибочное мнение, что реальные объекты наблюдения близки по своим свойствам к идеальным абсолютно черным объектам, вследствие чего в теории можно полагать [4], [6]

$$K_0 = 1 \text{ и } L = S \quad (4)$$

Это неверно. Даже незначительные отступления K_0 от единицы приводят к весьма ощутительным погрешностям в определении метеорологической дальности видимости.

Измерив контраст K и зная K_0 , из уравнения (1), прологарифмировав, можно найти коэффициент ослабления света α

$$\alpha = \frac{1}{l} \ln \frac{K_0}{K} \quad (5)$$

Уравнение (4) позволяет найти связь между коэффициентом ослабления α и метеорологической дальностью видимости S .

$$\alpha = \frac{1}{S} \ln \frac{1}{\varepsilon} \quad (6)$$

Сравнивая (5) и (6), найдем

$$S = \frac{\ln \frac{1}{\varepsilon}}{\ln \frac{1}{K} - \ln \frac{1}{K_0}} l \quad (7)$$

Ошибочное уравнение получится, если в точном уравнении (7) положить $K_0 = 1$. При этом вместо S получится некоторая величина S^* , ей не равная, но которую и принимают за метеорологическую дальность видимости:

$$S^* = l \frac{\ln \frac{1}{\varepsilon}}{\ln \frac{1}{K}} \quad (8)$$

Для исследования величины погрешности, которую влечет за собой пренебрежение отличием K_0 от единицы, сравним между собой уравнения (7) и (8). Найдя из уравнения (8) величину

$$\ln \frac{1}{K} = l \frac{\ln \frac{1}{\varepsilon}}{S^*},$$

подставим ее в уравнение (7). После преобразований получим

$$S^* = \frac{S}{1 + \frac{S}{l} \frac{\ln \frac{1}{K_0}}{\ln \frac{1}{\varepsilon}}} \quad (9)$$

Согласно этой формуле (9), при увеличении расстояния между объектом и наблюдателем, величина S^* увеличивается, никогда не достигая истинного значения метеорологической дальности видимости S . При малых расстояниях l ошибка может быть как угодно велика.

Для иллюстрации приводим таблицу, рассчитанную по формуле (9), где принято $\varepsilon = 0,02$ (табл. 1).

Из табл. 1 видно, что результаты измерения метеорологической дальности видимости всегда будут содержать систематическую ошибку, если не учитывать влияние контраста наблюдаемого объекта с фоном путем внесения соответствующих поправок. Без внесения поправок на контраст метеорологическая дальность видимости будет занижена.

Формулу (9) можно сопоставить с прямыми опытами В. В. Шаронова [5]. Для проверки доброкачественности измерений метеорологической дальности види-

мости, произведенных с помощью диафаноскопа, В. В. Шаронов сопоставлял между собой результаты измерений, выполненных по хвойным лесным массивам, удаленным на различные расстояния от наблюдателя.

В табл. 2 приведены результаты измерения метеорологической дальности видимости по методу одного объекта в зависимости от расстояния l до наблюдаемого объекта.

В табл. 2 через S^* обозначена метеорологическая дальность видимости, измеренная диафаноскопом и высчитанная В. В. Шароновым в

предположение равенства единице контраста наблюдаемого объекта с фоном и порога контрастной чувствительности $\varepsilon = 0,015$; S — метеорологическая дальность видимости, высчитанная нами с поправкой на контраст наблюдаемого объекта с фоном K_0 .

Согласно табл. 2, при измерении метеорологической дальности видимости по одному объекту наблюдается систематический ход измеренной величины метеорологической дальности видимости с расстоянием до объекта. По более далеким объектам показатель ослабления получается систематически ниже, а метеорологическая дальность видимости систематически выше, чем по близким. Это явление В. В. Шаронов объясняет [5] влиянием рассеянного света в диафаноскопе.

Однако, если в полученные значения метеорологической дальности видимости внести поправку на контраст объекта с фоном и рассчитать истинную метеорологическую дальность видимости по формуле (7), положив в среднем $K_0 = 0,80$, то полученные значения метеорологической дальности видимости не зависят от расстояния до наблюдаемого объекта (графа 5 табл. 4). Число $K_0 = 0,80$ было получено нами путем прямых наблюдений летом 1948 г.

Пользуясь данными табл. 2, можно легко подсчитать, каково было среднее значение контраста K_0 наблюдаемых лесных массивов с фоном неба.

Согласно формуле (9) отношение $\frac{l}{S^*}$ должно быть линейной функцией от l ;

Таблица 1

K_0	$\frac{S^*}{S}$		
	$\frac{l}{S} = \frac{1}{2}$	$\frac{l}{S} = \frac{1}{4}$	$\frac{l}{S} = \frac{1}{8}$
0,2	0,55	0,38	0,23
0,3	0,62	0,45	0,29
0,5	0,74	0,59	0,42
0,7	0,85	0,73	0,58
1,1	1,00	1,00	1,00

Таблица 2

№ объекта	l , км	$\frac{l}{S^*}$	S^* , км	S , км
1	1,81	0,075	24	120
2	3,38	0,105	32	84
3	6,20	0,100	62	155
4	6,62	0,118	56	110
5	11,2	0,181	62	93
6	11,5	0,155	74	127
7	15,8	0,205	77	111
8	16,4	0,195	84	126
9	17,2	0,195	88	123
10	21,6	0,233	93	126
11	32,0	0,468	71	81
12	36,2	0,389	93	113
Среднее . .				114 ± 17

последнее наглядно видно из рис. 1, где по оси абсцисс отложено расстояние до наблюдаемого объекта, а по оси ординат — отношение $\frac{l}{S^*}$. Отметим, что экспериментальные точки хорошо легли на прямую.

Напишем уравнение прямой, проходящей через две точки:

$$\frac{l - 1,81}{36,2 - 1,81} = \frac{\frac{l}{S^*} - 0,075}{0,369 - 0,075}$$

или

$$\frac{l}{S^*} = \frac{l}{106} + 0,075 - 0,017,$$

откуда

$$\frac{l}{S^*} = \frac{l}{106} + 0,058;$$

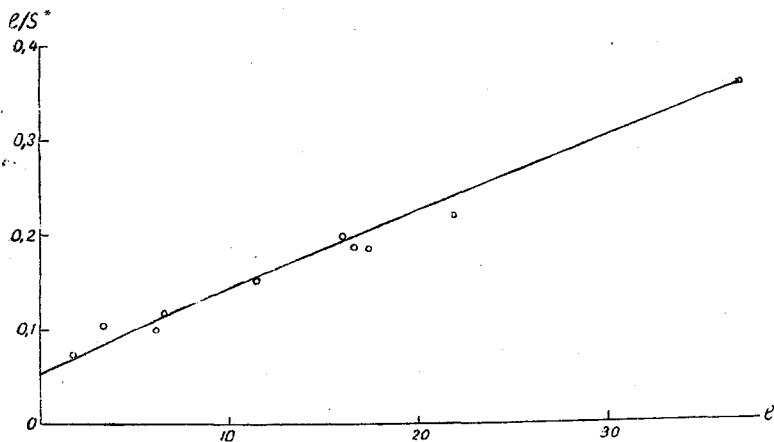


Рис. 1.

так как, согласно формуле (9),

$$\frac{l}{S^*} = \frac{l}{S} + \frac{\ln \frac{1}{K_0}}{\ln \frac{1}{\epsilon}},$$

то получим

$$\frac{\ln \frac{1}{K_0}}{\ln \frac{1}{\epsilon}} = 0,058,$$

откуда при $\epsilon = 0,015$ $K_0 = 0,78$.

Таким образом, среднее значение контраста хвойных лесов с фоном неба, по наблюдениям В. В. Шаронова, составляет 0,78. Это хорошо согласуется с экспериментальными данными, полученными нами.

Отметим, что среднее значение метеорологической дальности видимости, полученное последним способом, составляет 106 км, что практически не отличается от среднего значения, равного 114 км (см. табл. 2). Среднее значение метеорологической дальности видимости, полученное Шароновым при наблюдении по методу двух объектов, исключаяющему влияние истинного контраста объекта с фоном, составляло 90 км, что также следует считать мало отличающимся от ранее найденных величин.

Таким образом, использование естественных объектов при определении метеорологической дальности видимости без внесения поправки на контраст наблюдае-

мого объекта с фоном приводит к тому, что измеряется не метеорологическая дальность видимости или прозрачность атмосферы, а неопределенная и случайная величина S^* , зависящая от расстояния до наблюдаемого объекта. Последнее относится как к визуальным измерениям метеорологической дальности видимости, так и к инструментальным методам, которые основаны на измерении контрастов удаленных объектов.

3. Порог контрастной чувствительности

Величину порога контрастной чувствительности можно определить из опытов, поставленных в Главной геофизической обсерватории. Приведем данные наблюдений метеорологической дальности видимости, проведенные под руководством В. А. Березкина летом 1948 г.

В табл. 3 через l обозначено расстояние между объектом наблюдения и наблюдателем; S_B — дальность видимости, оцененная визуально; S^* — метеорологическая дальность видимости, измеренная дымкомером ДМ-7 и высчитанная В. А. Гавриловым в предположении равенства единице контраста K_0 наблюдаемого объекта с фоном и при пороге контрастной чувствительности $\varepsilon = 0,02$.

Каждое значение S^* , измеренное по ближнему и дальнему объектам, является средним из нескольких измерений, произведенных в разные дни, но при одинаковом значении S_B . Исключение составляет первая строка табл. 3, где указаны одновременно измеренные значения S^* по далекому и ближнему объектам при $S_B > 50$ км. S — „истинная“ метеорологическая дальность видимости, высчитанная согласно формуле (7), также при пороге $\varepsilon = 0,02$.

Полагая, согласно нашим измерениям, произведенным летом 1948 г., контраст лиственного леса в среднем равным $K_0 = 0,60$, хвойного $K_0 = 0,80$ и зная каждый раз значение S^* , можно по формуле (9) подсчитать истинную метеорологическую дальность видимости S .

Согласно табл. 3, значения метеорологической дальности видимости, определенные для одних и тех же условий наблюдений, по объектам, находящимся на различных расстояниях от наблюдателя, сильно отличаются друг от друга, если не вводить поправку на контраст. Введение последней дает значение метеорологической дальности видимости, которое от расстояния не зависит, как это и должно быть.

Таблица 3 содержит очень тщательно произведенные измерения В. А. Березкина и В. А. Гаврилова. Расхождения значений по далекому и ближнему объектам

Таблица 3

№ п. п.	Объект	l	S_B , км	S^* , км	S , км
1	Хвойный лес	25	>50	148	230
	„ „	9		90	225
2	Хвойный лес	25	40—50	56	65
	„ „	9		51	77
3	Хвойный лес	9	20—30	36	47
	Лиственный лес	3,6		17	44
4	Хвойный лес	9	20—25	26	31
	Лиственный лес	3,6		14	28
5	Хвойный лес	9,0	15—20	26	31
	Лиственный лес	3,6		17	44
6	Хвойный лес	8,7	10—15	17	19
	„ „	4,0		13	22
	Лиственный лес	3,6		12	21

при одной и той же визуальной определенной метеорологической дальности видимости случайными считать нельзя. Следовательно, вносить поправки на контраст совершенно необходимо.

Величина S метеорологической дальности видимости, измеренная дымкомером ДМ-7 [4] и обработанная с учетом поправок на контраст, сильно расходится со значением дальности видимости S_B , определенной визуально. Это следует объяснить тем, что при расчете метеорологической дальности видимости S порог контрастной чувствительности принимался равным $\epsilon = 0,02$. На самом деле при визуальном определении метеорологической дальности видимости порог контрастной чувствительности значительно больше.

Обработаем дальше табл. 3 и попытаемся определить практический порог контрастной чувствительности, который был у наблюдателя в момент визуальной оценки им метеорологической дальности видимости.

Таблица 4

Объект	l , м	S_B , км	S_{cp} , км	ϵ_{max}	ϵ_{min}
1	2	3	4	5	6
Хвойный лес	25,0	40—50	71	0,09	0,048
" "	9,0				
Хвойный лес	9,0	20—30	46	0,14	0,064
Лиственный лес	3,6				
Хвойный лес	9,0	20—25	33	0,07	0,032
Лиственный лес	3,6				
Хвойный лес	9,0	15—20	32	0,10	0,065
Лиственный лес	3,6				
Хвойный лес	8,7	10—15	21	0,10	0,042
" "	4,0				
Лиственный лес	3,6				
Среднее . .				$0,10 \pm 0,04$	$0,05 \pm 0,006$

В табл. 4, как и в табл. 3, в графе 1 указываются лесные массивы, по которым велось наблюдение метеорологической дальности видимости, в графе 2 — расстояние l между наблюдателем и объектом, в графе 3 — визуально оцененная метеорологическая дальность видимости S_B . Указываемый каждый раз интервал видимости означает, что когда объекты малых угловых размеров исчезали уже на наименьшем расстоянии, другие, более крупные объекты были видны на максимальном расстоянии. В графе 4 дана метеорологическая дальность видимости, полученная как среднее из наблюдений по нескольким объектам (графа 6 табл. 3).

Пользуясь световоздушным уравнением $K = K_0 e^{-al}$ и имея в виду, что при $l = S_B$ видимый контраст объекта с фоном становится равным порогу контрастной чувствительности ϵ , получим

$$\ln \frac{K_0}{\epsilon} = \frac{3,91}{Z}, \quad (10)$$

где $Z = \frac{S_B}{S}$.

Зная отношение Z и истинный контраст K_0 тех объектов, по которым определялась дальность видимости визуально, можно, пользуясь формулой (10), определить порог контрастной чувствительности при визуальной оценке дальности видимости. Истинные контрасты K_0 наблюдаемых объектов были известны, а отношения Z измерены.

В табл. 4, в графах 5 и 6, приведены значения порогов контрастной чувствительности, соответствующие минимальному ($\varepsilon_{\max}$) и максимальному ($\varepsilon_{\min}$) состояниям.

Среднее значение $\varepsilon_{\min}$ составляет 0,05 со средней квадратичной ошибкой ($\pm 0,006$). Следовательно, можно утверждать с вероятностью $p > 0,99$, если закон распределения вероятности нормальный, и с вероятностью $p > 0,89$ для любого другого распределения, что среднее значение для $\varepsilon_{\min}$ лежит в интервале

$$0,032 < \varepsilon < 0,068. \quad (11)$$

Таким образом, обнаружить объект на горизонте при контрасте его с фоном, равным $2^0/0$, нельзя.

Что касается значения $\varepsilon_{\max} = 0,10$, то можно предположить, что когда контраст объекта с фоном равен $10^0/0$, видимость настолько уже ухудшена, что объекты малых угловых размеров начинают теряться из вида. Согласно нашим наблюдениям, объекты больших угловых размеров, составляющие контраст с фоном неба $0,10$, видны хорошо.

Неравенство (11) хорошо согласуется с данными Д. Н. Лазарева [17], согласно которым контраст, равный $0,08$ и характеризуемый наблюдателями как „очень плохая видимость“, все же отчетливо виден. Нами был искусственно создан контраст, равный $0,032$, причем выяснилось, что наблюдатели его обнаружить не смогли.

В настоящее время можно считать твердо установленным, что величина порога контрастной чувствительности $\varepsilon = 0,02$ не соответствует условиям наблюдения метеорологической дальности видимости. Число $\varepsilon = 0,02$ было предложено Кошмидером на основании данных о величине фотометрической погрешности установки на равенство, полученных в старых работах ряда исследователей от Бугера до Кенига.

Новые работы Н. Н. Сытинской [7] и Блеквелла [8] свидетельствуют о том, что величина порога контрастной чувствительности меньше, чем $\varepsilon = 0,02$. Сытинской получено число $\varepsilon = 0,015$, а Блеквеллом $\varepsilon = 0,008$.

С другой стороны, уже в старых работах, например [9], по сопоставлению дальности видимости, определенной днем, и дальности видимости, определенной ночью по огням, обнаружено несоответствие. Это несоответствие свидетельствует о том, что порог контрастной чувствительности в условиях наблюдения за метеорологической дальностью видимости значительно больше, чем число Кошмидера $\varepsilon = 0,02$.

В новых работах (например Дуглас [10]) отмечается также, что при сопоставлении прозрачности атмосферы, измеренной фотометрическим путем с помощью фотоэлектрической установки, с прозрачностью атмосферы, определенной из визуальной оценки дальности видимости, приходится полагать порог контрастной чувствительности глаза наблюдателя равным $0,055$.

Фойчик [11] указывает, что величина порога контрастной чувствительности в условиях определения метеорологической дальности видимости иногда достигает значения $0,05$.

Установив необходимость внесения поправок на контраст объекта с фоном, обратимся к оценке числа $\varepsilon = 0,055$, предложенного Дугласом. Нужно считать, что Дуглас не вносил поправок на контраст, так как в его статье нет об этом указаний. Он определял ε^* по уравнению $\varepsilon^* = e^{-\alpha S}$ вместо того, чтобы обратиться к точному уравнению

$$\varepsilon = K_0 e^{-\alpha S}.$$

Поэтому число Дугласа $\varepsilon^* = 0,055$ следует считать завышенным, так как

$$\varepsilon = K_0 \varepsilon^*. \quad (12)$$

Величина контраста объектов, которые наблюдал Дуглас, нам, разумеется, неизвестна. В числе его наблюдений несомненно были также случаи наблюдений против света, когда K_0 действительно можно считать равным единице.

Вероятнее всего, что из опытов Дугласа следует сделать вывод, что порог контрастной чувствительности в условиях наблюдения метеорологической дальности видимости следует принимать равным 0,04 или 0,05. В случае наблюдения хвойных лесов $K_0 = 0,8$ и формула (12) дает:

$$\varepsilon = K_0 \varepsilon^* = 0,8 \cdot 0,055 = 0,045.$$

По лабораторным опытам Блеквелла [8] порог контрастной чувствительности составляет $\varepsilon = 0,008$. Хэмптон [13] принимает значение порога контрастной чувствительности в условиях определения метеорологической дальности видимости для целей маячного дела $\varepsilon = 0,04$.

Возникает естественный вопрос о том, почему для одной и той же зрительной функции порога контрастной чувствительности рекомендуются столь отличающиеся друг от друга численные значения.

Для решения этого вопроса нами была поставлена специальная серия опытов. До сих пор в метеорологии не было установлено четкое разграничение между порогами контрастной чувствительности в зависимости от характера зрительной задачи, ставящейся перед наблюдателем.

Различные возможные зрительные задачи и соответствующие им пороги зрительного восприятия были сформулированы следующим образом [2].

1. Порог потери видимости (порог исчезновения). Контраст объекта с фоном постепенно ослабляется. Объект все время виден. Наблюдатель отмечает момент исчезновения объекта, т. е. момент потери его видимости.

2. Порог появления. Глаз наблюдателя фиксирован на точку, где должен появиться объект. Контраст объекта с фоном ниже порога, так что объект не виден. Увеличивая контраст объекта с фоном, наблюдатель отмечает момент появления объекта. Вследствие того, что глаз фиксирован, наблюдателю известно место появления объекта в поле зрения.

3. Порог обнаружения. Глаз наблюдателя не фиксирован и производит поиск объекта, находящегося вблизи вспомогательного ориентира. Место появления объекта в поле зрения наблюдателю не известно. Контраст объекта с фоном постепенно увеличивается, наблюдатель отмечает момент обнаружения объекта.

4. Порог очень плохой видимости. Наблюдатель произвольно, по своему усмотрению, определяет контраст объекта с фоном, руководствуясь такой характеристикой: „Объект очень плохо виден, еще заметен и может быть обнаружен по контурам“.

5. Порог удовлетворительной видимости. Наблюдатель определяет такой контраст объекта с фоном, при котором объект виден, но контраст его с фоном очевидно мал.

Опытное определение порогов произведено с помощью прибора В. А. Гаврилова ДМ-7 [4], любезно предоставленного нам для опытов. Во избежание недоразумений необходимо заметить, что пороги, определенные с помощью монокулярного оптического прибора ДМ-7, не совпадают с порогами для невооруженного глаза. Совершенно ясно, что определить численное значение порога контрастной чувствительности для целей метеорологической практики с помощью прибора ДМ-7, или ему аналогичных, невозможно. Например, порог обнаружения явно зависит от величины поля зрения, в котором отыскивается объект. Кроме того, этот порог зависит от наличия ориентиров, облегчающих отыскание объекта, от степени однородности фона, от того, ведется ли наблюдение бинокулярно или монокулярно, и т. д.

Тем не менее авторами статьи проведены опыты для системы „глаз плюс прибор“. Целью исследований явилась проверка самой возможности разграничения зрительных задач по порогу контрастной чувствительности.

Для наблюдения были применены тесты в форме круга с диаметром 30 мм и равновеликие ему по площади треугольники с отношением основания к высоте 1:4 и прямоугольники с отношением сторон 1:2; 1:8; 1:32. Угловой размер объектов, который при обработке принимался равным угловому размеру диаметра равновеликого круга, равнялся 1° .

В предварительных опытах было выяснено, что порог контрастной чувствительности для равновеликих объектов, угловой размер которых больше $10'$, практически от формы не зависит. Зависимость от формы начинает проявляться для объектов, угловой размер которых меньше $10'$. Последнее, главным образом, относится к прямоугольнику 1 : 32. Прямоугольник с соотношением сторон 1 : 8 по восприятию не отличался от равновеликого круга.

Поверхность тестов покрывалась черной матовой краской. Так как все измерения производились таким образом, что к наблюдателю была обращена теневая сторона черных щитов, то последние можно было считать абсолютно черными и контраст их с фоном принять равным единице.

Все наблюдаемые объекты проектировались на фон неба. Фоном служило как облачное, так и безоблачное небо, необходимым условием являлась равномерность фона. В наблюдениях принимало участие три наблюдателя.

На рис. 2 приведена кривая интегрального распределения вероятности порога потери видимости. По оси абсцисс отложено абсолютное значение порога, по оси

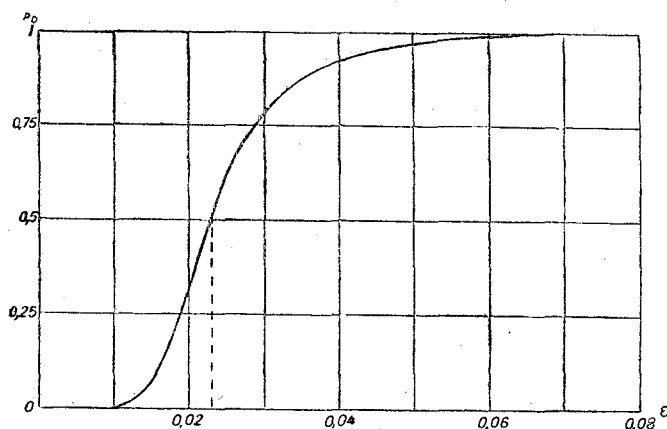


Рис. 2. Кривая интегрального закона распределения вероятности порога потери видимости.

ординат — вероятность. Кривая построена на основании 600 наблюдений, проведенных в разные дни тремя наблюдателями, порог потери видимости которых колебался ото дня ко дню. Результаты всех наблюдений собраны вместе, так как форма кривой отдельного наблюдателя не отличалась от формы общей кривой.

Согласно кривой интегрального распределения вероятностей, вероятности 0,50 соответствует значение порога контрастной чувствительности системы „глаз плюс дымкомер“ $\varepsilon = 0,023$.

Отметим, что полученное нами число не отличается от общепринятого классического значения порога контрастной чувствительности, принятого равным 0,020, так как точность метода такова, что в нашем случае можно лишь утверждать, что значение порога контрастной чувствительности лежит в пределах $0,019 < \varepsilon < 0,027$ для надежности 0,99, если произвести обработку данных согласно правилам статистики.

Однако полученное значение порога контрастной чувствительности существенно отличается от данных Н. Н. Сытинской [7] и Блеквелла [8], получивших для порога контрастной чувствительности величину 0,015 и 0,008. Полученное расхождение, вероятно, следует отнести за счет различных условий эксперимента.

Согласно кривой интегрального распределения, порог контрастной чувствительности глаза является величиной непостоянной, повидимому, зависящей от физиологического состояния наблюдателя. Согласно рис. 2, вероятности равной 0,5 соответствует порог контрастной чувствительности 0,023, для вероятности 0,95 величина порога достигает 0,045.

Интересно отметить, что форма нашей кривой хорошо согласуется с формой кривой распределения вероятности порога контрастной чувствительности, полученной Блеквеллом [8] для глаза, не вооруженного оптической системой.

В табл. 5 представлены относительные значения порога контрастной чувствительности для различных вероятностей, снятые с кривой, полученной нами, и с кривой Блеквелла. Величина порога контрастной чувствительности для вероятности различения 0,50 принята за единицу.

Согласно табл. 5, наши данные, полученные для системы „глаз плюс дымкомер“, хорошо согласуются с данным Блеквелла для невооруженного глаза. Это позволяет предположить, что характер кривой интегрального распределения вероятности не зависит от прибора, а целиком определяется физиологическими особенностями глаза. Однако среднее значение порога контрастной чувствительности, полученное нами (0,023), резко расходится с результатами Блеквелла (0,008).

При определении интегрального распределения вероятностей порогов появления, обнаружения, „очень плохой“ и „удовлетворительной“ видимости объекта давались не абсолютные значения порогов, а их относительные величины по отношению к каждому раз измеренному порогу потери видимости.

Этот способ определения давал возможность избавиться от колебаний в значении порога контрастной чувствительности глаза у наблюдателя от дня ко дню.

На рис. 3 приведены кривые интегрального распределения относительных величин порогов появления, обнаружения, плохой и удовлетворительной дальности видимости. По оси абсцисс отложены относительные величины порогов $\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$, где ε_0 — порог потери видимости, по оси ординат — вероятность.

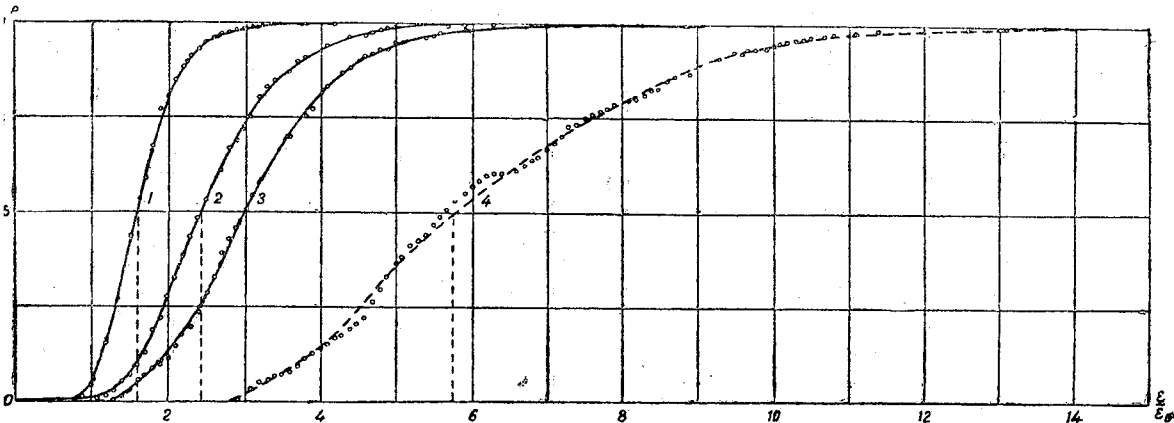


Рис. 3.

1 — порог появления, 2 — порог обнаружения 3 — порог очень плохой видимости, 4 — порог удовлетворительной видимости

Кривая интегрального распределения вероятностей для порога появления построена на основании 500 наблюдений, кривая обнаружения — 450 наблюдений, кривая очень плохой и удовлетворительной видимости — на основании 300 и 400 наблюдений для трех наблюдателей.

В табл. 6 приведены относительные величины порогов контрастной чувствительности для различных вероятностей.

Определение порога очень плохой и удовлетворительной видимости явилось попыткой выразить степень видимости объектов через численные пороговые значения контрастной чувствительности.

Таблица 5

Вероятность P	$\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_p = 0,50}$	
	Данные для системы „глаз плюс дымкомер“	Данные Блеквелла для невооруженного глаза
0,25	0,83	0,70
0,50	1,00	1,00
0,75	1,26	1,30
0,90	1,61	1,60

Согласно кривым распределения вероятности, граница между видимым и невидимым чрезвычайно неопределенна, моменты исчезновения и появления объекта определяются с большим трудом. Вследствие этого можно говорить только о вероятности видения объекта на тех или иных дистанциях. При этом общее понятие видения нужно разделить на понятие потери видимости и на понятие обнаружения объекта. Последнее всегда надо иметь в виду при решениях вопросов, связанных с видимостью далеких объектов. Дистанции появления и исчезновения объекта не совпадают друг с другом так же, как не совпадает с ними дистанция обнаружения объекта, находящегося в неизвестном для наблюдателя азимуте.

При визуальном определении дальности видимости наблюдатель должен обнаружить удаленный объект для того, чтобы определить наибольшее расстояние, на котором еще видны объекты. Следовательно, речь здесь идет о дистанции обнаружения, а не о дистанции потери видимости. В этом случае порог контрастной чувствительности больше, чем для потери видимости.

Таблица 6

Вероятность P	Порог появления $\frac{\epsilon}{\epsilon_0}$	Порог обнаружения $\frac{\epsilon}{\epsilon_0}$	Порог очень плохой видимости $\frac{\epsilon}{\epsilon_0}$	Порог удовлетво- рительной види- мости $\frac{\epsilon}{\epsilon_0}$
0,25	1,3	1,9	2,4	4,5
0,50	1,6	2,4	3,0	5,8
0,75	1,9	3,0	3,7	7,6
0,90	2,2	3,8	4,5	9,1
Среднее . .	1,6	2,6	3,1	6,1

Пользуясь теоремой умножения вероятностей и полагая вероятности p и p_0 вероятностями независимых событий, можно подсчитать, что обнаружению объекта с вероятностью 50% будет соответствовать значение порога контрастной чувствительности системы „глаз плюс прибор“ $\epsilon = 0,06$.

Однако точность этих данных невелика, да и устройство прибора, используемого для измерения порога контрастной чувствительности, может сильно повлиять на величину последнего. Поэтому на этих результатах нельзя базироваться. С помощью дымкомера нам удалось только разделить зрительные задачи.

Из табл. 6 видно, что порог обнаружения практически совпадает с порогом очень плохой видимости. В метеорологической практике принято считать, что очень плохо видимые объекты находятся на пороге дальности видимости. Вследствие близости порогов обнаружения и очень плохой дальности видимости это положение не может привести к большим погрешностям.

Порог появления не очень заметно отличается от порога потери видимости. Из табл. 5 и 6 видно, что порог потери видимости для вероятности $p = 0,9$ совпадает со средним значением порога появления. Это объясняет тот факт, что при недостаточно тщательном проведении опытов пороги появления и потери видимости иногда не разделяются.

При определении метеорологической дальности видимости наблюдатель должен обнаруживать удаленные объекты, причем глаз наблюдателя не фиксирован. Следовательно, в этом случае нужно брать порог обнаружения, а не порог потери видимости. Величина порога должна быть установлена из прямых полевых наблюдений. Базироваться только на измерениях численного значения порогов, полученных на приборе ДМ-7, как указывалось выше, нельзя. Имея это в виду, мы даем табл. 5 и 6 в относительных, а не абсолютных величинах. Ввиду того, что законы распределения вероятности для монокулярного и бинокулярного наблюдения совпадают (см: табл. 5) с достаточной точностью, относительными данными табл. 5 и 6 можно пользоваться и для практических выводов.

Мы провели наблюдения на местности двух контрастов в 3,2 и 11%. Контраст 3,2% (монокулярное наблюдение) явно находится на пороге появления. Наблюдатели, знающие форму и положение объекта, контраст которого с фоном составляет 3,2%, видят объект. Наблюдатели, не знающие о наличии объекта, его не обнаруживают. Разделив число 3,2 на число 1,6, взятое из табл. 6, получаем для порога потери видимости при монокулярном наблюдении 2%, т. е. $\varepsilon = 0,02$. Контраст, составляющий 11%, виден удовлетворительно, очень легко обнаруживается, объект наблюдения не заметить невозможно. Разделив число 11 на число 6,1 из табл. 6, получаем для порога потери видимости при бинокулярном наблюдении 1,8%, т. е. $\varepsilon = 0,018$.

Таким образом, можно считать, что принимая $\varepsilon = 0,02$ для порога потери видимости, мы большой ошибки не сделаем. Умножив этот порог на число 2,6 из табл. 6, мы получим для порога обнаружения $\varepsilon = 0,052$. Для получения порога очень плохой видимости число 0,02 нужно умножить на 3,1; получается число $\varepsilon = 0,062$. На этом основании мы приняли для вычисления метеорологической дальности видимости пороговое значение $\varepsilon = 0,05$. Порог очень плохой видимости $\varepsilon = 0,06$ также имеет значение для практики измерения метеорологической видимости. Следует заметить совпадение этих чисел с данными, полученными на основании наблюдений В. А. Березкина и В. А. Гаврилова (см. табл. 4). Д. Н. Лазарев [17] принимает на основании своих опытов, что порог очень плохой видимости характеризуется числом $\varepsilon = 0,08$, следовательно, порог обнаружения меньше этой величины. Принятое нами пороговое значение $\varepsilon = 0,05$ практически в точности совпадает с данными Дугласа, цитированными выше. Против числа $\varepsilon = 0,04$, указанного Хэмптоном, можно возразить — оно слишком мало. На основании проверки предложенного нами метода измерения метеорологической дальности видимости на сети гидрометеорологических станций следует сделать заключение, что порог обнаружения не меньше, чем 0,05%.

Следует отметить, что о большой точности в определении порога контрастной чувствительности говорить нельзя. Эта величина характеризует физиологические свойства зрения и поэтому подвержена колебаниям в зависимости от состояния организма наблюдателя. Разные наблюдатели имеют несколько отличающиеся друг от друга величины порога контрастной чувствительности.

Коэффициент вариации V , равный среднему квадратическому отклонению σ , разделенному на среднее значение ε ,

$$V = \frac{\sigma}{\varepsilon},$$

составляет по нашим данным $V = 0,2$. Зидентопф [14] указывает большие значения: $V = 0,3$ для одного наблюдателя и $V = 0,45$ для расхождения между несколькими наблюдателями.

4. Контрасты естественных объектов

Для внесения поправок на контраст объекта с фоном нужно знать контрасты объектов наблюдения. Эти же данные нужны для расчета дальности видимости реальных объектов. В обширной литературе по вопросам видимости, кроме наших данных [1, 2, 3, 12], до сих пор нет никаких указаний о возможных значениях контрастов естественных объектов с тем или иным фоном. Измерение контрастов объектов с фоном производилось нами, начиная с 1948 г., методом наложения световой дымки с помощью прибора ДМ-7 В. А. Гаврилова. Значительные погрешности дымкомера, связанные с большим значением коэффициента вариации порога контрастной чувствительности, были исключены большим числом наблюдений и повседневной тщательной тренировкой наблюдателей [1, 15]. Надежность получаемых результатов всегда подкреплялась вычислениями, которые требуют применения методов математической статистики, основанными на точных выборочных определениях.

Прибор был предварительно тщательно отградуирован по ряду эталонных контрастов. Эталонные контрасты представляли собой стекла — светофильтры,

закрепленные над почерненными внутри ящиками больших размеров. Стекла были закреплены так, чтобы исключить попадание в глаз наблюдателя отраженного света от поверхности стекла. Работая с эталонными контрастами, мы обнаружили, что наблюдатели быстро привыкают достаточно точно определять численное значение контраста без прибора.

Измерение естественных контрастов всегда производилось группой наблюдателей в два-три человека. Каждый наблюдатель производил по семь отсчетов (два первых из них отбрасывались и не входили в обработку) для неизвестного контраста и для эталонного контраста. Если разные наблюдатели давали значительно расходящиеся между собой данные, то вся серия наблюдений повторялась заново многократно.

Наблюдения заканчивались, когда по правилам математической статистики можно было гарантировать точность среднего результата. Вообще измерения признавались

Таблица 7

№ п. п.	Объект	Контраст		
		Рассеянное освещение	Объект освещен солнцем	Наблюдения против света, объект в тени
1.	Лиственный лес, пожелтевший (осенью) .	0,60	0,55	1,00
2	Лиственный лес без листьев	0,70	0,60	1,00
3	Телеграфные столбы (серые)	0,65	0,60	1,00
4	Отдельное лиственное дерево, пожелтевшее (осенью)	0,60	0,50	1,00
5	Темные стены и крыши деревянных зданий, темные скалы, терриконы и т. д.	0,75	0,70	1,00
6	Серые сельские постройки, серые скалы, земляные постройки Средней Азии, кирпичные постройки	0,65	0,60	1,00
7.	Отдельное хвойное дерево	0,80	0,70	1,00
8	Отдельное лиственное дерево (летом) . .	0,65	0,55	1,00

доброкачественными, если расхождение между данными разных наблюдателей не превышало 15%.
 Оказалось, что измерение естественных контрастов методом гашения представляет собой сложный физиологический опыт, проводимый к тому же в полевых условиях.

Принятые меры предосторожности при измерениях позволяют считать, что точность наших определений контраста составляет $\pm 5\%$.

Контрасты различных объектов с фоном измерялись в разное время года и при различных условиях освещения. В таблицах 1, 2, 3 помещены их средние значения в пригодном для практического использования виде. Естественно, что имеет место некоторое колебание природных контрастов, достигающие $\pm 15\%$ около средних значений, данных в таблицах. Такие объекты, как, например, „Лиственный лес“ фактически могут быть и светлее, и темнее, чем „Средний“, указанный в таблице.

Однако проверка нашего метода на сети гидрометеорологических станций показала надежность этих таблиц. В 1949, 1950 и 1951 гг. таблицы были дополнены и проверены наблюдениями на сети.

Приводим здесь новые данные о контрастах естественных объектов (табл. 7). Была также проведена работа по определению параметров дальности видимости в зимних условиях. Для расчета реальной дальности видимости объектов, наблюдаемых на фоне снега, необходимо знать коэффициент светлоты фона b (1, 2).

По нашим измерениям, выполненным с помощью относительного фотометра: $b = 1 - 2$ при пасмурной погоде; $b = 3 - 5$ при солнечном освещении.

Зимние условия являются наименее благоприятными для измерения метеорологической дальности видимости по контрастам удаленных объектов. Величина контраста объекта с фоном неба сильно зависит от количества снега или инея, которыми покрыт наблюдаемый объект. Например, значение контраста хвойного леса с фоном неба при пасмурной погоде может колебаться от 0,35 до 0,85 в зависимости от количества снега или инея, лежащего на деревьях. Для случая лиственного леса контраст колеблется в пределах от 0,70 до 0,25. Учесть точно истинный контраст объекта с фоном неба не представляется возможным. Наблюдатель далеко

Таблица 8

Контрасты объектов с фоном неба для зимних условий

№ п. п.	Объект	Контраст		
		Рассеянное освещение	Объекты освещены солнцем	Наблюдения против света; объект в тени
1	Хвойный лес, снега или изморози очень мало	0,75	0,70	1,00
2	Хвойный лес, есть снег или изморозь	0,55	0,50	1,00
3	Хвойный лес, снега или изморози очень много	0,40	0,35	0,90
4	Лиственный лес, снега или изморози очень мало	0,60	0,55	1,00
5	Лиственный лес, есть снег или изморозь	0,45	0,40	1,00
6	Лиственный лес, снега или изморози очень много	0,25	0,25	0,90
7	Снежный холм на фоне облачного неба	0,25	—	—
8	Снежный холм на фоне безоблачного неба	0,50	0,60	0,90
9	Холм пятнистый; снег и земля	0,55	0,45	1,00
10	Холм голый, без снега; черная мокрая земля	0,75	0,65	1,00

не всегда может знать, в какой степени покрыт инеем или снегом наблюдаемый объект. Кроме того, снежный покров может проходить через много состояний: от свежеевыпавшего снега до плотного, слежавшегося фирна. В соответствии с этим

Таблица 9

Объект	Контраст	Объект	Контраст
Серый дом	0,60	Снежная дорога	0,10
Толь	0,70	Бетонная дорога	0,55
Светло-серый дом	0,30	Кирпичное красное здание	0,60
Каменное белое здание	0,25	Болото, кустарник	0,50

меняется коэффициент отражения снежного покрова и, следовательно, контраст объекта с фоном.

Несмотря на значительные трудности оценки истинного контраста объектов в зимних условиях, нам удалось разработать методику измерения метеорологической дальности видимости.

Приводим осредненную таблицу контрастов для зимних условий (табл. 8).

Контрасты различных объектов, наблюдаемых на фоне снега, приведены в табл. 9.

В качестве общего вывода о способах измерения контраста объекта с фоном следует отметить, что прибор ДМ-7 В. А. Гаврилова [4] при соблюдении всех мер предосторожности при измерениях может дать надежное значение контраста.

В случае измерения пестрых объектов на фоне неравномерной яркости метод гашения, по нашему мнению, единственно возможный метод измерения.

5. Проверка метода на сети метеорологических станций

Методы визуальной оценки метеорологической дальности видимости основаны на способности глаза наблюдателя зрительно оценивать величину контраста наблюдаемого объекта с фоном неба. Следует отметить, что глазомерная оценка в этом случае не так груба, как это принято думать. В. В. Шароновым [16] была предложена линейная шкала контрастов, Д. Н. Лазарев [17] исследовал этот вопрос экспериментально. Шкала контрастов оказалась заметно не линейной. Проф. Е. А. Чернявский предложил свою шкалу видимости, основанную на степени различаемости деталей на объекте. По нашему мнению, для определения метеорологической дальности видимости такой шкалой пользоваться нельзя. Авторы в своих работах [1, 2, 3] пользовались шкалой, рассчитываемой по формуле

$$K = 0,03 (1 + N^2),$$

где K — контраст, соответствующий номеру N балла визуальной оценки. Придавая числу N значения 1, 2, 3 и 4, получаем четыре контраста: 0,06; 0,15; 0,30; 0,51, которыми мы и пользовались в нашей методике. Эти контрасты наблюдателю предлагалось запомнить.

Баллам предлагаемой шкалы были даны словесные описания, позволяющие, вследствие грубости шкалы, достаточно точно отличать баллы друг от друга. Стеклопленочные светофильтры, фиксирующие избранные контрасты для целей обучения наблюдателей, которые мы пробовали применить в 1949 г., были отвергнуты работниками сети метеорологических станций. И. Н. Нечаев внес ценное предложение о фиксации контрастов с помощью фотографических изображений конкретных ландшафтов. Это предложение, повидимому, сможет полностью удовлетворить сеть, обеспечив единообразие измерений.

Рассмотрим общую теорию погрешности метода измерения дальности видимости по контрастам удаленных объектов по способу одного объекта. Для теории несущественно, оценивается ли контраст удаленного объекта визуально или измеряется инструментально. Способ измерения также не имеет значения. Таким образом, теория в равной степени относится к случаям применения к измерению контрастов удаленных объектов как фотометрического метода, так и метода гашения.

Основная расчетная формула метода (1, 2) имеет вид

$$S = \frac{l}{\ln K_0 - \ln K} \cdot \ln \frac{1}{\varepsilon},$$

где S — метеорологическая дальность видимости, l — расстояние до наблюдаемого объекта, K_0 — его истинный контраст с фоном неба, K — наблюдаемый контраст, ослабленный воздушной дымкой.

Относительная погрешность δ определения метеорологической дальности видимости будет

$$\delta = \frac{\Delta S}{S} = \frac{\sigma}{\ln K_0 - \ln K} = \frac{S\sigma}{l \cdot \ln \frac{1}{\varepsilon}},$$

где

$$\sigma = \sqrt{\left(\frac{\Delta K_0}{K_0}\right)^2 + \left(\frac{\Delta K}{K}\right)^2}.$$

Погрешностью при измерении расстояния l можно пренебречь, так как расстояние всегда известно с требуемой степенью точности.

Погрешность σ зависит только от точности измерения контрастов. Знаменатель формулы для относительной погрешности δ , равный разности логарифмов истинного и ослабленного контрастов, характеризует только условия наблюдения. Ясно, что если контраст K мало отличается от K_0 , то, как бы точно не измерялись контрасты, ошибка в измерении дальности видимости всегда будет велика. Поэтому нельзя измерять дальность видимости по объектам, покрытым слабой дымкой.

Таким образом, тот или иной метод измерения метеорологической дальности видимости (например, фотометрический) характеризуется только точностью измерения контраста. Это обстоятельство сильно облегчает взаимное сопоставление точностей различных методов.

Падение точности в случае, когда контраст K_0 близок к контрасту K , характеризует не метод, а условия его применения. Как бы точно не измерялся контраст K , ослабленный дымкой, точность измерения метеорологической дальности видимости ограничена колебаниями контраста K_0 . Эти колебания происходят вследствие изменения условий освещения и свойств объекта. Величина K_0 не может быть известна наблюдателю абсолютно точно. В формуле для погрешности

$$\sigma = \sqrt{\left(\frac{\Delta K_0}{K_0}\right)^2 + \left(\frac{\Delta K}{K}\right)^2}$$

увеличением точности фотометрирования можно влиять только на член $\frac{\Delta K}{K}$.

Мы получали данные о контрасте с точностью в 5%, но обнаружили более значительные колебания в связи с условиями освещения и прочими, независимыми от точности фотометрирования факторами. Поэтому к очень большой точности фотометрирования и не нужно стремиться. Таким образом, объясняется парадоксальный на первый взгляд результат, что точность визуального определения видимости по описываемому здесь способу сравнима с точностью измерения видимости инструментальными методами. Большая точность измерения метеорологической дальности видимости по контрастам удаленных объектов не достижима принципиально.

Например, в случае зимних условий наблюдения мы гарантируем необходимую точность измерения метеорологической дальности видимости тем, что требуем методикой наблюдения всегда больших значений разности логарифмов K_0 и K . Во всех случаях в нашей методике запрещается пользование объектами, недостаточно покрытыми атмосферной дымкой.

Для того, чтобы учесть на практике уменьшение точности измерения дальности видимости при K_0 , близких к K , нами введено в обработку наблюдений обычное в статистике понятие веса измерения.

Вес измерения на основании обработки большого числа наблюдений принят нами равным

$$p = \frac{\ln K_0 - \ln K}{\ln \frac{1}{\varepsilon}} = \frac{l}{S}.$$

Поэтому метеорологическая дальность видимости равна

$$S = \frac{l}{p}.$$

При наблюдении по нескольким объектам средняя взвешенная дальность видимости вычисляется по формуле

$$\bar{S} = \frac{\sum p S}{\sum p} = \frac{\sum l}{\sum p},$$

которая очень удобна для применения.

Для оценки погрешности измерения метеорологической дальности видимости рассмотрим величину

$$\zeta = \frac{\Delta S}{S} \sqrt{p},$$

где ΔS — погрешность измерения метеорологической дальности видимости.

Если метод не содержит систематических ошибок, то среднее значение ΔS из многих измерений должно быть близким к нулю. Поэтому, при отсутствии систематических ошибок, среднее значение величины ζ , пропорциональной ΔS ,

тоже должно быть равно нулю. Среднее квадратическое отклонение величины ζ равно средней относительной погрешности определения S при весе, равном единице.

В самом деле, среднее квадратическое отклонение ΔS при весе p равно погрешности δS определения S при весе единицы, деленному на корень из веса

$$\Delta S = \frac{\delta S}{\sqrt{p}}.$$

Поэтому среднее квадратическое отклонение ζ , обозначим его через σ_ζ , будет

$$\sigma_\zeta = \frac{\delta S}{S \sqrt{p}} \cdot \sqrt{p} = \frac{\delta S}{S}.$$

Величина σ_ζ характеризует случайную погрешность определения метеорологической дальности видимости при весе, равном единице.

Зная эту величину, мы можем найти погрешность определения метеорологической дальности видимости при любом весе измерения. Погрешность среднего из нескольких наблюдений равна

$$\frac{\Delta S}{S} = \frac{\sigma_\zeta}{\sqrt{\Sigma p}}.$$

Изложенная теория была проверена опытами, поставленными непосредственно на сети метеорологических станций.

Предварительная проверка метода безинструментального определения метеорологической дальности была поставлена нами в 1949 г. на обсерваторской базе в Воейково. Было установлено, что новый метод не дает систематической ошибки. Случайная погрешность определения метеорологической дальности видимости оказалась равной одной четверти балла международной шкалы. Другими словами, было доказано на опыте, что без пользования оптическими инструментами метеорологическую дальность видимости можно определять с точностью $\pm 20\%$ от измеряемой величины (для веса измерения, равного единице).

Полученный результат дал основание поставить широкую опытную проверку метода. По указанию Главного управления гидрометеорологической службы СССР в шести местных управлениях на 125 метеорологических станциях производились измерения дальности видимости по новому методу в течение лета и зимы 1951 г.

Результаты испытания представлены на рис. 4 кривыми плотности вероятности величины

$$\zeta = \frac{\Delta S}{S} \sqrt{p}.$$

Построены четыре кривые, соответственно баллам N , равным 1, 2, 3, 4 шкалы ГГО, т. е. контрастам объекта с фоном неба K , равным 0,06; 0,15; 0,30 и 0,50. Плотность вероятности определялась экспериментально и приведена к весу наблюдения, равному единице.

Кривая 1 построена на основании 823 наблюдений и относится к 1 баллу шкалы интенсивности воздушной дымки, т. е. соответствует контрасту $K=0,06$. Практически эта кривая соответствует закону распределения погрешности при определении метеорологической дальности видимости обычным методом, т. е. по установлению виден или не виден тот или иной объект наблюдения.

Кривая 2 построена на основании 1177 случаев наблюдений и относится к 2 баллу шкалы (контраст $K=0,15$).

Кривая 3 построена на основании 1523 наблюдений, она относится к 3 баллу шкалы ($K=0,30$).

Кривая 4 построена на основании 1835 наблюдений и соответствует 4 баллу шкалы ($K=0,50$).

Кривая 5 является суммарной для всех 5358 наблюдений.

Совпадение всех четырех кривых для разных баллов шкалы подтверждает правильность выбранной методики, необходимость введения понятия о весе измерения

и верность определения всех численных параметров дальности видимости (веса измерения, поправок на контраст, порога контрастной чувствительности и проч.).

Случайная погрешность, характеризующаяся стандартным отклонением, составляет, как и в наших предварительных опытах, $\pm 0,20$. Систематические ошибки, характеризующиеся средним значением ошибки, составляют:

$\zeta = 0,008$	для суммарной кривой
$\zeta = 0,012$	" 1 балла
$\zeta = 0,016$	" 2 "
$\zeta = 0,012$	" 3 "
$\zeta = 0,050$	" 4 "

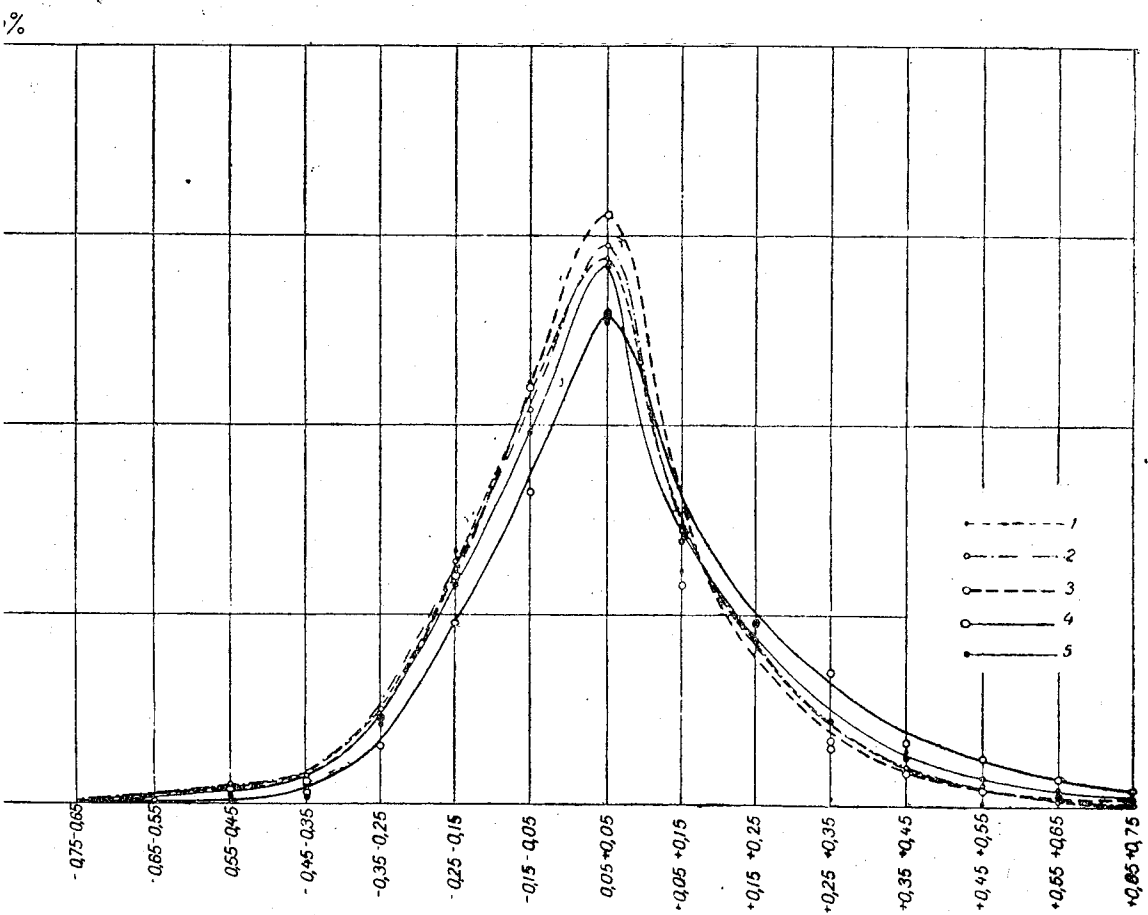


Рис. 4. Распределение вероятности ошибки определения метеорологической дальности видимости на сети Гидрометслужбы.

1 — 1 балл шкалы интенсивности воздушной дымки, 2 — 2 балла шкалы интенсивности воздушной дымки, 3 — 3 балла шкалы интенсивности воздушной дымки, 4 — 4 балла шкалы интенсивности воздушной дымки, 5 — суммарная кривая для всех 4-х баллов.

Напомним, что отсутствию систематической ошибки соответствует значение $\zeta = 0$.

Систематические ошибки малы по сравнению со случайной, вследствие чего предложенный нами метод можно считать доброкачественным. Мы обратили внимание на относительно большую величину систематической погрешности для 4 балла, составляющую 50% определяемой метеорологической дальности видимости. Нам удалось найти причину появления этой погрешности и устранить ее в будущем. Для этой цели нами была уточнена формулировка различия между 4 и 5 баллами шкалы оценки интенсивности воздушной дымки.

Балл 1 шкалы сформулирован нами следующим образом: „Объект едва различим, обнаруживается с трудом, легко теряется из виду“. Эта формулировка почти совпадает с определением дальности видимости так, как она понимается на метеорологических станциях. По нашим вычислениям объекты, оцененные 1 баллом, находятся почти на границе дальности видимости. После внесения поправок на контраст, приведенное расстояние до объекта, оцененного первым баллом шкалы, нужно увеличить всего на 5%, чтобы получить метеорологическую дальность видимости. При проверке метода на сети было сделано 823 наблюдения по объектам, оцененным 1 баллом шкалы. Кривую f распределения вероятности на рис. 4 можно практически рассматривать, как кривую распределения метеорологической дальности видимости. Средняя квадратическая погрешность, определяемая по кривой вероятности и составляющая 20% измеряемой величины, вызвана колебаниями порога контрастной чувствительности наблюдателей и ошибками при внесении поправок на контраст с помощью предложенных нами таблиц. Два источника погрешностей дают суммарную погрешность 20% в определении дальности видимости. Эту погрешность следует признать небольшой, и поэтому метод поправок на контраст с помощью таблиц можно считать обоснованным.

При проведении наблюдений по 2, 3 и 4 баллам шкалы оценки интенсивности воздушной дымки существенное значение имеет принятая величина порога контрастной чувствительности. Нами было положено пороговое значение равным $\varepsilon = 0,05$. Переход к значению $\varepsilon = 0,02$, до сих пор неосновательно принимаемому в метеорологии, вызвал бы появление систематического расхождения между наблюдениями по 1 баллу шкалы и по остальным баллам в 30%. Кривые вероятности на рис. 4 оказались бы разбросанными, заметно несовпадающими друг с другом. Таким образом, сетевые наблюдения подтвердили принятое значение порога контрастной чувствительности. Общее число наблюдений 5358, произведенное большим числом наблюдателей в разных местностях Советского Союза, достаточно велико для того, чтобы считать вопрос решенным окончательно. Совершенно невероятно, чтобы повторение наблюдений привело бы к выводам, существенно отличным от тех, которые получили мы. Поэтому теоретические положения, развитые в настоящей статье, можно считать выдержавшими прямую проверку на сети метеорологических станций.

Существенно, например, отметить, что по кривым вероятности на рис. 4 можно определить, какой процент наблюдений соответствует средней погрешности $\pm 0,2$. Производя такие подсчеты, мы получаем, что наблюдения с ошибкой, большей чем $\pm 0,2$, делается в среднем (из 5358 наблюдений) в 28% всех случаев. Погрешность, превышающая $\pm 0,2$, означает следующее. Пусть имеется два объекта, один из которых расположен на расстоянии $1 - 0,2 = 0,8$ произвольных единиц длины от наблюдателя. Другой объект пусть расположен на расстоянии $1 + 0,2 = 1,2$ тех же единиц длины. Если первый объект виден, а второй не виден, то ясно, что метеорологическая дальность видимости больше, чем 0,8 и меньше, чем 1,2 единиц длины. Из кривых вероятности следует, что в 28% случаев мы неизбежно будем наблюдать метеорологическую дальность видимости, выпадающую из „вилки“ 0,8—1,2. Отношение расстояний невидимого объекта (1,2) и видимого объекта (0,8) в этом случае равно 1,5.

Среди всех наблюдений на метеостанциях мы имели 394 случая наблюдений в летних условиях и 123 случая наблюдений в зимних условиях, когда фактически отношение расстояний невидимого и видимого объектов было меньше, чем 1,5. Метеорологическая дальность видимости, определенная по нашему методу, иногда попадала в „вилку“ между видимым и невидимым объектом. Процент случаев, когда метеорологическая дальность видимости была определена с погрешностью, превышающей $\pm 20\%$, т. е. когда метеорологическая дальность видимости выпадала из „вилки“, оказался равным 33% для летних условий наблюдений и 29% для зимних условий. Эти числа совпадают с числом 28%, определенным по кривой вероятности.

Таким образом, непосредственное определение дальности видимости, как границы между видимыми и невидимыми объектами, совпадает с метеорологической

дальностью видимости по описанному в настоящей статье новому методу ее измерения.

Разумеется, что при непосредственном определении метеорологической дальности видимости всегда принимались во внимание контрасты с фоном неба и угловые размеры реальных объектов, по которым видимость определялась. Во всех случаях были сделаны поверочные расчеты дальности видимости реальных объектов по известным условиям наблюдений.

Расчет дальности видимости реальных объектов [1, 2, 12] никаких затруднений не представляет. Численные значения параметров, определяющих дальность видимости, собраны в обобщенные таблицы 1, 2 и 3. Новые данные приведены также и в настоящей статье. Воспользовавшись законами изменения зрительных функций глаза с уровнем освещения, можно применить изложенные методы расчета для определения видимости реальных объектов в сумеречных и ночных условиях.

Дальнейшее развитие вопросов определения дальности видимости требует знания индикатрисы рассеяния света в реальной атмосфере. Например, проблема наклонной дальности видимости ставит задачу определения коэффициентов светлота фона (1) в направлениях, отличающихся от горизонтального. Введенная нами [2] величина „коэффициент светлоты фона“ представляет собой отношение яркости фона к коэффициенту световоздушного уравнения. Последняя величина прямо пропорциональна коэффициенту рассеяния в соответствующем направлении. Если коэффициенты светлота фона известны, то расчет дальности видимости может производиться по номограмме дальности видимости [1, 2].

ЛИТЕРАТУРА

1. Болдырев Н. Г. Юбилейный сборник, Труды ГГО вып. 19, (81). 1950.
2. Болдырев Н. Г. и Бартенева О. Д. Руководство по определению дальности видимости реальных объектов. Гидрометеониздат, Л., 1950.
3. Наставление по производству визуальных наблюдений за метеорологической дальностью видимости в светлое время суток. Гидрометеониздат, Л., 1950.
- 3а. Указания по организации наблюдений за метеорологической дальностью видимости на сети гидрометстанций в светлое время суток. Гидрометеониздат, Л., 1950.
4. Гаврилов В. А. Юбилейный сборник, Труды ГГО, вып. 19 (81), 1950.
5. Шаронов В. В. Труды ГГО, вып. 11 (73), 1948.
6. Гаврилов В. А. Метеорология и гидрология. № 6, 1949.
7. Сытинская Н. Н. Учен. записки ЛГУ, сер. матем. наук, вып. 18, № 116, 1949.
8. Blackwell H. R. JOSA, 36, 11, 1946.
9. Fevrot V. Hydr. Revue, 1937.
10. Douglas C. A. JOSA, 38, 7, 1948.
11. Foitzik L. Über der Kontrastschwelle des Auges in bezug des Sichtproblem. Beitrage zur definierten Bestimmung des Tagesweite. Akademie Verlag, Berlin, 1951.
12. Пинегин В. И., Болдырев Н. Г. и Бартенева О. Д. ДАН СССР, т. LXXXIV, 3, 1952.
13. Hampton W. M. Trans. of the Ieum. Engin. Society, vol, т. XVII, № 3, 195, 1952.
14. Siedentopf H. Zsch. f. Met. 1/2, 1948.
15. Болдырев Н. Г. Изв. АН СССР, сер. техническая, 12, 1951.
16. Шаронов В. В. Видимость далеких предметов и огней. Военмориздат, М., 1940.
17. Лазарев Д. Н. Проблемы физиологической оптики, 8, 1953.

ВИДИМОСТЬ ОГНЕЙ В ПОЛЕВЫХ УСЛОВИЯХ

Дальность видимости огня L зависит от силы света огня I , коэффициента прозрачности атмосферы τ и яркости фона B , на котором наблюдается огонь. Величина освещенности E , которую создает огонь на зрачке наблюдателя, определяет видимость огня. Для уверенного различения огня необходимо, чтобы освещенность E была больше некоторой минимально необходимой освещенности E_0 , называемой пороговой освещенностью на зрачке или пороговым блеском.

Если пороговая освещенность известна, то соответствующая дальность видимости вычисляется из общеизвестной формулы

$$E_0 = \frac{I}{L^2} \tau^L. \quad (1)$$

До сих пор широко распространено убеждение, что пороговому блеску $E_0 = 2 \cdot 10^{-7}$ лк соответствует момент потери видимости огня. На самом деле чувствительность глаза много выше.

Недоразумение с числом $2 \cdot 10^{-7}$ лк произошло благодаря тому, что оно принято в качестве гидрографического порога для проектирования светового ограждения навигационных трасс. Огнем, создающим освещенность $2 \cdot 10^{-7}$ лк, еще можно пользоваться для определения места корабля. Огонь, следовательно, хорошо виден, что и требуется в навигации.

Существует много работ как наших, так и зарубежных ученых, посвященных вопросу чувствительности глаза. Часть исследований посвящена определению величины абсолютной пороговой освещенности на зрачке, создаваемой огнем в полной темноте на абсолютно черном фоне при различных условиях наблюдения [1, 2, 3 и др.]. Другая часть исследований посвящена зависимости величины порогового блеска от яркости фона [5, 6, 7, 8, 9, 10].

В 1940 г. Боума [11] обработал и собрал все имеющиеся в литературе данные о зависимости величины пороговой освещенности от углового размера источника, яркости фона наблюдения, цвета источника света и величины проблеска. Согласно данным Боума, при изменении яркости фона B от 0 до 10^{-3} асб пороговая освещенность колеблется от $1 \cdot 10^{-9}$ до $5 \cdot 10^{-5}$ лк.

Все перечисленные выше исследования производились в лаборатории. Для перехода к практическим значениям порога, для того, чтобы учесть различия в условиях лабораторного эксперимента и полевого, Боума предложил ввести переходный коэффициент 60—100. Однако с этим нельзя согласиться. Для различных областей науки и техники этот коэффициент будет различен. Штурману нужен огонь, по которому он мог бы определить свое местонахождение, поэтому естественно, что освещенность, равная $2 \cdot 10^{-7}$ лк, будет соответствовать огню, который еще хорошо можно различить на фоне неба.

Для метеоролога, который определяет коэффициент прозрачности атмосферы в наземных условиях, пороговая освещенность на зрачке должна быть гораздо меньше.

Обычно для расчета дальности видимости огней в полевых условиях рекомендуется кривая зависимости порогового блеска от яркости фона, полученная Боума [11]

на основании лабораторных опытов. Однако полевые наблюдения будут иметь совсем иные условия и в отношении режима адаптации, и равномерности фона, и условий наблюдения.

Наша задача состояла в измерении зависимости чувствительности глаза от яркости фона в естественных условиях.

Для определения яркости фона был использован фотометр Феофилова [12], позволяющий измерять освещенности порядка 10^{-4} лк. Этот фотометр очень удобен и портативен для работы в полевых условиях и дает вполне удовлетворительную точность измерения благодаря достаточно большим угловым размерам сравниваемых полей. Принцип действия такого фотометра состоит в сравнении яркости измеряемой поверхности с эталонной яркостью некоторого светящегося экрана.

В данном экземпляре фотометра мы имели три таких светящихся экрана с различными яркостями поверхностей для расширения рабочего интервала. Выравнивание интенсивностей осуществлялось нейтральным клином, ослабляющим яркость наблюдаемой поверхности.

Люминесцентный экран сравнения имел зелено-голубую окраску, поэтому для уничтожения различия в спектральном составе сравниваемых полей вводился голубой светофильтр. Это, однако, не решало вопроса о фотометрировании поверхностей различного спектрального состава при малых яркостях.

Градуировка прибора производилась на фотометрической скамье с эталонными источниками света.

При измерениях пороговой освещенности на зрачке в качестве источника света использовалась низковольтная лампа накаливания (2,5в $\times$ 0,5а) с концентрированным телом накала размером, немногим превышающим 1 мм.

Лампа накаливания была вмонтирована в полый цилиндр, стенки которого были покрыты матовой белой краской. Для изменения силы света источника на такой осветитель одевались диафрагмы различных диаметров. Перед диафрагмами помещалось молочное стекло.

Сила света осветителя в целом и коэффициенты пропускания диафрагм измерялись на фотометрической скамье, коэффициенты пропускания диафрагм малых угловых диаметров рассчитывались. Диафрагмы были подобраны так, чтобы освещенности, создаваемые осветителем с двумя соседними диафрагмами, отличались друг от друга в 2 раза.

В табл. 1 приведены значения коэффициентов пропускания диафрагм и силы света осветителя с диафрагмами.

Для приведения лампы к стационарному режиму, последняя предварительно отжигалась в течение 5 час. при номинальном для нее напряжении. В дальнейшей эксплуатации лампа работала при постоянном напряжении, которое строго поддерживалось.

При измерениях порогового блеска осветитель с помощью специального устройства проектировался на фоне ночного неба. Условие точности источника всегда выполнялось.

Наблюдения производились тремя наблюдателями. Дистанция между наблюда-

Таблица 1

№ диафрагмы	Коэффициент пропускания	Сила света, св.		
		№ осветителя		
		1	2	3
1	1,00	0,12	0,13	0,15
2	0,53	0,063	0,067	0,078
3	0,25	0,030	0,032	0,038
4	0,13	0,015	0,016	0,019
5	0,06	0,007	0,008	0,009
6	0,03	0,004	0,004	0,004
7	0,014	0,002	0,002	0,002
8	0,008	0,0009	0,001	0,001
9	0,003	0,0004	0,0004	0,0005

телем и источником света была известна. Место наблюдения находилось на оптической оси осветителя на расстоянии 100—150 м.

Определение порогового блеска происходило таким образом: после предварительной 20-минутной адаптации к фону данной яркости, каждый наблюдатель должен был определить, виден или не виден огонь, сила света которого изменялась сменой диафрагм. Устанавливалась минимальная диафрагма, при которой наблюдатель еще различал огонь, и максимальная, при которой огонь не различался. Освещенности, создаваемые этими диафрагмами на зрачке наблюдателя, подсчитывались по закону квадратов расстояния. Среднее арифметическое между этими двумя освещенностями принималось за пороговый блеск.

Одновременно с измерениями пороговой освещенности фотометром измерялась яркость участка неба, на котором рассматривался источник света.

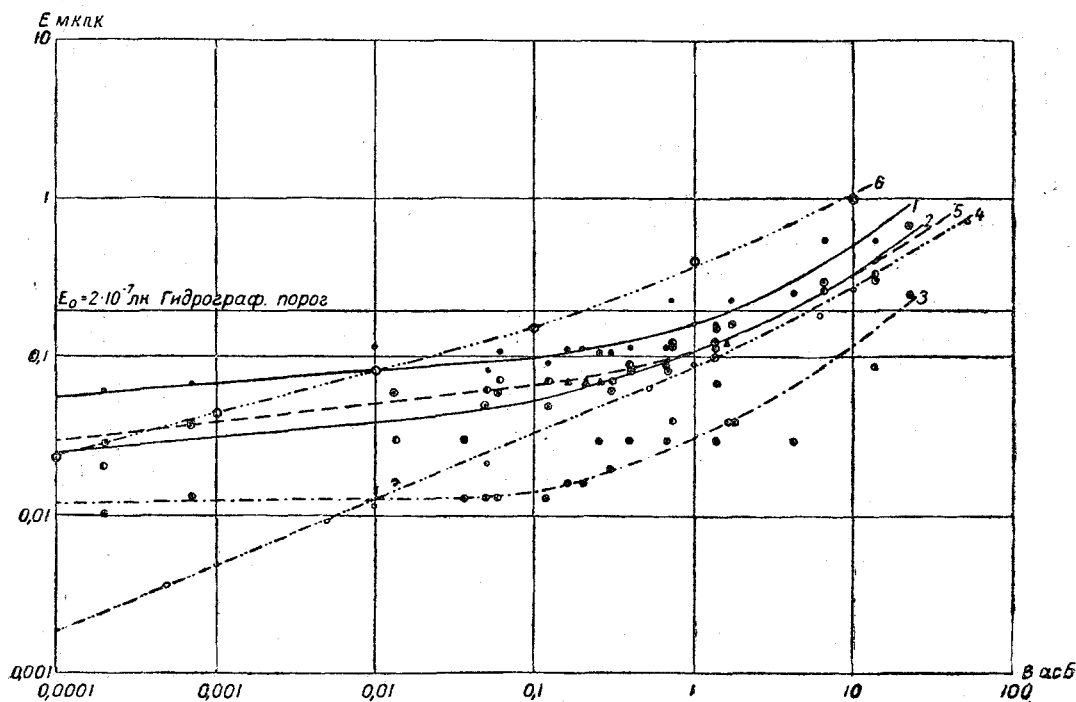


Рис. 1. Зависимость пороговой освещенности на зрачке наблюдателя от яркости фона.

Наблюдения охватывают 22 ночи, причем каждую ночь наблюдался пороговый блеск в двух взаимно-противоположных направлениях — южном и северном. Благодаря этому были получены данные о пороговом блеске для источника света, проектирующегося на самую светлую (север) и самую темную (юг) части небосвода.

На рис. 1 представлена зависимость пороговой освещенности E_0 на зрачке от яркости фона B . По оси ординат отложен логарифм порогового блеска в микролюксах, по оси абсцисс — логарифм яркости в апостильбах. Кривые 1, 2 и 3 относятся к трем различным наблюдателям. Кривая 5 является средней для трех наблюдателей.

Каждая точка на кривых 1, 2, 3, 5 соответствует среднему значению порогового блеска, измеренному за одну ночь (на север или юг) для данной яркости фона. Значение порогового блеска для яркости фона $7 \cdot 10^{-4}$ асб является средним из наблюдений четырех ночей, для яркости фона $2 \cdot 10^{-4}$ асб средним из наблюдений шести ночей. Осреднение произведено вследствие того, что различие в яркостях фона, полученные для отдельных ночей наблюдения, не превышали точность фотометрирования для данного уровня яркости.

Кривая 4 иллюстрирует зависимость порогового блеска от яркости фона, приведенную по данным Боума в таблицах для расчета природной освещенности и видимости В. В. Шаронова [13].

Сравнивая наши данные с данными Боума, находим, что в полевых условиях никогда не достигается абсолютная чувствительность глаза $1 \cdot 10^{-9}$ лк. Наименьшая освещенность, еще воспринимавшаяся нашими наблюдателями, составляла около 10^{-8} лк в самые темные ночи (освещенность горизонтальной поверхности $5 \cdot 10^{-4}$ — $2 \cdot 10^{-4}$ лк).

При фонах большой яркости наши результаты совпали с данными Боума.

Расхождение с данными Боума можно объяснить, если иметь в виду, что последние относятся исключительно к лабораторным условиям. При большой яркости фона условия эксперимента в поле будут мало отличаться от условий эксперимента в лаборатории. При малых уровнях яркости в полевых условиях никогда не могут быть достигнуты те условия наблюдения, которые необходимы для восприятия $1 \cdot 10^{-9}$ лк в лабораторных условиях (закрепление головы наблюдателя, красная фиксационная точка, время адаптации, неравномерность фона и пр.).

Согласно нашим данным, пороговая освещенность $2 \cdot 10^{-7}$ лк соответствует огню, проектирующемуся на светлый фон неба в сумерки. Приблизительно с яркости фона 0,01 асб и ниже, т. е. с момента, когда зрение становится чисто палочковым, пороговое значение освещенности на зрачке остается практически постоянным и равным 10^{-8} лк. Вследствие этого для расчета дальности видимости огней или прозрачности атмосферы в темные ночи за пороговый блеск следует принимать величину порядка 10^{-8} лк.

Выбор числа $E_0 = 2 \cdot 10^{-7}$ лк в качестве гидрографического порога соответствует предъявляемым к нему требованиям, так как согласно нашим наблюдениям это такой огонь, который еще хорошо виден и по которому можно определить место корабля.

Возвращаясь к предложенному Боума [11] коэффициенту перехода от лабораторных условий к практическим, равному 60—100, отметим, что согласно нашим данным, если и применять его, то с большой осторожностью, так как при больших яркостях фона он может привести к абсурдно высоким значениям освещенности.

Интересно сопоставить кривую пороговой освещенности на зрачке, полученную нами экспериментально, с расчетной кривой, предложенной М. В. Соколовым [14], (рис. 1, кривая б).

М. В. Соколов определяет пороговый блеск по двум формулам в зависимости от условий наблюдений. Для ночных наблюдений при яркости фона $B \leq 5$ мксб пороговый блеск рассчитывался по формуле

$$E = E' B^d,$$

где E — световой порог в люксах, B — яркость фона в стильбах, $E' = 10^{-6}$ лк, $d = 0,314$, а для условий сумеречных и дневных наблюдений при яркости фона $5 \cdot 10^{-6}$ сб $< B \leq 0,25$ сб — по формуле

$$E = E' \left(\frac{B}{B'} \right)^{d \lg \frac{B}{B'}},$$

где $E' = 1,2 \cdot 10^{-7}$ лк, $B' = 10^{-7}$ сб, $d = 0,083$.

Рассчитанная кривая Соколова, согласно рис. 1, имеет форму, отличную от нашей кривой. Для условий сумеречного зрения при малых яркостях фона данные Соколова практически совпадают с результатами наших наблюдений. Для фона больших яркостей автор получает сильно завышенные значения пороговой освещенности по сравнению с наблюдаемыми нами.

Это можно объяснить тем, что автором при вычислении постоянных в приведенных выше формулах принимался коэффициент запаса, равный 2—3. Введение

коэффициента запаса объяснялось наличием ряда обстоятельств, затрудняющих наблюдение в специальных условиях.

Введение коэффициента целесообразно только для области сумеречного зрения, при больших яркостях фона коэффициент запаса вводить не следует или, во всяком случае, он должен быть меньше, чем в первом случае.

Последнее хорошо совпадает с данными С. И. Вавилова [1], согласно которым наклон флюктуационной кривой при переходе от темновой адаптации к световой уменьшается, вследствие чего коэффициент запаса во втором случае должен быть меньше.

Интересно отметить насколько неопределенна может быть величина пороговой освещенности на зрачке при наблюдении огней в естественных условиях.

В табл. 2 приведены значения пороговой освещенности при одновременном наблюдении огней, проектирующихся на северную (самую светлую) и южную (самую темную) части небосвода.

Таблица 2

Дата	Освещенность горизонтальной поверхности, лк	Юг		Север	
		B асб	E_0 , лк	B асб	E_0 , лк
5/VII	1,34	1,44	$1,4 \cdot 10^{-7}$	25,8	$4,4 \cdot 10^{-7}$
8/VII	0,92	1,84	$1,8 \cdot 10^{-7}$	21,6	$8,3 \cdot 10^{-7}$
13/VII	1,0	1,36	$1,0 \cdot 10^{-7}$	21,4	$8,3 \cdot 10^{-7}$
14/VII	0,41	0,71	$1,3 \cdot 10^{-7}$	14,7	$3,2 \cdot 10^{-7}$
19/VII	0,14	0,66	$0,8 \cdot 10^{-7}$	4,1	$1,7 \cdot 10^{-7}$
19/VIII	0,025	0,20	$1,2 \cdot 10^{-7}$	0,038	$0,2 \cdot 10^{-7}$

Согласно табл. 2, при визуальном определении прозрачности атмосферы по дальности видимости удаленных огней следует всегда иметь в виду, что пороговая освещенность на зрачке является величиной переменной, зависящей как от физиологического состояния наблюдателя, так и от времени адаптации и яркости фона, на котором рассматривается огонь.

В связи с этим остановимся на визуальном определении метеорологической дальности видимости по огням малой силы света. Суть этого метода заключается в том, что в пункте наблюдения устанавливается огонь малой силы света (например лампа карманного фонаря) и наблюдатель, удаляясь от него, должен определить его дальность видимости. Прозрачность атмосферы τ или метеорологическая дальность видимости S подсчитывается по формуле (1) по определенной наблюдателем дальности видимости огня, его силе света и пороговому блеску, который полагается величиной постоянной.

Этот простой, как кажется, метод имеет большие недостатки и точность определения метеорологической дальности видимости с помощью его очень мала.

Легко показать, какие требования должны быть предъявлены к такому методу с тем, чтобы точность определения метеорологической дальности видимости была не меньше 1 балла международной шкалы.

Согласно данным нашей работы, величина порогового блеска может меняться в десять раз ($\frac{E_1}{E_2} = 10$). Зададим точность определения метеорологической дальности видимости равной 1 баллу международной шкалы видимости, т. е.

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{1}{2},$$

где S_1 — метеорологическая дальность видимости, определенная при значении порогового блеска, равном E_1 ; S_2 — метеорологическая дальность видимости, определенная при значении порогового блеска, равном E_2 .

Пользуясь формулой (1), получим:

$$E_1 = \frac{I}{L^2} \tau_1^L = \frac{I}{L^2} e^{-\alpha_1 L} = \frac{I}{L^2} e^{-\frac{3}{S_1} L},$$

$$E_2 = \frac{I}{L^2} \tau_2^L = \frac{I}{L^2} e^{-\alpha_2 L} = \frac{I}{L^2} e^{-\frac{3}{S_2} L},$$

откуда

$$\frac{E_1}{E_2} = e^{3L \left(\frac{1}{S_2} - \frac{1}{S_1} \right)}$$

или

$$\ln \frac{E_1}{E_2} = 3L \left(\frac{1}{S_2} - \frac{1}{S_1} \right); \quad (2)$$

так как $\frac{E_1}{E_2} = 10$, а $\frac{S_1}{S_2} = \frac{1}{2}$, то, произведя соответствующие подстановки в выражение (2), получим

$$\frac{L}{S} = 0,8,$$

откуда

$$L = 0,8 S. \quad (3)$$

Соотношение (3) означает, что для того, чтобы при визуальном определении метеорологической дальности видимости избавиться от влияния колебаний в величине пороговой освещенности, огонь должен устанавливаться на расстоянии, примерно равном измеряемой метеорологической дальности видимости, т. е. нужно пользоваться источником такой силы света, чтобы его дальность видимости была одного порядка с измеряемой метеорологической дальностью видимости (не меньше $0,8S$). Тогда только можно гарантировать, что погрешность измерения метеорологической дальности видимости будет лежать в пределах 1 балла международной шкалы видимости.

Отметим, что все это в равной степени относится также и к инструментальному определению метеорологической дальности видимости по огням по методу гашения, так как этот метод отличается от описанного выше только способом приведения освещенности на зрачке наблюдателя, создаваемой удаленным огнем, к пороговой. В первом случае это достигается увеличением расстояния между наблюдателем и огнем, во втором — специальным приспособлением в приборе (например, введением фотометрического нейтрального клина).

Изложенная работа была выполнена в 1948 г. и является частью диссертации, защищенной в 1949 г.

В заключение считаю своим долгом выразить глубокую благодарность П. П. Феофилову за представленный в мое распоряжение люминисцентный фотометр и указания по методике измерения малых яркостей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вавилов С. И. Успехи физ. наук, т. XXXVI, 3, 1948.
2. Вишневский Н. А. и Цирлин Б. А. Труды 1 конференции по физиологической оптике. Изд. АН СССР, 1936.
3. Соколов М. В. Светотехника, № 6, 1934.
4. Меркулов А. В. Ученые записки ЛГУ, 31, 1939.

5. Вишневский Н. А. и Цирлин Б. А. Труды I конференции по физиологической оптике. Изд. АН СССР, 1936.
 6. Arndt W. Das Licht, 10, 1935, S. 220.
 7. Green H. N. Illum. Engineer., XXVIII, May, 1935, p. 146.
 8. Schönwald B. Das Licht, 9, 1939, S. 197.
 9. Weigel R. G. und Knoll O. H. Das Licht, 9, 1940, S 179.
 10. Langmuir and Westendorp W. Physics, 1, 1931, p 273.
 11. Bouma PJ. Physica, VIII, 4, 1941, S 398.
 12. Феофилов П. П. Труды Государственного оптического института, XVII, 1944.
 13. Шаронов В. В. Таблицы для расчета природной освещенности и видимости. Изд. АН СССР, 1945.
 14. Соколов М. В. Проблемы физиологической оптики, т. VI, 1948.
-

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОЗРАЧНОСТИ АТМОСФЕРЫ И СИЛЫ СВЕТА УДАЛЕННЫХ ОГНЕЙ ЗВЕЗДНЫМ ФОТОМЕТРОМ

1. Введение

За последнее время вопросы видимости для судовождения приобретают все большее и большее значение. Во время плавания часто требуется заблаговременно знать, на каком расстоянии будут видны те или иные объекты днем или огни ночью. Такое прогнозирование связано с знанием целого ряда факторов, способствующих наблюдению и определяющих дальность видимости объектов днем и огней ночью. Прямые расчеты дальности видимости по номограммам или формулам не могут дать результата без предварительного знания входных данных, соответствующих конкретным условиям наблюдения, и в первую очередь без оценки или инструментального определения прозрачности атмосферы.

В ночных условиях, которые только и будут рассматриваться ниже, непосредственное измерение прозрачности атмосферы на берегу и тем более в судовых условиях до сих пор было практически невыполнимой задачей. Поэтому весьма желательно дать в руки морякам простое средство, которое позволило бы определять прозрачность атмосферы в данный момент и тем самым приближенно рассчитывать дальность действия огней. Таким средством, на наш взгляд, является инструментальный метод определения прозрачности атмосферы по огням с помощью так называемого звездного фотометра.

Задача настоящей статьи состоит в том, чтобы обобщить уже накопленный опыт работы со звездным фотометром в лабораторных, полевых и морских условиях и оценить ошибки в измеряемой величине, которые появляются как следствие ошибок при фотометрировании и при определении расстояний до огней. Вместе с тем в этой статье выдвинут ряд соображений, которые могут быть полезны при непосредственном производстве наблюдений и их обработке.

Видимость огня определяется той освещенностью E , которая создается удаленным огнем на зрачке наблюдателя. Если освещенность E превосходит пороговую $E_{\text{п}}$, то огонь виден, если меньше пороговой, то огонь не виден. Обычно расчет дальности действия огней производится по формуле

$$E_{\text{п}} = \frac{I}{L^2} \tau^L. \quad (1)$$

Величина пороговой освещенности определяется, в основном яркостью фона, на котором рассматривается наблюдаемый огонь. При наблюдении огней на светлых фонах, как например, на фоне неба в белые северные ночи или на фоне снега, освещенного луной, пороговая освещенность будет возрастать. При наблюдении огня на темных фонах, например, на фоне неба темной южной ночи или на фоне травы, леса, пороговая освещенность будет уменьшаться. В табл. 1 приведены относительные изменения пороговой освещенности, в зависимости от яркости фонов, для полевых условий.

Как видно из табл. 1, пороговая освещенность при наблюдении огня на различных фонах меняется в 10 раз, что может дать заметные ошибки при расчете дальности действия огня.

Определение второй, наиболее важной величины, входящей в формулу (1) — прозрачности атмосферы τ — встречает еще большие трудности, так как в настоящее время о ней можно судить только на основе весьма грубых сведений, сообщаемых метеостанциями.

И, наконец, третья величина, нужная для расчета дальности действия огня — его эффективная сила света, фактически наблюдаемая на предельных дистанциях, никогда не бывает известна на судне.

Таким образом, для того, чтобы решать вопросы, связанные с дальностью действия огней, нужно более строго учитывать величину пороговой освещенности, чем это делается в настоящее время, уметь определять прозрачность атмосферы, соответствующую моменту наблюдения, и знать эффективную силу света огня. Все эти величины с нужной для практики точностью могут быть определены с борта судна звездным фотометром и элементарной обработкой полученных результатов.

Таблица 1

Фон	Яркость фона, сб	Относительное увеличение пороговой освещенности
Трава в темную ночь . . .	$3 \cdot 10^{-9}$	1
Снег при свете звезд . . .	$3 \cdot 10^{-8}$	1,7
Трава при свете луны . .	$3 \cdot 10^{-7}$	3
Снег при свете луны . . .	$3 \cdot 10^{-6}$	5
Небо в белые ночи	$3 \cdot 10^{-5}$	10

Сущность работы с фотометром сводится к выравниванию яркостей двух светящихся точек, видимых в поле зрения прибора. Одной точкой является наблюдаемый огонь, второй — искусственная точка сравнения. Зная блеск искусственной точки, можно определить блеск удаленного огня.

Звездный фотометр позволяет решать многие вопросы, связанные с видимостью огней. Пороговая освещенность E_p на

любом фоне определяется непосредственно. Для этого прибор направляется на фон и определяется, какая звезда прибора еще видна на данном фоне. Освещенность на зрачке наблюдателя, соответствующая этой звезде, и будет порогом для данного фона.

Если измерить один и тот же огонь с двух расстояний, то можно определить одновременно и силу света огня, и прозрачность атмосферы.

Особо следует подчеркнуть, что звездный фотометр может быть использован для оценки эффективной силы света проблесковых огней с дистанции практического их использования. Сравнивая проблесковый огонь с постоянным огнем звезды фотометра, мы получаем возможность оценить на опыте эффективную освещенность на зрачке, а следовательно, и эффективную силу света огня.

Нет необходимости останавливаться на описаниях многочисленных конструкций звездных фотометров, они достаточно полно описаны в литературе [1, 2]. Опишем последнюю конструкцию звездного фотометра ГГО, разработанную Н. Г. Болдыревым.

2. Звездный фотометр ГГО

Отличием звездного фотометра ГГО от других приборов того же типа является стеклянная пластинка 1 (см. рис. 1), представляющая оптический клин с малым углом $20-30'$, изготовленный из крона на склеенный с плоско-параллельной пластинкой из флинта. На пластинку падает пучок параллельных лучей, идущих от объектива 2 и дающих искусственную звезду сравнения на бесконечности. Пучок параллельных лучей отражается от передней флинтовой и задней кроновой поверхностей пластинки и направляется в глаз наблюдателя. Задняя поверхность пластинки не параллельна передней, вследствие чего пучок лучей раздваивается, и глаз наблюдателя видит два изображения искусственной звезды. Показатель преломления крона

и флинта можно подобрать так, чтобы яркости обеих звезд находились в заданном заранее отношении. Это возможно осуществить благодаря зависимости френелевского коэффициента отражения от показателя преломления. Выбрав для пластинок например, стекла с коэффициентами преломления $n_d = 1,5163$ и $n_d = 1,6725$, получим соотношение между яркостями звезд сравнения, равное 1,7.

Сквозь пластинку, на просвет, наблюдатель рассматривает удаленный огонь (3), который он сравнивает по яркости с двумя искусственными звездами. Не представляет труда решить вопрос о том, какой звезде сравнения эквивалентен удаленный огонь.

Благодаря тому, что звезды сравнения различаются по блеску (т. е. по освещенности, которую они создают на зрачке глаза наблюдателя), оказалось возможным применить изменение яркостей звезд сравнения ступенями, отказавшись от более сложных фотометрических приспособлений, обеспечивающих плавное изменение яркости.

Фотометрическое устройство в звездном фотометре ГГО состоит из лампы накаливания 4, освещающей пластинку из молочного стекла 5, перед которой вращается револьверная диафрагма 6 с отверстиями различных диаметров. Фронтальная линза микрообъектива 7 дает уменьшенное изображение отверстий диафрагмы, которые через объектив 2 наблюдаются в виде звезд сравнения. Освещенность на зрачке пропорциональна площади диафрагмы, соответственно чему рассчитаны диаметры отверстий так, чтобы при повороте диафрагмы яркость звезд менялась бы на величину 1,56. Это число несколько меньше отношения яркостей звезд сравнения (1,7), обусловленного выбором стекол пластинки, благодаря чему обеспечивается возможность непрерывных наблюдений.

Большое достоинство звездного фотометра состоит в том, что далекий огонь рассматривается через прибор без оптической системы, что не искажает общей картины фона, на котором виден огонь, облегчает его распознавание среди других огней и способствует более точному его удержанию в нужном месте поля зрения.

Это свойство прибора, весьма благоприятное для наблюдения с качающейся палубы, выгодно отличает его от приборов гашения и приборов, основанных на принципе Максвелла.

В первом случае, когда огонь находится на пороге видения, трудно сказать, потерялся ли он вследствие того, что освещенность на зрачке достигла значения $E_{п.}$ или вследствие того, что во время затмения огня потеряна аккомодация или изменился курс судна, и огонь в прежнем азимуте не может быть виден. В приборах Максвелла огонь непосредственно не виден, что делает невозможным использование их на корабле.

Сравнение светящихся точек при достаточно больших яркостях, которое имеет место в звездном фотометре, освобождает от необходимости непрерывно иметь дело с весьма неустойчивым абсолютным значением порогового блеска.

На рис. 2 приведен градуировочный график одного из образцов звездного фотометра. По оси абсцисс отложены номера диафрагм, а по оси ординат — освещен-

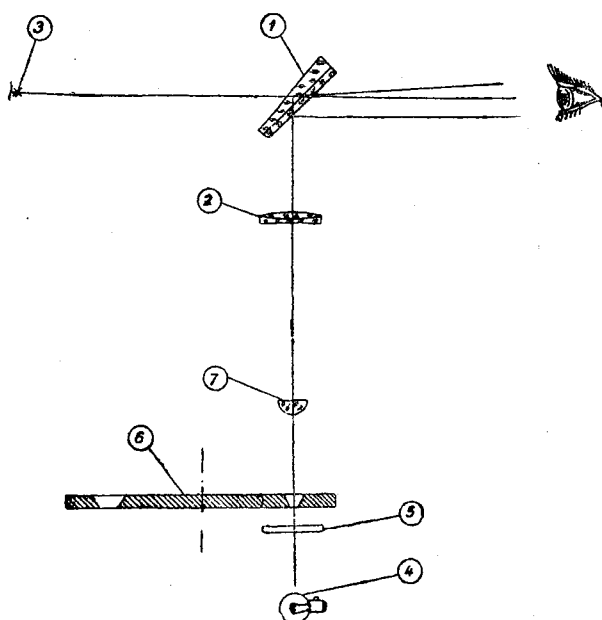


Рис. 1. Схема звездного фотометра.

ность на приемной пластинке фотометра. Верхняя прямая относится к более яркой звезде, нижняя — к менее яркой. Некоторые отступления отдельных точек от прямой объясняются недостаточно точной калибровкой отверстий диафрагм и ошибками фотометрирования при градуировке.

Как уже указывалось выше, процесс фотометрирования заключается в подборе звезды сравнения, эквивалентной удаленному огню. По номеру диафрагмы и градуировочному графику находится истинная освещенность в точке наблюдения.

Первым и необходимым условием практического применения прибора является исследование точности фотометрирования, т. е. точности определения освещенности на зрачке, создаваемой удаленным огнем, которая зависит, главным образом, от способности человеческого глаза оценивать равенство яркостей двух светящихся точек.

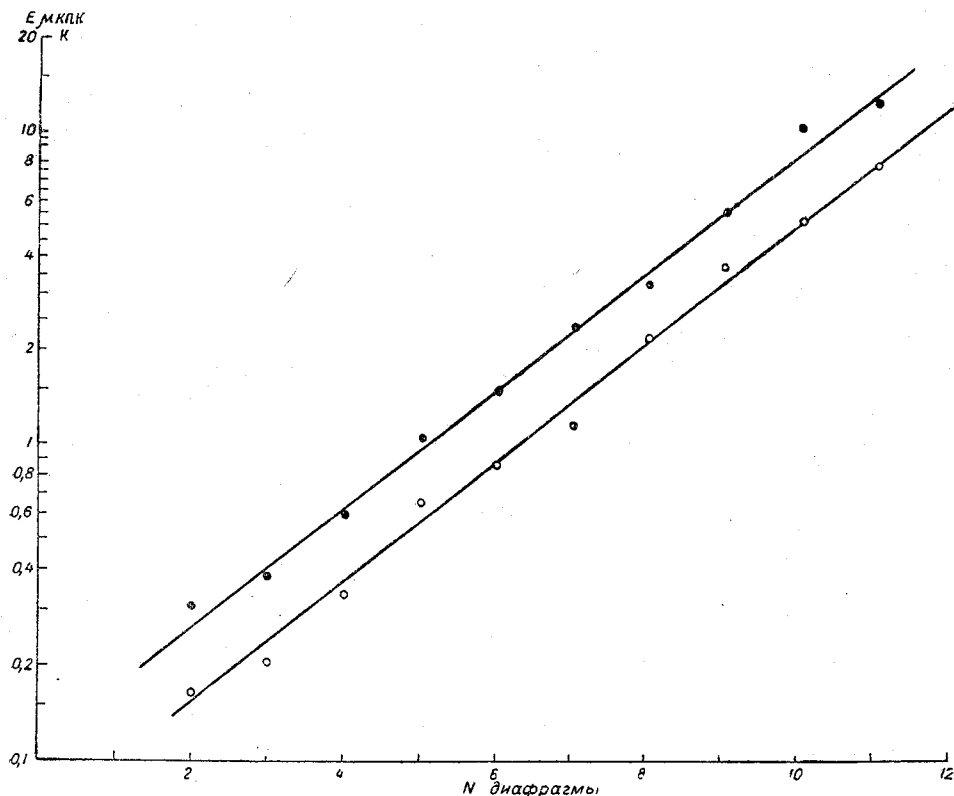


Рис. 2. Градуировочная кривая звездного фотометра.

С этой целью тщательно и всесторонне исследовалась точность фотометрирования, сначала в лабораторных, а затем в полевых условиях. В лаборатории, кроме большого числа измерений при градуировках четырех различных образцов звездных фотометров, при которых само собой каждый раз исследовался вопрос точности измерений, была специально проделана большая серия измерений, результаты которых подвергались детальной статистической обработке.

Предварительные данные о точности звездной фотометрии показали, что число одновременно производимых отсчетов не должно быть меньше пяти. В обстановке практического использования прибора это условие является вполне выполнимым.

При обработке данных фотометрирования каждый раз определялась средняя квадратичная ошибка результата пяти измерений. Одна из серий лабораторных наблюдений с образцом звездного фотометра выпуска 1950 г., состоящая из 440 отсчетов двух опытных наблюдателей, дала среднюю квадратичную относительную ошибку для пяти измерений $\pm 5\%$. В отдельных случаях она доходила до 8% и никогда не превышала 10% .

Второй задачей было определение точности звездной фотометрии в полевых условиях. Для этого на местности, на расстоянии 75—100 м, устанавливались источники известной силы света, которые фотометрировались тремя наблюдателями. Наблюдения производились на протяжении 20 ночей при различных метеорологических условиях. Было сделано 400 отсчетов. Средняя квадратичная относительная ошибка для пяти отсчетов оказалась равной $\pm 10\%$.

Испытания первого образца звездного фотометра в 1944 г. в морских условиях тремя наблюдателями, которые были совершенно неискушенными в области фотометрии и впервые имевшими дело с прибором, дали среднюю квадратичную относительную ошибку, равную $\pm 12\%$.

Следует отметить, что исследование точности звездной фотометрии производилось для интервала освещенностей от 0,2 до 50 мклк. С нашей точки зрения, наиболее благоприятной областью сравнения двух светящихся точек является область освещенностей в 2—10 мклк, т. е. тогда, когда иррадиация точек или совсем не ощущается, или она только появляется. Указанная точность достижима в том случае, если поле зрения свободно от посторонних мешающих бликов, ореолов, светящихся точек и других дефектов. При этом звезды сравнения должны иметь вид безразмерных точек, а не пятен конечных размеров. При фотометрировании следует возможно ближе располагать сравниваемые точки во избежание дополнительных ошибок из-за попадания изображений на далеко расположенные участки сетчатки, которые могут иметь различную чувствительность.

Как при всяких фотометрических измерениях глазом, при измерении этим прибором нельзя ограничиваться малым числом отсчетов. Увеличение числа отсчетов и числа наблюдателей заметно снижает ошибки измерений. Кроме того, все предосторожности, на которые указывает инженерная практика фотометрии (поддержание постоянного напряжения на лампе фотометра, применение электроизмерительных приборов не ниже первого класса точности и пр.), должны быть предусмотрены при работе с звездным фотометром.

3. Определение прозрачности атмосферы в морских условиях

Для определения прозрачности атмосферы и силы света огня необходимо произвести измерения освещенностей, создаваемых удаленным огнем, с нескольких расстояний $L_1, L_2 \dots L_n$, которым будут соответствовать освещенности $E_1, E_2, \dots E_n$; тогда мы получим систему линейных уравнений вида:

$$\left. \begin{aligned} \ln(E_1 L_1^2) &= \ln I + L_1 \ln \tau, \\ \ln(E_2 L_2^2) &= \ln I + L_2 \ln \tau, \\ &\dots \dots \dots \\ \ln(E_n L_n^2) &= \ln I + L_n \ln \tau, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Наиболее удобно решать эту систему уравнений графически. Если в прямоугольной координатной сетке по оси ординат отложить значения $\ln(E_1 L_1^2), \ln(E_2 L_2^2) \dots \ln(E_n L_n^2)$ соответствующие абсциссам $L_1, L_2, \dots L_n$, то полученные точки должны лечь на одну прямую линию. Начальная ордината прямой при $L = 0$ равна $\ln I$, а прозрачность атмосферы τ обратно пропорциональна угловому коэффициенту прямой. Если заранее подготовить бланк с логарифмической шкалой по вертикали и линейной по горизонтали, то практически работа сведется к нанесению точек на нем и проведению по этим точкам прямой. Пересечение прямой с осью ординат дает силу света. Не составляет никакого труда определить и прозрачность атмосферы. Нанесенная линия переносится параллельно самой себе до начала веера прямых на (рис. 3 внизу), где величина τ считывается по шкале или определяется интерполированием.

На рис. 3 приведены результаты наблюдений над фонарем Ф-140 с силой света в 90 св. и наблюдения над „эталонном“ в 800 св. Продолжая полученные прямые

до пересечения с осью ординат, определяем силу света фонаря в 79 св. и силу света эталона в 710 св.

Таким образом, силы света определены: в первом случае с ошибкой 12%, во втором случае 11%. Прозрачность атмосферы для ночи наблюдения эталона будет 0,96 (верхний пунктир на рис. 3), а для ночи наблюдения фонаря 0,94. В определении силы света маячных огней указанные ошибки можно считать вполне допустимыми, так как для расчетных целей знать силу света с большей точностью едва ли нужно.

Необходимость производить измерения с нескольких дистанций ни в какой мере не является недостатком метода для морских условий, так как фотометрирование можно производить на ходу судна, при удалении или приближении его к огню, и

всегда с нужной точностью знать свое местоположение.

Для решения той же задачи можно ограничиться измерениями освещенностей только с двух расстояний L_1 и L_2 . Решая систему двух уравнений относительно $\ln \tau$, найдем

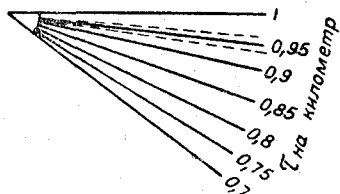
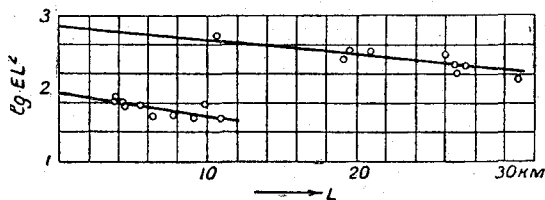


Рис. 3. Определение силы света и прозрачности атмосферы звездным фотометром.

$$\ln \tau = \frac{\ln (E_2 L_2^2) - \ln (E_1 L_1^2)}{L_2 - L_1}. \quad (3)$$

Основная задача в этом случае заключается в выборе расстояний L_1 и L_2 , с которых нужно производить фотометрирование огня, чтобы ошибки в определении τ не превосходили заданной величины и чтобы угол

зрения на огонь в вертикальной плоскости менялся незначительно.

Прозрачность атмосферы можно характеризовать или метеорологической дальностью видимости S , или коэффициентом ослабления α .

Учитывая, что вследствие обратной пропорциональности между S и α относительные погрешности этих величин будут одни и те же, целесообразно уравнение погрешностей написать для одной из них. Заменим в выражении (3) коэффициент τ через α , пользуясь известным соотношением $\tau = e^{-\alpha}$, и напомним уравнение погрешностей

$$\delta_\alpha = \frac{1}{\alpha (L_2 - L_1)} \sqrt{[(2 + \alpha L_1)^2 + (2 + \alpha L_2)^2] \delta_L^2 + 2 \delta_E^2}, \quad (4)$$

где δ_E — относительная фотометрическая ошибка, δ_L — относительная ошибка в измерении расстояния.

Уравнение (4) справедливо при условии, если $\delta_{L_1} = \delta_{L_2}$, $\delta_{E_1} = \delta_{E_2}$, что можно считать всегда соблюдающимся, так как величины E_1 , E_2 , L_1 и L_2 определяются одними и теми же лицами, одинаковыми методами и приборами, в одних и тех же условиях.

Как видно из формулы (4), относительная ошибка в определении коэффициента ослабления атмосферы α обратно пропорциональна захватываемой толщине атмосферы $(L_2 - L_1)$ и в значительной степени зависит от относительной ошибки измерения освещенности и расстояния. Как установлено выше, среднюю квадратичную ошибку δ_E в измерении освещенности в естественных условиях можно принять равной 10%. Ошибку в определении дистанции до огня можно довести до 2%, тогда зависимость (4) для $\alpha = 0,1$ ($\tau = 0,9$) представится кривой, показанной на рис. 4.

Ход кривой на рис. 4 показывает, что удовлетворительной точности в определении коэффициента ослабления можно достичь только при больших разностях $L_2 - L_1$.

В том случае, когда расстояния могут быть определены с большой степенью точности и величину δ_L можно положить равной нулю, выражение (4) примет простой вид:

$$\delta_\alpha = \frac{2\delta_E}{\alpha(L_2 - L_1)} \quad (5)$$

Графическое изображение этой зависимости представлено также на рис. 4. Сравнивая кривые, мы видим, что для компенсации двухпроцентных ошибок в определении расстояний требуется увеличить захватываемую толщу атмосферы примерно на 20%.

В судовых условиях нет нужды пользоваться малыми дистанциями. Там, где мощность огней позволяет вести наблюдения с больших расстояний, нужно всегда стремиться захватить возможно большую толщу атмосферы, тогда наблюдения при хорошей прозрачности воздуха будут выполнены с надлежащей точностью.

Для определения τ не нужно знать абсолютных величин измеренных освещенностей. В формулу (3) входит их отношение, которое может быть заменено просто отношением показаний шкалы прибора. В том случае, когда фотометр долго не проверялся и нет уверенности в его градуировке или в случае нарушения последней при замене лампы, фотометр с полным основанием может быть использован для определения прозрачности атмосферы, что очень часто представляет самостоятельный интерес или является даже главной задачей.

Иногда приходится определять прозрачность атмосферы по огню, сильно отличающемуся по своей цветовой температуре от звезды сравнения. При определении силы света с этим приходится мириться. Однако при определении прозрачности атмосферы можно не придерживаться напряжения на лампе фотометра, данного в паспорте. Его можно подобрать таким, чтобы обе звезды были одинакового цвета. Тогда условия фотометрирования делаются более благоприятными и точность сравнения повышается.

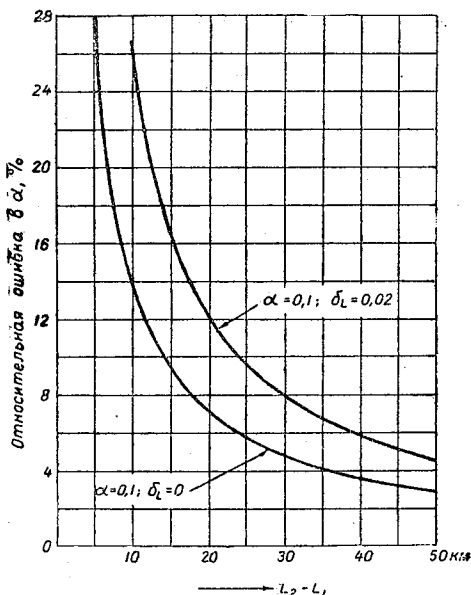


Рис. 4. Относительная ошибка в определении коэффициента ослабления α звездным фотометром в зависимости от захватываемой толщи атмосферы ($L_2 - L_1$).

4. Определение силы света огня в морских условиях

Сила света огня определяется из той же системы двух уравнений

$$\ln I = \frac{L_2 \ln(E_1 L_1^2) - L_1 \ln(E_2 L_2^2)}{L_2 - L_1}$$

Относительная ошибка в определении силы света будет равна

$$\delta_I = \frac{L_2 + L_1}{L_2 - L_1} \cdot \delta_E \quad (6)$$

Из формулы (6) очевидно, что ошибка в измерении силы света не может быть меньше относительной ошибки в измерении освещенности, так как коэффициент

$\frac{L_2 + L_1}{L_2 - L_1}$ всегда больше единицы. Решая уравнение (6) относительно $\frac{L_2}{L_1}$, получим

$$\frac{L_2}{L_1} = \frac{\delta_E + \delta_I}{\delta_I - \delta_E}. \quad (7)$$

Зная δ_E и задаваясь δ_I , легко найти, каково должно быть отношение $\frac{L_2}{L_1}$.

Например, для того чтобы определить силу света с точностью 15% при фотометрической ошибке в 10%, необходимо L_2 взять в 5 раз больше L_1 .

Следует подчеркнуть, что в этом случае определение расстояний L_1 и L_2 должно производиться особенно тщательно.

5. Расчет дальности действия огня

Для расчета дальности действия огня нужно решить уравнение

$$E_n = \frac{I \cdot 10^{-aL}}{L^2}$$

относительно L при известных I , E_n и a , где a — коэффициент ослабления света атмосферой. Если E_n отличается от принятого значения $2 \cdot 10^{-7}$ лк и, следовательно, нельзя воспользоваться обычными номограммами [3, 4, 5] для определения дистанции обнаружения огня, следует пользоваться номограммой А. А. Бутылева [6] или приведенной ниже таблицей, составленной Н. Г. Болдыревым, которая дает возможность вычислить L , пользуясь логарифмической линейкой.

Из формулы (8) имеем

$$\lg E_n = \lg I - aL - 2 \lg (aL) + 2 \lg a,$$

откуда

$$aL + 2 \lg (aL) = \lg I + 2 \lg a - \lg E_n$$

Обозначив aL через y и положив

$$x = \frac{1}{2} \lg I + \lg a - \frac{1}{2} \lg E_n,$$

приходим к уравнению

$$\lg y + \frac{1}{2} y = x.$$

Решив уравнение, получим $y = f(x)$. Таблица этой функции приводится ниже (табл. 2).

Приведем пример пользования таблицей: пусть $I = 100\,000$ св., $a = 0,1$, $E_n = 0,1$ мклк. Определяем

$$x = \frac{1}{2} \lg I + \lg a - \frac{1}{2} \lg E_n = 2.$$

По этому значению x находим из табл. 2

$$y = aL = 3,04,$$

откуда

$$L = 30,4 \text{ км.}$$

Таблицей 2 можно воспользоваться для решения и обратной задачи. Допустим, что нужно вычислить расстояние, на котором огонь силою света в 1000 свечей создает освещенность 0,10 мклк при прозрачности атмосферы ($a = 0,097$) $\tau = 0,8$. Вычисляем

$$x = \frac{1}{2} \lg I + \lg a - \frac{1}{2} \lg E_n \cong 1;$$

согласно табл. 2,

$$y = aL = 1,6,$$

откуда

$$L = \frac{1,6}{0,097} = 16,5 \text{ км.}$$

Вычисление по таблице обладает тем преимуществом перед графическими способами, что не вносит погрешности на отсчет по чертежу. Таблица 2, несмотря на свой небольшой объем, дает точность, вполне достаточную для практики. Необходимые для расчета логарифмы могут быть считаны с логарифмической линейки.

Таблица 2

Корни уравнения $\lg y + 1/2 y = x$

x	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
-1	0,09	0,11	0,14	0,16	0,20	0,24	0,29	0,34	0,40	0,47
0	0,54	0,62	0,70	0,80	0,90	1,00	1,11	1,23	1,34	1,47
1	1,60	1,73	1,86	2,00	2,14	2,28	2,43	2,58	2,73	2,88
2	3,04	3,19	3,35	3,51	3,67	3,83	4,00	4,16	4,33	4,50
3	4,66	4,83	5,00	5,17	5,34	5,52	5,69	5,86	6,04	6,82

6. Определение метеорологической дальности видимости по огням

Для определения с помощью звездного фотометра метеорологической дальности видимости или коэффициента ослабления α в условиях метеостанции нужно установить огонь с известной силой света и измерять освещенность E на зрачке наблюдателя, находящегося на метеостанции на расстоянии L от огня. Измерения звездным фотометром могут производиться как в ночное, так и сумеречное время. Задача, которую прежде всего надо решить и для этого случая, заключается в определении степени точности метода.

Из формулы (1) для коэффициента ослабления получим выражение

$$\alpha = \frac{\ln I - 2 \ln (EL^2)}{L}.$$

Переходя от коэффициента ослабления к метеорологической дальности видимости S и помня, что $S = \frac{3}{\alpha}$, будем иметь

$$S = \frac{3L}{\ln I - \ln (EL^2)}.$$

Ошибка в определении S определяется фотометрической ошибкой и ошибкой в расстоянии L . Общее выражение для относительной ошибки в S имеет вид

$$\delta_S = \frac{1}{3} \frac{S}{L} \sqrt{\delta_E^2 + 4\delta_L^2 + \frac{4}{3} \frac{L}{S} \delta_L^2},$$

где δ_E — относительная фотометрическая ошибка, δ_L — относительная ошибка в определении L .

Фотометрическая ошибка для полевых условий составляет 10%, ошибку в определении расстояний на местности можно положить равной 2%.

Таблица 3 показывает, что определять метеорологическую дальность видимости с помощью звездного фотометра по огням, располагаемым на практически осуществимых расстояниях от метеостанции, можно только весьма грубо. Например, для того чтобы определять метеорологическую дальность видимости с ошибкой, составляющей 10% от измеряемой величины, необходимо располагать огонь на расстоянии не менее $0,4S$. Очевидно, такое условие может быть соблюдено только при

малых прозрачных. При больших прозрачных, когда S велико, использование звездного фотометра в том случае, если удаленный огонь обслуживается с метеостанций, может оказаться практически невозможным.

Для береговых метеостанций, у которых в поле зрения имеются огни маяков, всегда действующих и поддерживаемых на высоком техническом уровне, метод звездной фотометрии может дать хорошие результаты для всего диапазона прозрачных атмосфер.

Координаты маяка и метеостанции известны с большой точностью, так что ошибка в определении расстояния до огня исключается. Относительная ошибка измерения S в этом случае

$$\text{будет } \delta_S = \frac{\delta_E S}{3 L} = 0,03 \frac{S}{L}.$$

В табл. 3 в первом столбце даны численные значения этой ошибки. Как видно из таблицы, ошибку в измерении S , равную 10%, теперь стало возможным обеспечить, наблюдая огонь на расстоянии $\frac{1}{3} S$. Если задаться целью измерять дальность видимости до $S = 50$ км, то наблюдаемый маяк должен быть расположен на расстоянии

Таблица 3
Относительная ошибка при определении S по огню

$\frac{L}{S}$	δ_S при		
	$\delta_L = 0$	$\delta_L = 0,02$	$\delta_L = 0,05$
0,2	0,166	0,18	0,23
0,4	0,083	0,09	0,12
0,6	0,056	0,06	0,08
0,8	0,042	0,05	0,06
1,0	0,033	0,04	0,05

17 км. Дальность действия берегового маяка можно считать всегда превосходящей эту величину, даже для пониженных условий видимости. Сила света маяков, находящихся в поле зрения метеостанций и выбранных в качестве объектов наблюдения, может быть определена весьма точно описанным выше способом, при неоднократном фотометрировании их с рейсовых теплоходов или при специальных выходах гидрографического корабля.

Мы приходим к выводу, что метод определения прозрачности атмосферы по огням дает высокую степень точности определения метеорологической дальности видимости при малых прозрачных атмосферы. При больших прозрачных атмосферы точность падает. Однако, если есть возможность наблюдать огонь на достаточно большом расстоянии, описываемый метод может давать любую наперед заданную степень точности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шаронов В. В. Видимость далеких предметов и огней. Военмориздат, 1944.
2. Миддлетон К. Видимость в метеорологии, теория и практика измерения дальности видимости. Гидрометеиздат, 1941.
3. Алексеев В. В. Записки по гидрографии 1939, № 2.
4. Гершун А. А. Изв. ВМА РК ВМФ, вып. 2, 1939.
5. Березкин В. А. Труды ГГО, вып. 11 (73), 1948.
6. Бутылев А. А. Речной транспорт 1952, № 4.

ОБ ИНСТРУМЕНТАЛЬНОМ ОПРЕДЕЛЕНИИ ДАЛЬНОСТИ ВИДИМОСТИ РЕАЛЬНЫХ ОБЪЕКТОВ

1. Постановка вопроса

Как будет показано в п. 2, уравнение, определяющее дальность видимости реальных объектов (S_p), содержит в качестве неизвестных 5 параметров, характеризующих:

- а) состояние прозрачности атмосферы (коэффициент ослабления α),
- б) свойства объектов (фотометрические и геометрические),
- в) зрительные особенности наблюдателя (порог контрастной чувствительности и острота зрения при различных уровнях освещенности).

Инструментальные полевые наблюдения указанных параметров находятся до настоящего времени в самом зачаточном состоянии вследствие значительных трудностей фотометрирования объектов ландшафта, обладающих цветностью, большой яркостью, фотометрической неоднородностью (чередование светлых промежутков одного цвета с более темными промежутками другого цвета), сложной конфигурацией, нечеткими контурами и т. д.

Существующие типы лабораторных фотометров сравнения не приспособлены для производства такого рода измерений главным образом из-за наличия цветности, фотометрической неоднородности и большой яркости объектов ландшафта. Приборов же, специально предназначенных для фотометрирования объектов ландшафта в полевых условиях, до сих пор создать не удалось.

Благодаря этим обстоятельствам, инструментальная фотометрия ландшафта, несмотря на большой научный интерес и прикладное значение, до сих пор не получила сколько-нибудь значительного развития, и работы в этой области являются единичными и, в своем роде, уникальными (известные таблицы В. В. Шаронова, Кримова, Кулебакина).

В связи с изложенным, в большинстве случаев даже не ставится вопрос о возможности определения дальности видимости реальных объектов инструментальными методами и решение задачи сводится к использованию тех или иных готовых табличных данных, отражающих некоторое и весьма приближенное среднее значение того или иного параметра S_p .

В связи с изложенным приходится сталкиваться с крайне скептическим отношением к возможностям инструментального определения S_p .

Нет необходимости доказывать, что наиболее достоверное значение S_p может быть получено лишь на основе инструментальных определений всех параметров, входящих в его выражение в момент непосредственного определения значения S_p .

В настоящей статье мы намерены показать, что существует фотометрический принцип, позволяющий построить инструментальную методику измерения всех параметров, определяющих S_p , вне зависимости от цветности, яркости и конфигурации объектов и фонов. Этим принципом, с нашей точки зрения единственным, является принцип фотометрического гашения.

Как показано в работах [1, 2], фотометрическое гашение может дать удовлетворительную точность измерения лишь в том случае, если приборы, построенные на этом принципе, будут иметь в процессе измерения увеличивающуюся

общую яркость поля зрения. Последнее обстоятельство позволяет устранить существенные недостатки ранее разработанных приборов этого типа, связанных с изменением зрительных функций наблюдателя и чрезмерной узкостью шкалы измерения.

Излагаемая ниже теория и методика измерения параметров, определяющих дальность видимости реальных объектов, разрабатывалась автором параллельно с созданием измерителя видимости ИВ, основанного на принципе фотометрического гашения с увеличивающейся общей яркостью поля зрения и предназначенного для сети гидрометстанций.

2. Вывод основного уравнения, определяющего дальность видимости реальных объектов

Уравнение дальности видимости реальных объектов ландшафта выводится из двух основных предпосылок:

а) связи между общей теорией фотометрического контраста и процессом зрительного восприятия,

б) закона изменения яркости слоя воздуха с расстоянием и влияние этого изменения на наблюдаемый контраст между объектом и фоном.

Под контрастом K_0 между объектом и фоном в фотометрии обычно подразумевают разность между большей и меньшей яркостью, отнесенную к большей яркости, т. е.

$$K_0 = \frac{B_\phi - B_0}{B_\phi} = 1 - \frac{B_0}{B_\phi}$$

или, если $B_0 > B_\phi$

$$K_0 = \frac{B_0 - B_\phi}{B_0}, \quad (1)$$

где B_ϕ — яркость фона, B_0 — яркость объекта.

Соотношение (1) представляет собою выражение, характеризующее так называемый яркостный контраст, т. е. справедливо для таких объектов и фонов, которые отличаются друг от друга лишь яркостями, а по цвету одинаковы.

К реальным объектам ландшафта, отличающимся от фонов в большинстве случаев не только по яркости, но также и по цвету, т. е. образующим смешанные контрасты, соотношение (1), вообще говоря, неприменимо. Простых выражений, вроде (1), для смешанных контрастов до сих пор получить не удалось, а многие вопросы зрительного восприятия таких контрастов еще неясны. Однако, применительно к учению о видимости, вопрос о зрительном восприятии смешанных контрастов, образованных реальными объектами ландшафта, почти нацело снимается, поскольку атмосферная дымка превращает смешанные или даже чисто цветовые контрасты удаленных объектов в яркостные. Это важное обстоятельство позволяет решать задачи о видимости в атмосфере далеких объектов, исходя из выражения (1).

Изменение яркости β слоя воздуха с расстоянием L выражается так называемым световоздушным уравнением, имеющим вид

$$\beta_L = B(1 - e^{\alpha L}), \quad (2)$$

где α — коэффициент ослабления атмосферы, связанный с коэффициентом прозрачности τ соотношением: $\alpha = -\ln \tau$; B — коэффициент, представляющий собою максимальное значение яркости атмосферной дымки при данных метеорологических условиях. Другими словами, физический смысл величины B заключается в том, что яркость дымки достигает некоторого постоянного значения, которое не изменяется затем, как бы мы ни удлиняли слой воздуха. В наклонных направлениях или даже в горизонтальном при очень большой прозрачности воздуха, величина B непрерывно возрастает с удлинением слоя и не достигает постоянного значения.

Заметим, что в выражение (2), приведенное здесь без вывода, получено логическим путем и по сути дела еще не подверглось серьезной экспериментальной проверке. Осуществление последней требует преодоления значительных экспериментальных трудностей, а также больших денежных затрат.

Выражение (1) и (2) дает возможность получить интересующее нас уравнение дальности видимости реального объекта следующим путем.

При наличии дымки или тумана значение собственной яркости B_0 любого объекта по любому визирному направлению будет изменяться по двум обстоятельствам: во-первых, вследствие рассеяния (ослабления) в толще дымки света, исходящего от этого объекта, во-вторых, вследствие наложения на яркость B_0 добавочной яркости, образованной солнечными лучами, рассеянными в слое дымки. По первой причине яркость объекта, с места наблюдения, убывает, по второй причине — возрастает. Совокупное действие обеих причин приводит к тому, что объекты более темные, чем яркость дымки бесконечно длинного слоя, светлеют, объекты же более светлые, чем яркость дымки — темнеют.

Если наблюдатель удален от объекта на расстояние L , то в соответствии с первой вышеуказанной причиной наблюдаемая или кажущаяся яркость объекта будет уменьшена с B_0 до значения $B_0 e^{-\alpha L}$. В соответствии со второй причиной наблюдаемая или кажущаяся яркость объекта будет увеличена на значение яркости слоя воздуха в толще L , т. е. на величину $B(1 - e^{-\alpha L})$.

Таким образом, измененная обоими обстоятельствами наблюдаемая (или кажущаяся) яркость B'_0 объекта, имеющего собственную яркость B_0 , будет равна

$$B'_0 = B_0 e^{-\alpha L} + B(1 - e^{-\alpha L}). \quad (3)$$

Аналогично (3) кажущаяся яркость B'_ϕ любого фона (в том числе и неба у горизонта) будет иметь значение

$$B'_\phi = B_\phi e^{-\alpha L} + B(1 - e^{-\alpha L}). \quad (4)$$

В общем случае расстояния до объекта и фона могут быть различными, вследствие чего значения L , входящие в B'_0 и B'_ϕ также должны быть различными. Для упрощения мы рассматриваем случай плоского контраста, при котором указанными различиями L можно пренебречь.

Подстановка (3) и (4) в (1) дает значение контраста K объекта, измененного действием дымки и проектирующегося на любой реальный (земной) фон:

$$K = \frac{B_\phi e^{-\alpha L} + B(1 - e^{-\alpha L}) - B_0 e^{-\alpha L} - B(1 - e^{-\alpha L})}{B_\phi e^{-\alpha L} + B(1 - e^{-\alpha L})}.$$

Разделив на $B_\phi e^{-\alpha L}$ и принимая во внимание (1), получаем

$$K = \frac{1 - \frac{B_0}{B_\phi}}{1 + \frac{B}{B_\phi} \frac{1 - e^{-\alpha L}}{e^{-\alpha L}}} = \frac{K_0}{1 + \frac{B}{B_\phi} (e^{-\alpha L} - 1)}. \quad (5)$$

Если рассматривать объекты, проектирующиеся на фон неба в горизонтальном направлении, то, исключая редкие случаи весьма высокой прозрачности атмосферы, мы можем считать, что яркость неба (дымки) в горизонтальном направлении численно равна значению коэффициента B . Тогда, полагая в уравнении (5) $B = B_\phi$, имеем

$$K = K_0 e^{-\alpha L}. \quad (6)$$

Выражение (6) показывает как изменяется под воздействием дымки истинный контраст объектов ландшафта, проектирующихся на фоне неба (дымки).

Описываемая уравнением (6) закономерность изменения контрастов удаленных объектов, проектирующихся на фоне неба, положена в основу одного из методов определения прозрачности (коэффициента ослабления) атмосферы:

$$\alpha = \frac{2,3}{L} \lg \frac{K_0}{K}.$$

Так как под дальностью видимости S_p реального объекта понимается расстояние, на котором измененный дымкой контраст между объектом и фоном достигает значения порога контрастной чувствительности зрения ε , то, приравнявая (5) к ε и заменяя L на S_p , получим

$$\frac{B}{B_\phi} \varepsilon e^{-\alpha S_p} = K_0 - \varepsilon \left(1 - \frac{B}{B_\phi} \right),$$

откуда, после простых преобразований, получаем окончательно

$$S_p = \frac{2,3}{\alpha} \lg \frac{\frac{K_0}{\varepsilon} + \frac{B}{B_\phi} - 1}{\frac{B}{B_\phi}}. \quad (7)$$

Выражение (7) представляет собою искомое уравнение для дальности видимости любого реального объекта, проектирующегося на любой реальный фон. Наличие в (7) двух отношений, объединяющих четыре искомых параметра и представляющих собою безразмерные числа, существенно меняет дело с инструментальным определением значения S_p . Мы покажем дальше, что при соответствующем использовании прибора ИВ можно сразу получить значения $\frac{K_0}{\varepsilon}$ или $\frac{B}{B_\phi}$ в функции отсчетов. Лишь параметр α определяется более сложным образом.

Перед тем, как перейти к рассмотрению методов инструментального определения параметров α , $\frac{K_0}{\varepsilon}$ и $\frac{B}{B_\phi}$, обратим внимание на два важных частных случая.

1. Если любой реальный объект проектируется на фон неба у горизонта, то, при не слишком высоко-прозрачной атмосфере, мы можем во всех случаях положить $B = B_\phi$. Тогда вместо (7) будем иметь

$$S_p = \frac{2,3}{\alpha} \lg \frac{K_0}{\varepsilon}. \quad (8)$$

2. Если на фон неба проектируется идеально черная поверхность, которая образует (с фоном) контраст $K_0 = 100\%$, то при численном значении $\varepsilon = 2\%$ ¹ получаем однозначную зависимость между прозрачностью атмосферы (коэффициентом ослабления α) и дальностью видимости S_m черной поверхности

$$S_m = \frac{2,3}{\alpha} \lg \frac{100}{2} = \frac{2,3}{\alpha} \lg 50 = \frac{3,91}{\alpha}. \quad (9)$$

Величина S_m называется метеорологической дальностью видимости и является одним из основных элементов, подлежащих определению на сети гидрометстанций.

Ниже мы еще возвратимся к частным случаям 1 и 2.

¹ Согласно последним определениям автора, проведенным в 1952 г. с помощью прибора ИВ, величина $\varepsilon = 2\%$ соответствует среднему значению минимально различимой разницы в яркостях между объектом и фоном при фиксированном положении наблюдаемого контраста. При тех же условиях, неразличимая разница в яркостях соответствует значению ε , лежащему в пределах 1,3—1,7%.

3. Краткое описание и теория прибора ИВ

Поскольку более подробное описание принципиальной схемы и теории прибора ИВ помещено в работе [2], то здесь мы ограничимся самыми минимальными рассуждениями, необходимыми для логической связи с излагаемым материалом.

Прибор ИВ представляет собою (рис. 1) телескопическую трубку 8^х увеличения (монокуляр от 8^х призматического бинокля), перед объективом которой помещается фотометрическое устройство в виде диафрагмы и стеклянного кругового клина, выводящегося из пределов диафрагмы путем вращения на закрепленной с ним эксцентрической шайбе. Наличие кругового клина приводит к появлению в поле зрения раздвоенного изображения наблюдаемого объекта: одно из них прямое, образовано лучами, падающими на открытую часть объектива, незанятую клином, другое — смещенное, образовано лучами, прошедшими сначала клин

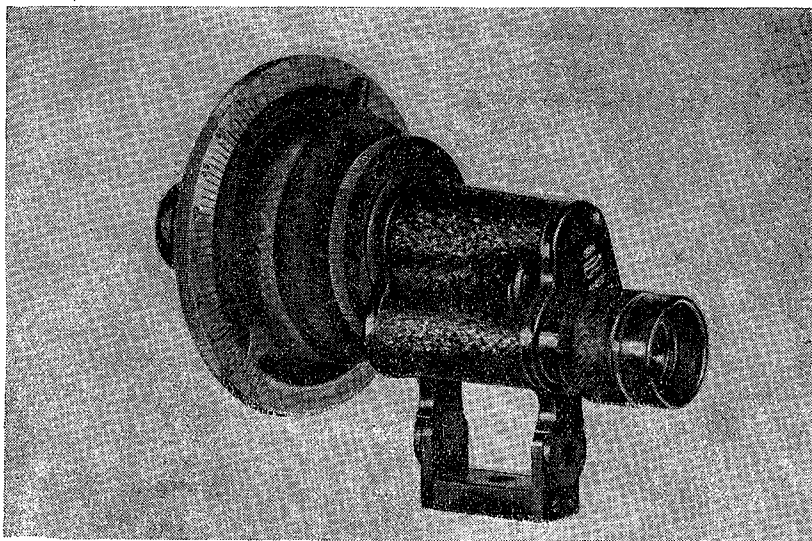


Рис. 1. Измеритель видимости ГГО.

и отклоненными им на некоторый угол. Постепенным выведением клина из пределов диафрагмы уменьшают контраст смещенного изображения до полного его слияния с фоном. Этот момент является отсчетным. Клин имеет заданный коэффициент пропускания T (около 15%), что автоматически приводит к схеме с увеличивающейся яркостью поля зрения. Уменьшение контраста достигается двойным процессом:

а) уменьшением действующей площади σ клина, образующего смещенное изображение,

б) наложением на наблюдаемый контраст дополнительной яркости, пропорциональной площади Σ свободного отверстия объектива и яркости дымки (фона) B_{ϕ} .

Наблюдаемая или кажущаяся в приборе яркость B'_0 смещенного объекта и яркость фона будут соответственно равны¹

$$\left. \begin{aligned} B'_0 &= B_0 \sigma T + B_{\phi} \Sigma \\ B'_{\phi} &= B_{\phi} \sigma T + B_{\phi} \Sigma \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Подстановка (10) в (1) дает (полагая $B'_{\phi} > B'_0$)

$$K = \frac{B_{\phi} \sigma T + B_{\phi} \Sigma - B_0 \sigma T - B_{\phi} \Sigma}{B_{\phi} \sigma T + B_{\phi} \Sigma}.$$

¹ См. статью автора в Трудах ГГО, вып. 19 (81), 1950.

Деля дробь на $B_{\phi} \sigma T$, получим для момента исчезновения наблюдаемого контраста (т. е. для $K = \varepsilon$)

$$K = \varepsilon = \frac{1 - \frac{B_0}{B_{\phi}}}{1 + \frac{\Sigma}{\sigma T}} = \frac{K_0}{1 + \frac{\Sigma}{\sigma T}}, \quad (11)$$

откуда

$$\frac{K_0}{\varepsilon} = 1 + \frac{\Sigma}{\sigma T}. \quad (12)$$

Выражение (12) представляет собою основное исходное соотношение для прибора ИВ (и вообще для большинства приборов, основанных на принципе фотометрического гашения).

Соотношения (11) и (12) имеют интересные и весьма важные следствия.

Значение $\frac{\Sigma}{\sigma T} + 1$ определяется непосредственно путем градуировки прибора в функции отсчетов. Оно представляет собою прибавленное к единице безразмерное число, равное отношению площади свободного отверстия объектива к площади объектива, занятого клином с коэффициентом пропускания T . Указанные площади определяются с помощью планиметра.

Таким образом, величина $\frac{K_0}{\varepsilon}$ также представляет собою безразмерное число. Физический смысл отношения $\frac{K_0}{\varepsilon}$ заключается в том, что оно показывает, сколько пороговых интервалов содержится в данном наблюдаемом контрасте.

Отсюда вытекает, что любой отсчет, взятый при наблюдении (гашении) любого объекта на любом фоне, дает количество пороговых величин, содержащихся в данном контрасте.

Если отличие в яркостях между объектом и фоном мало, т. е. если контраст мал, то значение $\frac{K_0}{\varepsilon}$ невелико (несколько единиц); при равенстве указанных яркостей (т. е. когда объект не виден) $\frac{K_0}{\varepsilon}$ близко к 1; при больших различиях в яркостях значение $\frac{K_0}{\varepsilon}$ может достигать нескольких десятков. Это означает, что величина $\frac{K_0}{\varepsilon}$ может служить весьма удобным способом численного выражения такого, казалось бы, неопределенного понятия, как степень зрительного восприятия тех или иных объектов. Приборами, основанными на принципе фотометрического гашения, мы можем получить такую количественную меру одним отсчетом.

В соответствии с этим нам представляется целесообразным дать безразмерному параметру $\frac{K_0}{\varepsilon}$ наименование „коэффициент видимости объекта“.

Выражение (11) показывает, что весьма просто определить численное значение порога контрастной чувствительности зрения ε при любых условиях наблюдения. Для этого достаточно пронаблюдать (погасить), например, на фоне неба (или на фоне белой поверхности) контраст, равный 1 или 100%. Такой контраст может быть получен, если пронаблюдать на расстоянии 8—10 м небольшой макет (щиток 3×3 см), обшитый бархатом или окрашенный черной матовой краской. Тогда вместо (11) получим

$$\varepsilon = \frac{1}{\left(1 + \frac{\Sigma}{\sigma T}\right)_m}$$

или, в процентах,

$$\varepsilon = \frac{100}{\left(1 + \frac{\Sigma}{\sigma T}\right)_m}. \quad (13)$$

Выражения (12) и (13) предопределяют метод измерения любых реальных контрастов. Для этого нужно проделать две операции: во-первых, пронаблюдать черный макет на фоне неба (дымки), и во-вторых, — самый объект на данном фоне. Из (12) и (13) имеем

$$K_o = \varepsilon \left(1 + \frac{\Sigma}{\sigma T}\right)_{об} = \frac{\left(1 + \frac{\Sigma}{\sigma T}\right)_{об}}{\left(1 + \frac{\Sigma}{\sigma T}\right)_м} = \frac{\left(\frac{K}{\varepsilon}\right)_{об}}{\left(\frac{K}{\varepsilon}\right)_м} \quad (14)$$

(индекс „об“ обозначает, что данное наблюдение относится к объекту, а „м“ — к макету).

Так определяется контраст между объектом и данным фоном.

Перед тем, как пытаться определять указанным способом контраст между объектами и фонами естественного ландшафта, имеющими цветность, существенно важно выяснить, сохраняется ли неизменным значение порога контрастной чувствительности ε на этих фонах.

Для проверки этого положения было проведено несколько серий измерений черного макета, укрепленного на белом баритовом листе большого размера. Цветность фона создавалась путем установки светофильтров перед патрубком прибора. Из данных, вычисленных по соотношению (13) и помещенных в табл. 1, вытекает,

Таблица 1

Значение порога контрастной чувствительности ε в зависимости от цветности фона

Ряды наблюдений	Черный макет на белом фоне (ε в ‰)	Черный макет на зеленом фоне (ε в ‰)	Черный макет на желтом фоне (ε в ‰)
1	1,6	1,5	—
2	2,0	2,0	—
3	1,8	1,6	—
4	1,8	1,7	1,6
5	2,0	2,0	1,8
6	2,1	1,9	2,1
7	1,8	1,8	1,9
8	1,7	1,7	—
9	1,6	1,6	—
10	1,6	1,6	—

что значение порога контрастной чувствительности при цветных полях адаптации и достаточно высоком уровне их освещенности не изменяется, испытывая незначительные колебания в пределах точности метода измерения.

Таким образом, мы имеем полное основание производить определение контрастов любых объектов на любых фонах по соотношению (14).

Определение контрастов естественных или искусственных объектов, проектирующихся на фоне неба, не представляет никакого труда. Для этого, как уже указывалось, достаточно до исчезновения смещенное изображение предмета, проектирующегося на фоне неба, а затем произвести такое же наблюдение по макету.

Частное от деления градуировочных величин, соответствующих моменту исчезновения объекта и макета, дает численное значение контраста наблюдаемого объекта.

Определение контрастов объектов, проектирующихся не на фоне неба, а на каком-либо реальном земном фоне, несколько сложнее. Примерами таких контрастов могут служить: дорога на фоне травы, строения на фоне леса и т. д.

Для определения таких контрастов необходимо путем вращения насадки по оправе телескопической трубки спроектировать смещенное изображение наблюдаемого объекта на соответствующий фон.

Момент исчезновения смещенного изображения на реальном фоне (например, изображения дороги на фоне зеленой травы) улавливается значительно труднее, поскольку на фотометрически неоднородном фоне объект сливается с фоном не одновременно, а отдельными участками. Для того чтобы удостовериться в том, что общие контуры объекта исчезли на данном фоне, приходится проворачивать насадку прибора по оправе объектива зрительной трубки на некоторый угол в обе стороны от установленного положения.

Эту операцию приходится повторять до момента слияния общих контуров объектов на данном фоне.

4. Определение коэффициента ослабления

Из содержания предыдущего раздела вытекает, что на принципе фотометрического гашения могут быть созданы приборы, являющиеся универсальными контрастомерами в том смысле, что с их помощью можно определять контрасты между любыми объектами и фонами ландшафта, независимо от их цветности, угловых размеров, фотометрической неоднородности, характера контуров и т. д. Другими словами, основываясь на принципе фотометрического гашения, можно, в известной степени, преодолеть трудности, встающие перед принципом фотометрического сравнения, о которых говорилось в разделе 1.

Это обстоятельство позволяет воспользоваться соотношением (6), для того чтобы на прочной инструментальной основе определять коэффициент ослабления α атмосферы по степени изменения контрастов удаленных объектов, проектирующихся на фоне неба или дымки.

Следует заметить, что в настоящее время разработаны и другие приборы для определения α (фотоэлектрические и нефелометрические). Однако они дают удовлетворительные результаты лишь в условиях малых прозрачностей атмосферы (больших значений α). Воспользоваться же этими методами для определения больших прозрачностей атмосферы пока еще нельзя, так как до сих пор не удалось преодолеть целый ряд трудностей принципиального и технического порядка.

Таким образом, соотношение (6) дает единственную пока возможность определения α во всем реально встречающемся диапазоне атмосферного помутнения, если только имеются условия для измерения смешанных контрастов реальных объектов.

Из соотношения (6) получаем

$$\alpha = \frac{2,3}{L} \lg \frac{K_0}{K}, \quad (15)$$

откуда вытекает, что для определения α нам нужно знать расстояние до объекта наблюдения L , истинный, неискаженный дымкой, контраст объекта K_0 и контраст K того же объекта, измененный дымкой.

Наиболее уязвимым местом определения α по степени изменения истинных контрастов под воздействием дымки является необходимость знать величину истинного контраста объекта в момент наблюдения.

Истинный контраст объектов не является постоянной величиной, а меняется в зависимости от метеорологических условий, положения объекта относительно солнца, яркости фона, сезона года и т. д.

Приведем несколько примеров изменений значений K_0 некоторых объектов, полученных с помощью прибора ИВ, для различных положений объектов относительно солнца (табл. 2).

Как видно даже из этих нескольких примеров, истинный контраст тех или иных объектов под влиянием различных условий освещения меняется на величину нескольких или даже многих десятков процентов.

Если объекты находятся под дымкой, то значение их истинных контрастов учитывается в данном методе определения α еще не вполне удовлетворительно. Это обстоятельство в ряде случаев является источником недопустимо больших ошибок в определении α , а следовательно, и S_m .

Если пользоваться обычными или специальными фотометрами сравнения, не приспособленными для определения K_0 объектов ландшафта по причинам, указанным в разделе 1, то такими приборами определение α по соотношению (15) возможно только на базе табличных значений K_0 , найденных с помощью других методов и приборов. Нет необходимости доказывать, что такой путь учета K_0 не в состоянии дать действительное и достаточно точное значение K_0 для данного объекта.

В этом отношении фотометры гашения находятся в более выгодном положении, поскольку с их помощью мы имеем возможность измерить K_0 любого объекта с достаточной для практических целей точностью.

Учет значений K_0 объектов, по опыту использования прибора ИВ, может быть осуществлен следующим образом.

В дни с высокой прозрачностью, когда на объектах наблюдения отсутствует дымка, в соответствии с методикой, изложенной в разделе 2, определяется несоответствие (разность) в отсчетах между объектом и макетом.

Таблица 2

Объект	$K_{0\text{ макс}}, \%$	$K_{0\text{ мин}}, \%$
Хвойный лес старый	95	80
Лиственный лес густой	85	60
Лиственный лес пожелтевший	75	45
Хвойный лес заснеженный	60	—45
Здание из светлосерого кирпича	90	—60
Телеграфные столбы старые	85	50

Примечание. Знак минус (—) означает, что объект светлее фона.

При наличии на объекте заметной дымки, допускающей определение α , указанная разность вычитается из отсчета по макету. Таким образом, значение K_0 — истинного контраста объекта — определяется в момент нахождения α путем введения соответствующей поправки в отсчет по макету.

Конечно, такой способ учета K_0 не совсем удобен, поскольку приходится составлять вспомогательную табличку этих поправок для разных метеорологических и астрономических факторов и по разным сезонам года. Но, за неимением лучшего, пока приходится пользоваться таким способом.

Итак, принцип определения α по соотношению (15) фотометрами гашения и, в частности, прибором ИВ сводится к следующим операциям:

а) находится отсчет, соответствующий моменту исчезновения в приборе смещенного изображения черного макета (установленного в 5—10 м от наблюдателя и проектирующегося на фоне дымки);

б) от полученного отсчета вычитается ранее определенная поправка на несоответствие в отсчетах (вследствие несоответствия контрастов) между макетом и данным объектом без дымки: По этой разности отсчетов по градуировочной таблице находится число $\left(1 + \frac{\Sigma}{\sigma T}\right)_{K_0}$, пользуясь которым, можем найти K_0 , используя соотношение (14):

$$\frac{K_0}{\varepsilon} = \left(1 + \frac{\Sigma}{\sigma T}\right)_{K_0} \quad \text{или} \quad K_0 = \varepsilon \left(1 + \frac{\Sigma}{\sigma T}\right)_{K_0} = \frac{\left(1 + \frac{\Sigma}{\sigma T}\right)_{K_0}}{\left(1 + \frac{\Sigma}{\sigma T}\right)_M}; \quad (16)$$

в) находится отсчет, соответствующий моменту исчезновения объекта, находящегося под дымкой. По этому отсчету по той же градуировочной таблице нахо-

дим другое число $\left(1 + \frac{\Sigma}{\sigma T}\right)_K$, пользуясь которым, определяем K :

$$\frac{K}{\varepsilon} = \left(1 + \frac{\Sigma}{\sigma T}\right)_K \quad \text{или} \quad K = \varepsilon \left(1 + \frac{\Sigma}{\sigma T}\right)_K = \frac{\left(1 + \frac{\Sigma}{\sigma T}\right)_K}{\left(1 + \frac{\Sigma}{\sigma T}\right)_M}. \quad (17)$$

Из (16) и (17) находим

$$\frac{K_0}{K} = \frac{\left(1 + \frac{\Sigma}{\sigma T}\right)_{K_0}}{\left(1 + \frac{\Sigma}{\sigma T}\right)_K}. \quad (18)$$

Подставляя (18) в (15), имеем,

$$\alpha = \frac{2,3}{L} \left[\lg \left(1 + \frac{\Sigma}{\sigma T}\right)_{K_0} - \lg \left(1 + \frac{\Sigma}{\sigma T}\right)_K \right]. \quad (19)$$

Выражение (19) позволяет сделать один важный вывод. Поскольку в нем не содержатся больше члены $\left(1 + \frac{\Sigma}{\sigma T}\right)_M = \frac{1}{\varepsilon}$, то отсюда вытекает, что дополнительное наблюдение по черному макету позволяет получить значение α , независимо от индивидуальных свойств и качества зрения данного наблюдателя.

5. Определение значений $\frac{K_0}{\varepsilon}$

Как указывалось выше, наблюдение любого объекта на любом фоне прибором типа ИВ сразу дает значение $\frac{K}{\varepsilon}$, равное числу пороговых интервалов, содержащихся в данном контрасте.

Это обстоятельство позволяет, если только нам известно значение α , весьма простым приемом определить S_p объектов, проектирующихся на фоне неба. Для этого достаточно просто пронаблюдать данный объект и по данному отсчету найти по градуировочной таблице значение $\lg \frac{K_0}{\varepsilon} = \lg \left(1 + \frac{\Sigma}{\sigma T}\right)$. Однако мы сейчас покажем, что дальность видимости огромного большинства реальных объектов, проектирующихся на фоне дымки при данном атмосферном помутнении и, очень мало отличаются между собой. Это наглядно видно из табл. 3, где в правой части указано, каково отличие в S_p некоторых реальных объектов (часть из которых приведена в скобках) относительно S_m идеально черной поверхности.

Нижеприведенное значение S_p для реальных объектов (табл. 3) будет справедливо лишь в том случае, если на расстоянии дальности видимости их угловая величина будет не меньше 15—20'.

Если учесть, что для оперативных целей при определении S_m допустима ошибка в 25%, то из табл. 3 вытекает, что при данном значении α и в пределах указанной ошибки величины S_m могут считаться одними и теми же в диапазоне K_0 объектов от 100 до 400%. В этот диапазон попадают почти все реально встречающиеся объекты ландшафта, за исключением светлых зданий, освещенных солнцем, заиндевевших лесов и строений, объектов с очень малыми угловыми размерами и некоторых других.

Это обстоятельство позволяет, со сделанными выше оговорками, считать дальность видимости большинства объектов ландшафта, проектирующихся на фоне неба, мало отличающейся от дальности видимости идеально черной поверхности.

Таблица 3

$K_0, \%$	Объекты	
100	(идеально черная поверхность)	$S_p = S_m$
90	(хвойные леса, не освещенные солнцем)	$S_p = 0,97 S_m$
80	(лиственные леса, не освещенные солнцем)	$S_p = 0,94 S_m$
70	(лиственные леса, освещенные солнцем; хвойные леса, запо- рошенные снегом)	$S_p = 0,90 S_m$
60	(кустарник, травяные холмы, не освещенные солнцем) . . .	$S_p = 0,86 S_m$
50	(кустарник, травяные холмы, освещенные солнцем)	$S_p = 0,82 S_m$
40		$S_p = 0,76 S_m$
30		$S_p = 0,69 S_m$
20		$S_p = 0,59 S_m$
10		$S_p = 0,41 S_m$
5		$S_p = 0,23 S_m$

Отсюда не следует делать вывод, что для определения коэффициента α также безразличен характер объектов. Наоборот, в этом случае различие в значениях K_0 объектов может дать существенное различие в величине α . Это наглядно видно из (16), где в скобках стоит разность $\lg\left(\frac{K_0}{\epsilon}\right)_{K_0} - \lg\left(\frac{K}{\epsilon}\right)_K$.

Очевидно, что величина этой разности может существенно меняться в зависимости от значений $\lg\left(\frac{K_0}{\epsilon}\right)_{K_0}$.

Если объект наблюдения проектируется не на фон дымки, а на реальный земной фон (лес, гора и т. д.), то для таких объектов значение $\frac{K_0}{\epsilon}$ определяется путем гашения изображения этого объекта на данном фоне. Одно или несколько последовательных отсчетов каждый раз дают $\frac{K_0}{\epsilon}$ для данного фона. По градуировочной таблице сразу находят по данному отсчету искомое число. Однако для этого случая, для определения S_p объекта на таком фоне, уже недостаточно знать параметры α и $\frac{K_0}{\epsilon}$, но в соответствии с (7) необходимо определить также параметр $\frac{B}{B_\phi}$, где B_ϕ — яркость данного реального объекта или фона (но не неба), а B — яркость дымки в горизонтальном направлении.

6. Теория и методика определения параметра $\frac{B}{B_\phi}$ или $\frac{B}{B_0}$ прибором ИВ

Физически отношение $\frac{B}{B_\phi}$ или $\frac{B}{B_0}$ означает, во сколько раз яркость дымки B больше яркости фона или объекта. Таким образом, это отношение также представляет собою безразмерное число.

До сих пор методы определения значений $\frac{B}{B_\phi}$ (или $\frac{B}{B_0}$, что то же самое) заключались в раздельном фотометрировании абсолютными фотометрами яркостей дымки (B) в горизонтальном направлении и яркости земного фона или объекта (B_ϕ).

На основании этих данных составляются таблицы значений $\frac{B}{B_{\phi}} = \frac{B}{B_0}$, которые в большинстве случаев, без всяких оговорок или поправок, используются в самых различных физико-географических и метеорологических условиях. Если учесть при этом, что условия наблюдения в данный момент могут не иметь ничего общего с теми условиями, при которых определялось $\frac{B}{B_{\phi}}$, помещенное в таблице, и если добавить, что фотометрирование цветных объектов ландшафта сопряжено со значительными трудностями и большой ошибкой, то должно быть ясно, что табличные значения $\frac{B}{B_{\phi}}$ являются грубо приближенными.

С помощью прибора ИВ удалось разработать методику определения $\frac{B}{B_{\phi}}$ и тем самым дать возможность избавиться от необходимости пользоваться осредненными табличными величинами. Сущность наблюдения сводится к следующему.

Наблюдаемое в приборе изображение участка панорамы (например грунтовая дорога на фоне лесистого холма), путем вращения насадки по оправе объектива, оптически приподнимается так, чтобы оно находилось несколько выше горизонта. Этим приемом мы добиваемся наложения яркости дымки у горизонта на наблюдаемый реальный объект, проектирующийся на данный реальный фон.

Вращаем затем рабочее кольцо насадки до тех пор, пока данный объект не исчезнет на данном фоне; в поле зрения останется один лишь фон, но уже без объекта. Этот момент и является отсчетным. При этом окажется, что часть объекта и фона, проектирующиеся на фоне неба, будут еще достаточно хорошо видны. Заметим, что своеобразие наблюдаемой в поле зрения картины, а также сам процесс фотометрирования требует от наблюдателя приобретения необходимого навыка.

Наблюдение ведется на таком расстоянии от объекта (или фона) или при таких условиях, когда дымка на объекте или фоне отсутствует.

Собственная яркость B_0 смещенного изображения объекта (в нашем случае дорога) или фона B_{ϕ} пропорциональна площади σ кругового клина и его прозрачности T , т. е. пропорциональна $B_{\phi} \sigma T$ (введем обозначение через B_{ϕ} , поскольку принципиально безразлично, идет ли речь об объекте или фоне). На эту яркость накладывается яркость дымки B , пропорциональная площади Σ объектива, не занятой клином, т. е. пропорциональная $B\Sigma$. Таким образом, окончательное значение наблюдаемой в приборе яркости $B'_0 = B'_{\phi}$ смещенного изображения объекта (или фона) будет:

$$B'_{\phi} = B_{\phi} \sigma T + B\Sigma. \quad (20)$$

Яркость дымки B , наблюдаемая в приборе, складывается только из той дымки, которая образуется несмещенным изображением. Яркость дымки смещенного изображения практически равна нулю, так как объект наблюдения должен рассматриваться с такого близкого расстояния, на котором действие дымки не должно сказываться.

Таким образом, яркость дымки B , наблюдаемая в приборе, будет пропорциональна площади раскрытия свободного отверстия объектива Σ , т. е.

$$B' = B\Sigma. \quad (21)$$

Величина наблюдаемого в приборе контраста K будет, как обычно, определяться равенством

$$K = \frac{B' - B'_{\phi}}{B'_{\phi}}.$$

Подставляя в это равенство (20) и (21) получим

$$K = \frac{B\Sigma - B_{\phi} \sigma T - B\Sigma}{B\Sigma} = - \frac{B_{\phi} \sigma T}{B\Sigma}. \quad (22)$$

Так как рассматриваемый участок ландшафта доводится до исчезновения, т. е. до порога контрастной чувствительности, то (22) перейдет (не обращая внимания на знак) в

$$\varepsilon = \frac{B_{\phi} \sigma T}{B \Sigma},$$

откуда

$$\frac{B}{B_{\phi}} = \frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{1}{\frac{\Sigma}{\sigma T}}.$$

Так как согласно (10)

$$\varepsilon = \frac{1}{\left(1 + \frac{\Sigma}{\sigma T}\right)_m},$$

то окончательно получим

$$\frac{B}{B_o} = \frac{B}{B_{\phi}} = \frac{\left(1 + \frac{\Sigma}{\sigma T}\right)_m}{\frac{\Sigma}{\sigma T}}, \quad (23)$$

где знаменатель определяется по прилагаемой градуировочной таблице в момент исчезновения смещенного изображения объекта на данном фоне (или в момент исчезновения фона относительно данного объекта).

Чтобы проверить правильность такого метода определения $\frac{B}{B_{\phi}}$ были проведены поверочные определения этого параметра с помощью специально приспособленного тубус-фотометра Вебера (различие в цветности полей сравнения устранялось с помощью плотных светофильтров, что внесло некоторое искажение в результат).

Результаты сопоставления помещены в табл. 4.

Таблица 4

Проверка определений параметра $\frac{B}{B_{\phi}}$ прибором ИВ относительно показаний абсолютного тубус-фотометра Вебера

Наименование объекта	Наименование фона	№ серии наблюдений	Значение $\frac{B}{B_{\phi}}$ по ИВ	Значение $\frac{B}{B_{\phi}}$ по тубус-фотометру Вебера	Расхождение относительно фотометра, %
Травяной луг	Холм с пожелтевшей травой	1	2,3	2,2	9
		2	8,4	6,5	29
		3	11,4	8,4	35
Кустарник	Трава	1	3,5	4,9	28
		2	4,3	3,8	13
		3	5,4	6,5	17
Крыша шиферная	Трава	1	2,0	2,1	5
		2	1,8	1,8	0
		3	2,0	2,2	9
		4	1,4	1,2	15
Кустарник	Хвойный лес	1	7,2	6,5	11
		2	8,3	7,8	7
		3	8,8	8,1	9
		4	5,4	4,5	20
		5	4,3	4,2	3

Из приведенных (частичных) данных вытекает, что ошибка в определении значений $\frac{B}{B_{\Phi}}$ изложенным методом не превосходит 25—30% относительно фактического значения этого отношения, что для оперативных целей может считаться удовлетворительным.

Выводы

Как вытекает из вышеизложенного, приборы, построенные на принципе фотометрического гашения, дают возможность решать задачу определения дальности видимости реальных объектов инструментальными методами.

Из приведенной теории прибора ИВ следует, что его использование для указанной цели позволяет пять неизвестных, содержащихся в выражении (7), свести к трем неизвестным: α , $\frac{K_0}{\epsilon}$, $\frac{B}{B_{\Phi}}$.

Таким образом, существующие расчетные методы определения S_p , вынужденные использовать расчетные табличные, а следовательно, весьма приближенные значения указанных параметров, могут быть дополнены, а в случае необходимости и заменены более точным инструментальным методом определения S_p .

В статье изложена принципиальная сущность метода и оставлены без рассмотрения вопросы методического порядка (например, учет изменения $\frac{K_0}{\epsilon}$ при изменении угловых размеров объекта при удалении наблюдателя от него, возможность использования ранее полученных значений $\frac{K_0}{\epsilon}$ и $\frac{B}{B_{\Phi}}$ и др.).

Большое число геофотометрических задач, решаемых с помощью вышеизложенных приемов, позволяет подвести инструментальную базу при составлении лоции по видимости различных физико-географических районов, необходимой для обеспечения нужд авиации, речного флота и железнодорожного транспорта.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Сводная таблица формул для определения различных параметров дальности видимости реальных объектов с помощью измерителя видимости ИВ¹

№ п. п.	Наименование параметра	Обозначение	Исходное выражение
1	Коэффициент видимости объекта на данном фоне ²	$\frac{K}{\epsilon}$	$\frac{K}{\epsilon} = 1 + \frac{\Sigma}{\sigma T}$
2	Порог контрастной чувствительности зрения ³	ϵ	$\epsilon = \frac{1}{\left(1 + \frac{\Sigma}{\sigma T}\right)_M}$
3	Контраст между объектом и фоном	K	$K = \frac{\left(1 + \frac{\Sigma}{\sigma T}\right)_K}{\left(1 + \frac{\Sigma}{\sigma T}\right)_M}$

¹ Величины $1 + \frac{\Sigma}{\sigma T}$ с соответствующими индексами определяются по градуировочной таблице по отсчетам в момент исчезновения данного наблюдаемого объекта (K , K_0 , B_{Φ}) или макета.

² Основная величина, непосредственно измеряемая прибором.

³ Макет должен всегда проектироваться на фон неба (дымки).

№ п.п.	Наименование параметра	Обозна- чение	Исходное выражение
4	Коэффициент ослабления	α	$\alpha = \frac{2,3}{L} \left[\lg \left(1 + \frac{\Sigma}{\sigma T} \right)_{\kappa_0} - \lg \left(1 + \frac{\Sigma}{\sigma T} \right)_{\kappa} \right]$
5	Метеорологическая дальность видимости .	S_m	$S_m = \frac{1,7 L}{\lg \left(1 + \frac{\Sigma}{\sigma T} \right)_{\kappa_0} - \lg \left(1 + \frac{\Sigma}{\sigma T} \right)_{\kappa}}$
6	Отношение максималь- ной яркости дымки к яркости фона (объ- екта)	$\frac{B}{B_\phi}$ или $\frac{B}{B_0}$	$\frac{B}{B_\phi} = \frac{\left(1 + \frac{\Sigma}{\sigma T} \right)_m}{\left(\frac{\Sigma}{\sigma T} \right)_{B_\phi}}$

МИКРОСТРУКТУРА И ПРОЗРАЧНОСТЬ ДОЖДЕЙ

Введение

Исследование распределения капель дождя по размерам — микроструктура дождя — имеет важное значение для ряда вопросов. Сюда относится теория образования осадков в атмосфере, для сравнения которой с опытом необходимо иметь данные о распределении капель в дожде по размерам. Объяснение экспериментальных кривых распределения является одной из важнейших задач теории. Без этого теория не может считаться полной. Данные о микроструктуре дождя нужны и для ряда практических задач, например, для изучения воздействия осадков на различные приборы и сооружения, для анализа влияния осадков на почву и др. Это влияние, роль которого значительна, сводится в основном к уплотнению почвы дождями, а также к перемещению частиц почвы, что приводит к разрушению структуры почвы и к ее заиливанию.

Микроструктура дождя определяется кинетикой процесса его образования. В различных физико-географических условиях процесс этот протекает по разному, что приводит к заметному разнообразию в кривых распределения.

Отсутствие простой методики определения микроструктуры затрудняет получение надежных данных о различных дождях. Целью настоящего исследования и является разработка такой методики и получение предварительных данных о микроструктуре различных дождей.

1. Теория метода

Возможны следующие два пути нахождения неизвестной кривой распределения. Первый, логически наиболее простой путь состоит в фактическом определении искомой функции путем опытного измерения ее при всех возможных значениях размеров частиц. Этот прямой путь, однако, является очень трудоемким и сложным. Он осуществляется в настоящее время либо методом „фильтровальной бумаги“, либо каким-нибудь иным путем (подробнее об этом см. раздел 3).

Второй путь, предлагаемый здесь нами, состоит в измерении нескольких интегральных характеристик дождя (прозрачности, интенсивности и т. д.) и определении по этим характеристикам кривой распределения. Этот новый и существенно более простой путь требует предварительного выбора какого-либо n -параметрического семейства, содержащего всевозможные типы кривых распределения. Далее, неизвестные n параметров, определяющие конкретную кривую из всего семейства, вычисляются по измеренным интегральным характеристикам.

Выбор семейства кривых распределения может быть сделан на основании анализа экспериментальных данных. Ясно, однако, что во всех случаях кривая распределения частиц по размерам $\frac{dn}{dr} = f(r)$ (где r — радиус капли, n — число капель в единице объема) должна иметь следующие характерные особенности: а) $f(0) = 0$ и $f(\infty) = 0$; б) при некотором $r = r_m$ кривая имеет максимум, при-

чем подъем к максимуму круче, чем спуск (кривая несимметрична). Перечисленными свойствами обладает четырехпараметрическое семейство кривых

$$\frac{dn}{dr} = f(r) = Ar^\mu e^{-\beta r^\gamma}, \quad (1)$$

причем μ и γ могут быть как положительные, так и отрицательные, но обязательно оба одного знака.

Определение интегральных характеристик сводится к вычислению определенного типа интегралов.

Отметим здесь одну общую формулу, с помощью которой все такие интегралы могут быть вычислены

$$\int_0^\infty Ar^\nu e^{-\beta r^\gamma} dr = A \frac{\Gamma\left(\frac{\nu+1}{\gamma}\right)}{\gamma\beta^{\frac{\nu+1}{\gamma}}}. \quad (2)$$

Здесь $\Gamma(x)$ есть известная гамма-функция, значения которой легко найти в таблицах. Для целых значений x $\Gamma(x) = (x-1)!$. Интегральными характеристиками дождя, измеряемыми в настоящей работе, являются оптическая прозрачность α и суммарная интенсивность I . По двум измерениям мы можем определить в (1) только два параметра — A и β . Что касается остальных двух μ и γ , то мы выберем их равными $\mu = 2$ и $\gamma = 1$, т. е. будем полагать здесь, что кривая распределения имеет вид:

$$\frac{dn}{dr} = f(r) = Ar^2 e^{-\beta r}. \quad (3)$$

Капли дождя имеют радиусы порядка 50—2000 μ . По отношению к длинам волн видимой области ($\lambda = 0,5 \mu$) эти капли являются крупными (величина $\rho = \frac{2\pi r}{\lambda}$ для них лежит в пределах 600—3000). В соответствии с теорией, развитой в работе [1], коэффициент ослабления света на одной капле будет

$$K = 2\pi r^2. \quad (4)$$

Для коэффициента ослабления α в случае монодисперсного дождя с числом капель в единице объема n найдем (см. формулу (6.16*) в работе [1]),

$$\alpha = nK = 2\pi r^2 n. \quad (5)$$

Для полидисперсного дождя с функцией распределения $f(r)$, указанной в (3), найдем

$$d\alpha = K(r) dn(r) = 2\pi r^2 A r^2 e^{-\beta r} dr.$$

Отсюда по (2) найдем, что

$$\alpha = \int d\alpha = \int_0^\infty 2\pi r^2 A r^2 e^{-\beta r} dr = 2\pi A \frac{24}{\beta^5}. \quad (6)$$

В случае монодисперсного дождя интенсивность I связана с водностью дождя q и скоростью падения капель v формулой

$$I = qv = \frac{4}{3} \pi r^3 \sigma n v; \quad (I \text{ в г/см}^2 \text{ сек}), \quad (7)$$

где σ — плотность воды.

Скорость падения капель в атмосфере существенно зависит от их радиуса. Общий анализ вопроса, выполненный К. С. Шифриным в 1949 г., приводит к формуле

$$r = \sqrt[3]{\frac{9\mu^2 \text{Re} Q}{4\rho\sigma g}}, \quad (8)$$

указанной в работе [2] — формула (5.19). Здесь μ — вязкость воздуха, ρ — плотность его, g — ускорение силы тяжести, Re — число Рейнольдса и Q — экспериментальная функция, характеризующая коэффициент сопротивления C_D для шара.

По формуле (8), задавшись числом Рейнольдса и определив по экспериментальному графику $Q = Q(Re)$, найдем радиус соответствующего шарика r , который имеет данное число Re , т. е. падает с заданной скоростью.

Вводя в формулу (8) коэффициент сопротивления C_D , перепишем ее следующим образом:

$$v^2 = \frac{8\sigma g}{3\rho C_D} r, \quad (9)$$

или

$$v = \eta \sqrt{r}; \quad \eta = \sqrt{\frac{8\sigma g}{3\rho C_D}}. \quad (10)$$

Для капель дождя коэффициент сопротивления C_D сравнительно устойчив и равен 0,4—0,6. Это дает для

$$\eta = (2,2 - 1,8) \cdot 10^3 \text{ см}^{\frac{1}{2}}/\text{сек}. \quad (11)$$

При вычислениях ниже мы приняли $\eta = 1,8 \cdot 10^3 \text{ см}^{\frac{1}{2}}/\text{сек}$.

С помощью формул (7) и (10) легко найдем, что доля интенсивности полидисперсного дождя, обусловленная каплями, радиусы которых лежат между r и $r + dr$, будет

$$dI = \frac{4}{3} \pi r^3 \sigma \eta \sqrt{r} f(r) dr = \frac{4}{3} \pi \sigma \eta A r^{5,5} e^{-\beta r} dr.$$

Интегрируя по всем размерам, получим

$$I = \frac{4}{3} \pi \sigma \eta A \frac{288}{\beta^{6,5}}. \quad (12)$$

С помощью соотношений (6) и (12) найдем теперь следующие формулы для вычисления параметров A и β через измеряемые характеристики I и α :

$$\left. \begin{aligned} \beta &= \left(14\,400 \frac{\alpha}{I} \right)^{\frac{2}{3}} = 591,9 \left(\frac{\alpha}{I} \right)^{\frac{2}{3}} \\ A &= \frac{1}{48\pi} \alpha \beta^5. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Зная β и A , мы можем найти любые характеристики, относящиеся к данному распределению. Таковы, например, положение максимума распределения r_m , значение функции распределения в максимуме $f(r_m)$, полное число частиц n , ширина распределения Δr и др.

Положение максимума r_m , определяемое обычным образом (корень уравнения $\frac{df}{dr} = 0$), будет

$$r_m = \frac{2}{\beta}. \quad (14)$$

Далее имеем

$$f(r_m) = \frac{4}{e^2} \frac{A}{\beta^3} = 0,5414 \frac{A}{\beta^3}, \quad (15)$$

$$n = \int dn = \int_0^{\infty} A r^2 e^{-\beta r} dr = \frac{2A}{\beta^3}. \quad (16)$$

Ширину распределения Δr определим как расстояние между теми значениями $r(r_1$ и $r_2)$, где функция распределения имеет величину, равную половине максимальной. Это приводит нас к следующему трансцендентному уравнению для r_1 и r_2 :

$$\beta^2 r^2 e^{-\beta r} = \frac{2}{e^2} \quad (17)$$

Введем переменную $\tau = \beta r$ и функцию $\varphi(\tau) = \tau^2 e^{-\tau}$. Уравнение (17) теперь будет

$$\varphi(\tau) = \tau^2 e^{-\tau} = \frac{2}{e^2}. \quad (17^*)$$

Корни этого уравнения, определенные графически, равны

$$\tau_1 = 0,76, \quad \tau_2 = 4,15,$$

и

$$\Delta\tau = \tau_2 - \tau_1 = 3,39.$$

Таким образом,

$$\Delta r = \frac{\Delta\tau}{\beta} = \frac{3,39}{\beta} = 1,70 r_m. \quad (18)$$

При практическом использовании данного метода, при вычислениях значений ординат кривой распределения, удобно пользоваться составленной нами таблицей функции $\varphi(\tau)$ (табл. 1). По τ и $\varphi(\tau)$ находим $\frac{dn}{dr} = \frac{A}{\beta^2} \varphi(\tau)$ и $r = \frac{\tau}{\beta}$, им соответствующие.

Таблица 1

τ	$\varphi(\tau)$	τ	$\varphi(\tau)$	τ	$\varphi(\tau)$	τ	$\varphi(\tau)$	τ	$\varphi(\tau)$	τ	$\varphi(\tau)$
0,0	0	0,5	0,1516	1,0	0,3679	2,0	0,5414	3,0	0,4479	6,0	0,0892
0,1	0,0090	0,6	0,1976	1,2	0,4338	2,2	0,5363	4,0	0,2932	7,0	0,0447
0,2	0,0327	0,7	0,2433	1,4	0,4834	2,4	0,5229	4,5	0,2250	8,0	0,0215
0,3	0,0667	0,8	0,2876	1,6	0,5168	2,6	0,5022	5,0	0,1682	9,0	0,0100
0,4	0,1063	0,9	0,3293	1,8	0,5356	2,8	0,4767	5,5	0,1236	10,0	0,0045

2. Измерение интегральных характеристик дождя

Экспериментальная часть работы была выполнена на обсерваторской базе ГГО в Воейково в июле и августе 1952 г. Для измерения величины коэффициента экстинкции в дожде были использованы данные постоянно работающей в Воейково, в Лаборатории атмосферной оптики, установки для регистрации прозрачности. Толщина слоя воздуха, прозрачность которого определялась, была 334 м. Величина α на 1 см длины пути вычислялась по формуле

$$\alpha = \frac{2,3}{33400} (\lg F_0 - \lg F) \text{ в } \frac{1}{\text{см}}. \quad (19)$$

Здесь F — отсчет по регистратору прозрачности во время дождя, F_0 — отсчет после прекращения дождя. Таким образом учитывалось понижение прозрачности, вызванное дождем. Значение F бралось среднее за промежуток времени взятия пробы дождя, т. е. за 5—10 мин.

Интенсивность осадка за тот же промежуток времени была получена путем обработки записей плювиографа Гельмана. Поскольку плювиограф является интегрирующим прибором, интенсивность осадка должна определяться по наклону кривой записи плювиографа. Во всех случаях рассмотренные нами дожди оказались малой интенсивности: от 0,3 до 1,6 мм/час. При регистрации таких слабых осадков плювиограф, как известно, дает весьма приблизительные данные, вплоть до того, например, что слабый дождь 26/VII в 11—12 час. им вовсе не был записан.

По этой причине кривые распределения, рассчитанные на основе использования в качестве исходных величин значений коэффициента экстинкции α и интенсивности осадка I , значительно расходятся с кривыми распределения, полученными экспериментальным путем. Поэтому было решено, отказавшись от использования в качестве исходной величины количества осадка, измеряемого плювиографом, использовать общее количество капель, падающих за единицу времени на единицу площади. Теоретические соображения в этом случае аналогичны соображениям, приведенным выше. Действительно, обозначим через n количество капель в 1 см^3 в пространстве при выпадении дождя и через n_1 — количество капель, упавшее на площадь S за время t . Если учесть наличие капель различных размеров, т. е. наличие кривой распределения, а также зависимость скорости падения капель v от радиуса r (10), $v = 1800 \sqrt{r}$, то можно написать

$$\frac{dn}{dr} = 1800 \sqrt{r} \frac{dn}{dr} = 1800 A r^{2,5} e^{-\beta r} dr.$$

После интегрирования по всем значениям r получим

$$\frac{n_1}{St} = 1800 A \int_0^\infty r^{2,5} e^{-\beta r} dr = 1800 A \frac{\Gamma(3,5)}{\beta^{3,5}} = 1800 A \frac{3,32}{\beta^{3,5}}.$$

Окончательно

$$\frac{n_1}{St} = 5976 \frac{A}{\beta^{3,5}}. \quad (20)$$

Это выражение для числа капель, упавших на площадь в $S \text{ см}^2$ за t сек., вместе с уравнением для α даст систему уравнений для определения параметров A и β . Решая ее относительно A и β , получим

$$\left. \begin{aligned} \beta^{1,5} &= \frac{\pi}{124,5} \cdot \frac{n_1}{St\alpha} \\ A &= \frac{1}{48\pi} \alpha \beta^5 \end{aligned} \right\}. \quad (21)$$

По этим формулам находились значения параметров для каждого из рассмотренных случаев и рассчитывались кривые распределения. Кроме того, по формулам (14), (16) и (18) вычислялись значения r_m , n и Δr .

3. Непосредственные измерения микроструктуры дождя

Экспериментальная проверка предлагаемого метода определения микроструктуры дождя производилась сравнением с данными непосредственных измерений по кривой распределения.

При выборе метода определения этой кривой мы исходили из того, что в условиях Ленинградской области преобладают мелкокапельные дожди, и поэтому целесообразно использовать метод, позволяющий измерять капли дождя диаметром от 0,1 мм.

Наиболее простым и распространенным способом измерения размеров капель дождя является способ измерения пятна от капли, упавшей на фильтровальную бумагу. Именно этим способом были получены экспериментальные данные, опубликованные в работе Лауса и Парсонса [4].

Метод этот пригоден лишь для капель больше чем 0,3 мм в диаметре, поскольку более мелкие капли не дают заметного пятна и градуировка в этой области затруднена. В литературе описаны еще некоторые способы получения экспериментальным путем микроструктуры дождя.

Укажем на работу Боуена и Давидсона [5], в установке которых дождевые капли улавливались в прибор, построенный по принципу масс-спектрографа. Капли, падающие через воронку в сосуд с продуванием в горизонтальном направлении,

отклоняются обратно пропорционально их массе. В качестве приемной поверхности в этом приборе служит фильтровальная бумага, которая медленно движется, следовательно, и в этой установке также ограничена возможность измерять мелкие капли.

В работе Купера [6] описывается прибор, построенный для целей зондирования и основанный на принципе измерения импульса удара капли, падающей на горизонтально установленный микрофон с передачей сигнала на расстояние. По указанию автора статьи, этим методом могут быть измерены капли в диапазоне диаметров от 0,5 до 3,0 мм, причем, по оценке автора, наименее точны измерения в интервале значений диаметров 0,5—0,7 мм.

Как показали полученные данные в июле и августе 1952 г. в Воейково (вблизи Ленинграда), применение указанных способов не дало бы возможности изучать область максимума кривых распределения в мелкокапельных дождях, наиболее типичных для условий Ленинградской области.

По этой причине в работе был использован способ микрофотографирования капель дождя, падающих в кювету с маслом, как наиболее пригодный для измерения мелких капель. Этим способом пользовалась Т. Ю. Адеркас в ЛИЭМе [3], однако кривые, приведенные ею в статье, построены на основании материала, полученного методом фильтровальной бумаги. Собранная нами установка (рис. 1), состояла из биологического микроскопа и камеры от фотоаппарата „Фотокор“ (без объектива). Окуляр микроскопа соединялся с камерой фотоаппарата посредством насадки с подобранным окуляром. Использовалось 12-кратное увеличение, позволившее измерять диаметры капель от 0,04 мм. Диаметр поля зрения был 5,4 мм, что позволяло измерять при том же увеличении и крупные капли.

Изготовленные для данной установки стеклянные кюветы диаметром 5 см и глубиной 7 мм, наполнялись касторовым маслом.

При фотографировании такая кювета освещалась снизу лампочкой и зеркалом. Пробы дождя забирались в несколько кювет. Снимки делались в различных местах каждой кюветы. При 22 снимках удавалось зафиксировать и затем измерить до 450 капель. При таком количестве капель ход экспериментальной кривой распределения капель получается достаточно уверенно. На рис. 2 и 3 показаны образцы микрофотографий, полученных 24/VII (дождь с крупными каплями) и 12/VIII (дождь без крупных капель). Обработка микрофотографий заключалась в измерении диаметров капель по фотографиям и вычислении их истинных размеров. Последующая статистическая обработка представляла собой подсчет числа капель в интервалах диаметров: от 0 до 0,1 мм, от 0,1 до 0,2 мм и т. д. Для дождей с более крупными каплями и меньшим количеством капель в пробе подсчитывалось число капель в интервалах диаметров: от 0 до 0,2 мм, от 0,2 до

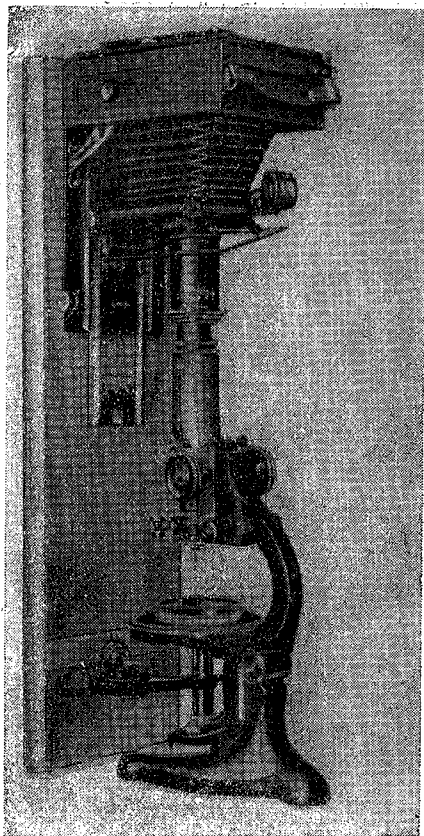


Рис. 1.

0,4 мм и т. д. Для сравнения полученных данных друг с другом и с вычисленными кривыми распределения из экспериментальных значений n_1 , представляющих собой число упавших капель в данном интервале размеров, было найдено число n капель в 1 см³ пространства; очевидно, что

$$n = \frac{n_1}{vSt},$$

где v — скорость падения капли, S — площадь, на которой подсчитано число капель, t — продолжительность взятия пробы.

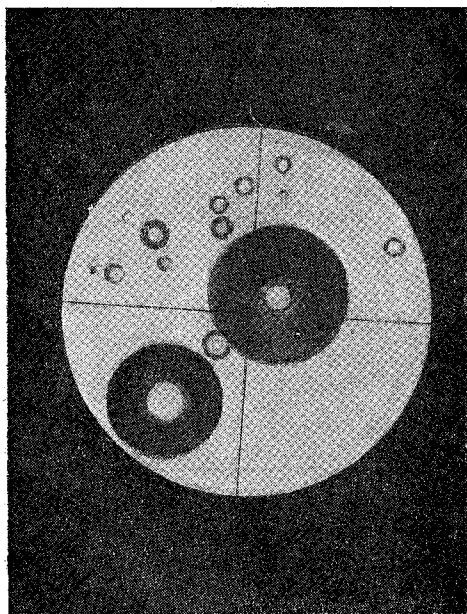


Рис. 2. Микрофотография капель дождя, полученная 24/VII.

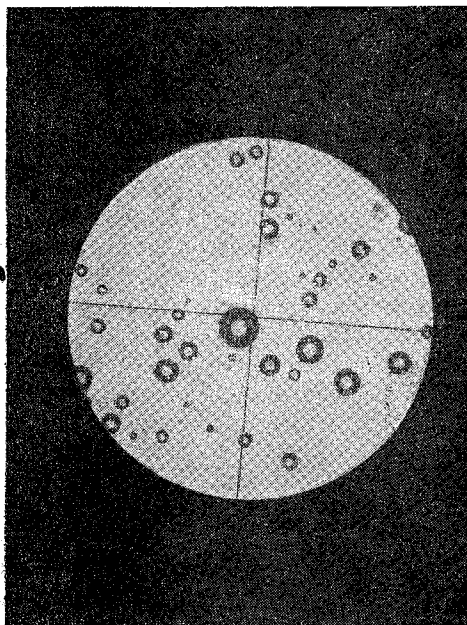


Рис. 3. Микрофотография капель дождя, полученная 12/VIII.

Таблица 2

Дата	r_m , мм		Δr , мм (ширина)		n		I (по плювио- графу), мм/час
	вычи- сленный	измерен- ный	вычи- сленный	измерен- ный	вычи- сленный	измерен- ный	
24/VII (10 ч. 17 м. — 10 ч. 19 м.)	0,08	0—0,10	0,13	0,13	$20,2 \cdot 10^{-4}$	$17 \cdot 10^{-4}$	1,6
24/VII 11 ч. 47 м. — 11 ч. 57 м.	0,11	0—0,10	0,19	0,11	$4,6 \cdot 10^{-4}$	$5,2 \cdot 10^{-4}$	0,6
26/VII	0,16	0,05—0,15	0,27	0,20	$3,2 \cdot 10^{-4}$	$4,3 \cdot 10^{-4}$	Плювиограф не записал
8/VIII	0,16	0—0,15	0,27	0,24	$2,8 \cdot 10^{-4}$	$2,9 \cdot 10^{-4}$	
12/VIII	0,12	0,05—0,15	0,21	0,17	$16 \cdot 10^{-4}$	$22 \cdot 10^{-4}$	

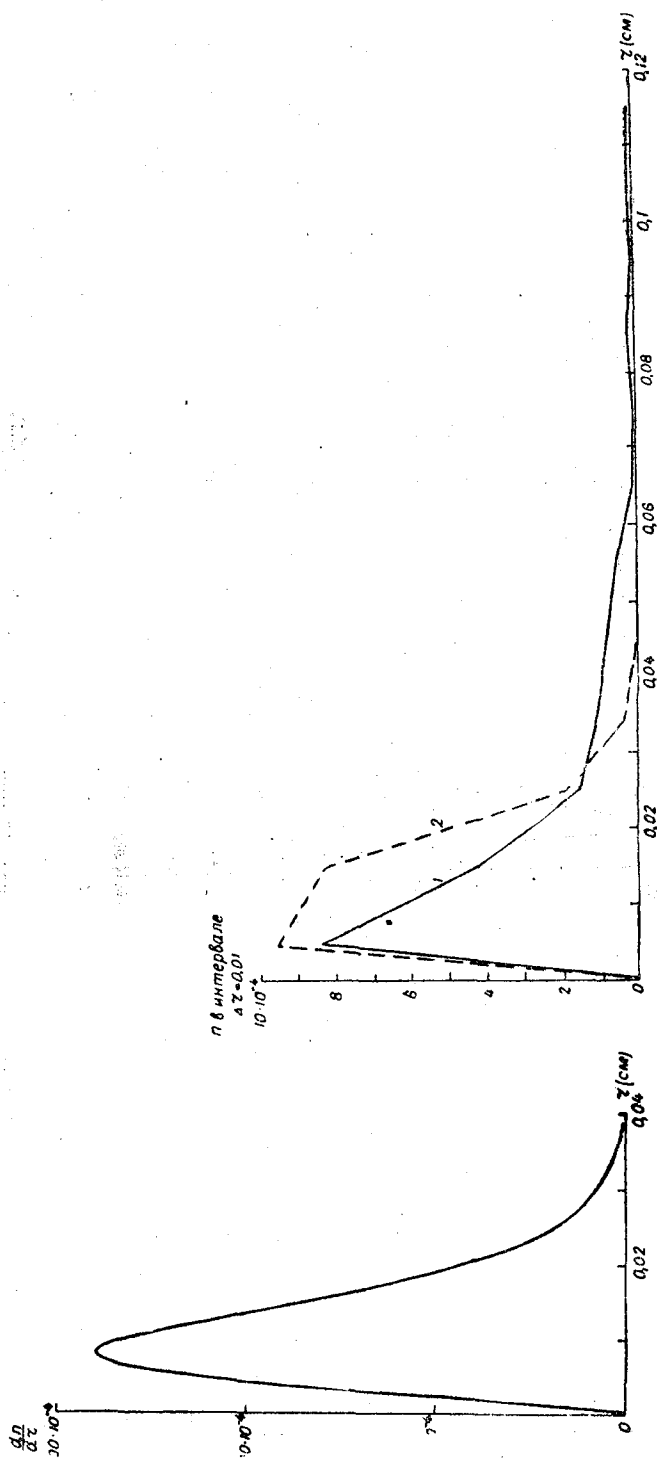


Рис. 4. 24/VII; 10 час. 17 мин.; 1 — $n_{\text{ном}}$; 2 — $n_{\text{выч}} = 0,01 \left(\frac{dn}{dr} \right)_{\text{ср}}$.

Поскольку v , как указывалось, связана с радиусом капли формулой $v = 1800 \sqrt{r}$ то,

$$n = \frac{n_1}{1800 \sqrt{r St}}. \quad (22)$$

При расчете за r бралось среднее значение r в каждом интервале значений.

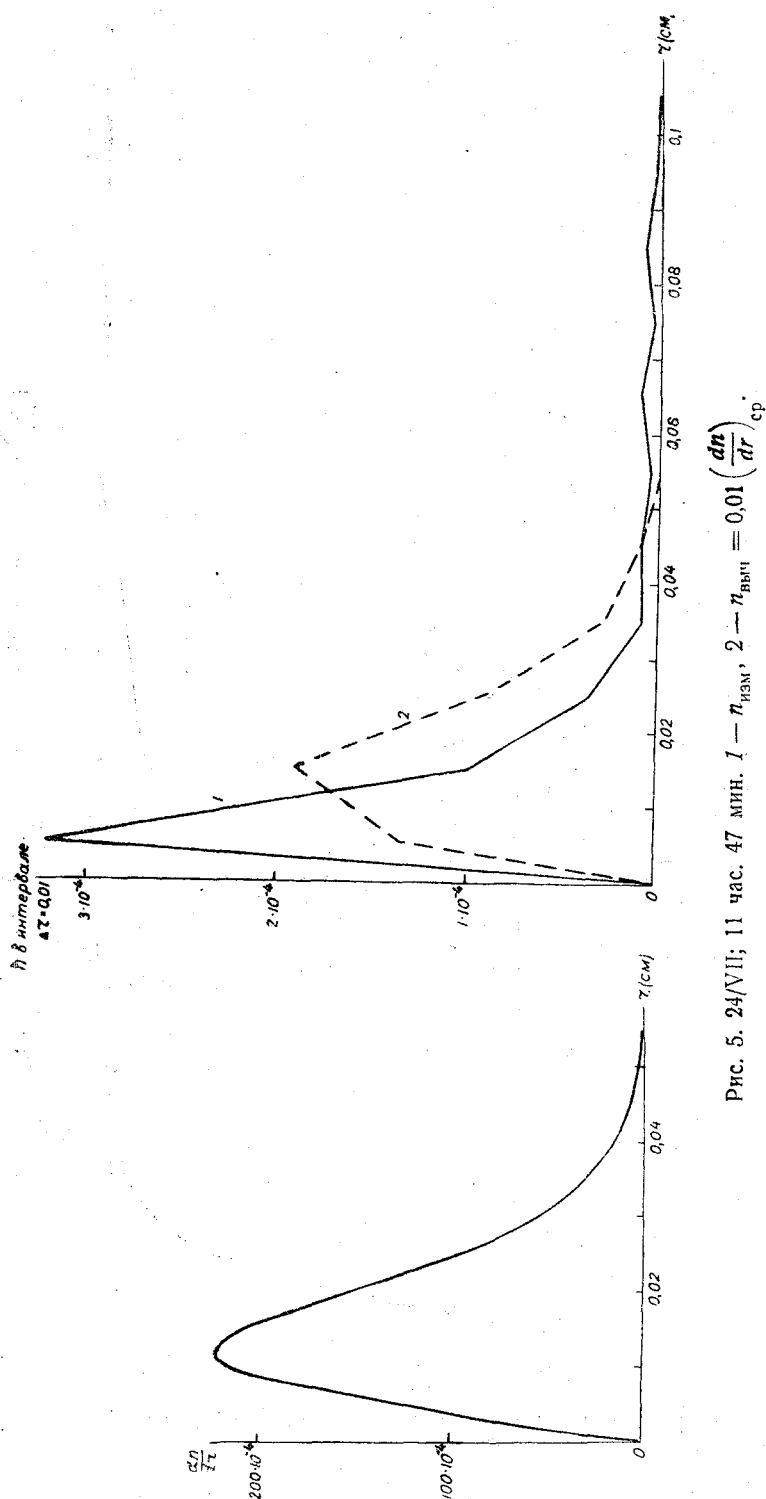


Рис. 5. 24/VII; 11 час. 47 мин. 1 — $n_{изм}$, 2 — $n_{выч} = 0.01 \left(\frac{dn}{dr} \right)_{ср}$.

Полученные таким образом значения n представлены на графиках (рис. 4—8) являются измеренными значениями чисел капель в 1 см^3 в данном интервале значений r (обозначено на графиках $n_{изм}$).

Всего было обработано пять случаев дождей: два дождя 24/VII, 26/VII, 8/VIII и 12/VIII.

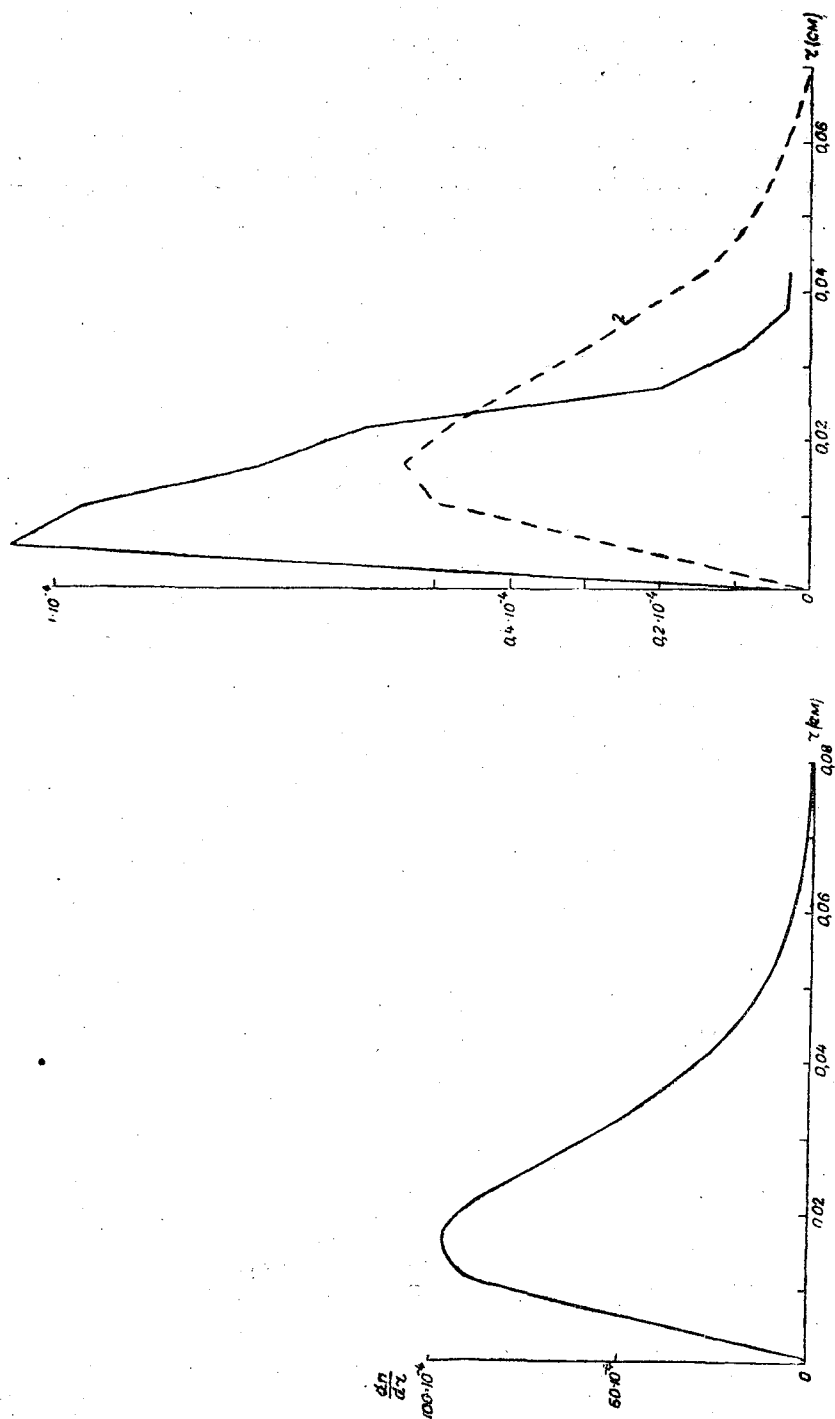


Рис. 6. 26/VII; 1 — $n_{изм}$; 2 — $n_{выч} = 0,005 \left(\frac{dn}{dr} \right)_{ср}$.

4. Сопоставление наблюдений и расчетов

Результаты вычислений, а также экспериментально полученные значения r_m , Δr и n представлены в табл. 2.

В табл. 2 в соседних столбцах представлены вычисленные и измеренные значения для указанных трех величин. Кроме того, в таблице помещены значения интенсивности дождя I по плювиографу (они указаны для иллюстрации; результаты вычислений на основе учета величины I не приведены).

Кривые функции распределения $\frac{dn}{dr}$, полученные расчетным путем для этих дней, даны на графиках (рис. 4—8), в левых частях каждого из этих рисунков. Для того, чтобы было возможно сравнение экспериментальных кривых распределения с вычисленными, определялось среднее значение функции $\frac{dn}{dr}$ для каждого из тех интервалов радиусов, для которых измерены экспериментально значения количества частиц в данном интервале, и эти средние значения $\left(\frac{dn}{dr}\right)_{\text{ср}}$

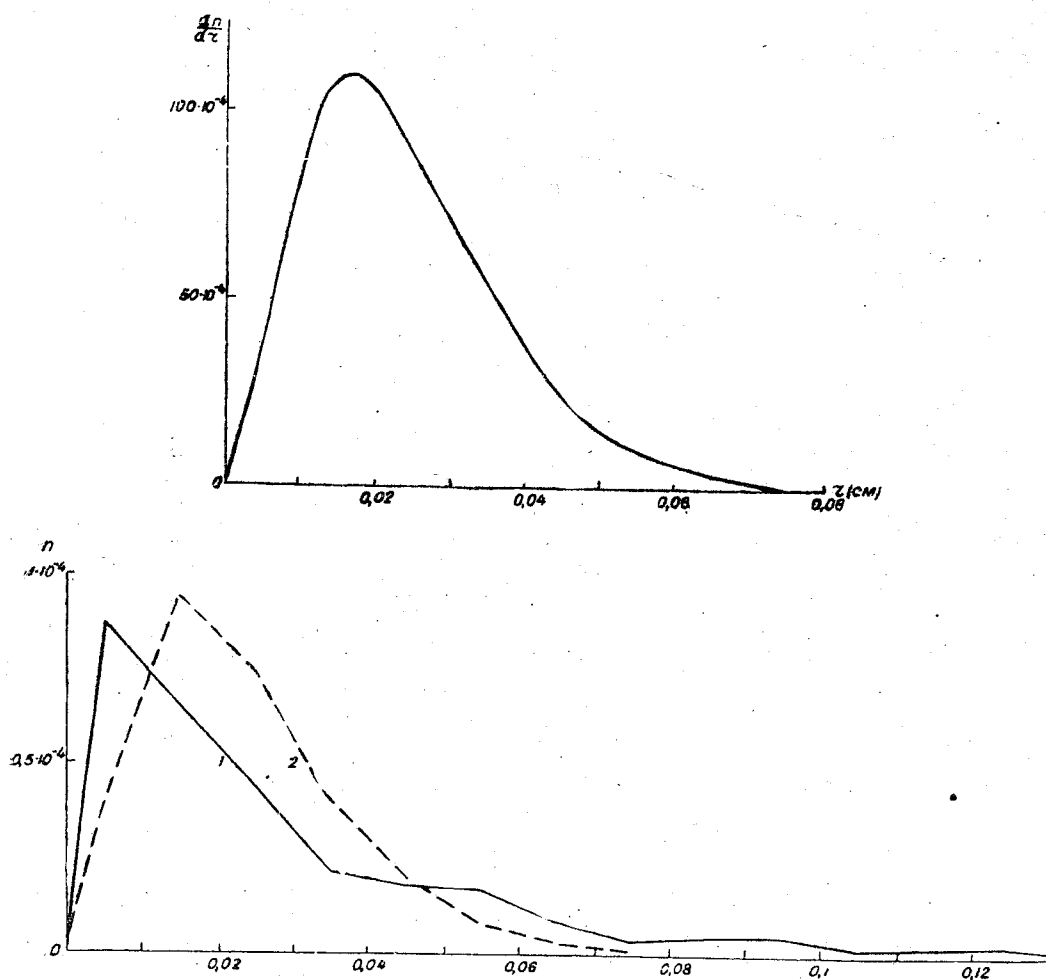


Рис. 7. 8/VIII; 1 — $n_{\text{изм}}$, 2 — $n_{\text{выч}} = 0,01 \left(\frac{dn}{dr}\right)_{\text{ср}}$.

умножены на соответствующие значения ширины интервалов. Значения ширины интервалов взяты те, которые использовались при подсчете числа частиц при получении экспериментальных кривых, т. е. 0,01 или 0,005 см. Полученные таким образом значения, которые обозначены на рис. 4—8, как $n_{\text{выч}}$, могут быть сравнены по абсолютным значениям с измеренными значениями ($n_{\text{изм}}$). В правой части рисунков (рис. 4—8) представлены в одном масштабе эти значения числа частиц по интервалам, измеренные и вычисленные ($n_{\text{изм}}$ и $n_{\text{выч}}$), причем точки соединены прямыми линиями. Как видно по данным табл. 2 и по графикам (рис. 4—8), экспериментальные и вычисленные данные не расходятся в порядке величин, однако точного совпадения нет.

Это дает возможность сделать вывод о правильности, в основных чертах, тех предположений, которые положены в основу предложенного метода. Для более категорического утверждения требуются более подробные исследования.

Отсутствие многовершинности и довольно плавный ход экспериментальных кривых позволяют считать, что проведенные измерения дают правильно основные особенности кривой распределения. Отклонения вычисленных значений от измеренных, которые видны в табл. 2 и на графиках (рис. 4—8), вполне могут быть объяснены погрешностью вычисленных величин. Эти погрешности обусловлены ошибками в измерении исходных величин α и n_1 . Это показывает рассмотрение погрешностей. Величины r_m и Δr зависят лишь от одного параметра β и относительная ошибка величин r_m и Δr равна относительной ошибке в определении величины β

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{2}{3} \left(\frac{\Delta n_1}{n_1} + \frac{\Delta\alpha}{\alpha} \right). \quad (23)$$

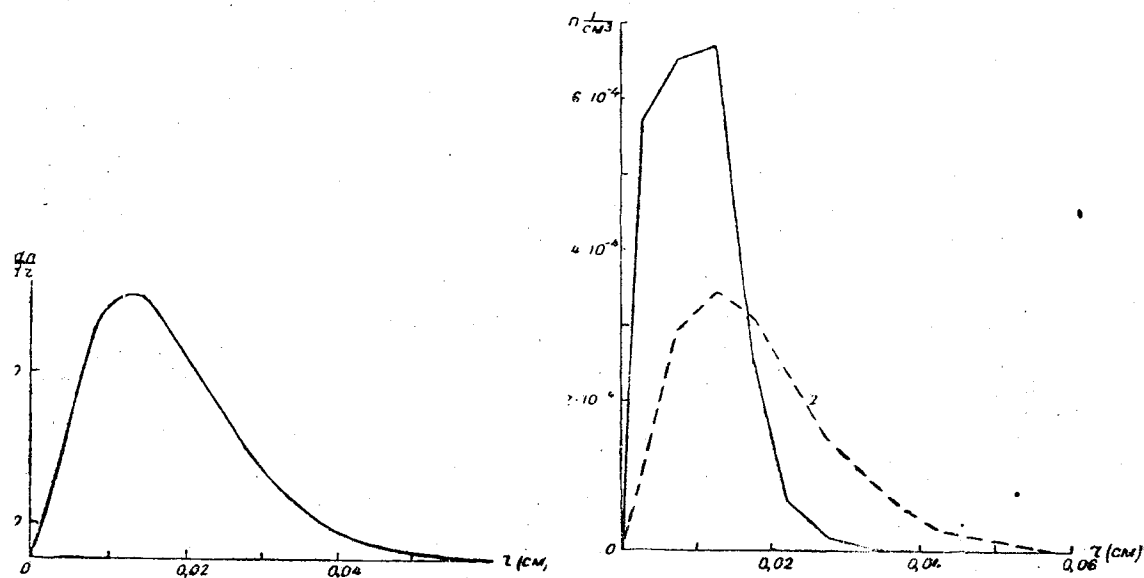


Рис. 8. 12/VIII; 1 — $n_{1\text{изм}}$, 2 — $n_{1\text{выч}} = 0,005 \left(\frac{dn}{dr} \right)_{\text{ср}}$.

Относительная погрешность в ординатах кривой распределения больше, так как значения ординат зависят от двух параметров β и A . Она равна

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{1}{3} \left[(10 + 2\beta r) \frac{\Delta n_1}{n_1} + (13 + 2\beta r) \frac{\Delta\alpha}{\alpha} \right]. \quad (24)$$

В максимуме кривой, где $\beta r = 2$,

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{14}{3} \frac{\Delta n_1}{n_1} + \frac{17}{3} \frac{\Delta\alpha}{\alpha}. \quad (25)$$

Расчет величин относительных ошибок по формулам (23) и (24) для рассмотренных нами случаев показал, что расхождения между вычисленными и измеренными значениями лежат в пределах вероятных ошибок, и поэтому могут быть объяснены этими ошибками.

Поскольку в начале работы предполагалось использовать в качестве исходных величин α и f , а к выводу о целесообразности использования величины n_1 (числа упавших капель) пришли позже, в процессе полученных данных, то поэтому не было обеспечено в процессе определения величины n_1 максимальной точности этой величины. В качестве значений n_1 использовалось общее количество капель, вошедшее в обработку для каждой пробы, деленное на площадь и время. Площадь,

на которой подсчитано число капель, была мала — порядка 4 см^2 , продолжительность взятия пробы учтена недостаточно точно. Поскольку точный учет времени и увеличение площади не представляет труда, поэтому увеличение точности в определении величины n_1 легко осуществимо. Также может быть увеличена в несколько раз точность определения α путем увеличения „базы“, т. е. расстояния до источника света.

Надо указать, что применение в качестве одной из исходных интегральных характеристик величины I может быть окажется целесообразным для дождей большой интенсивности, характерных для южных широт.

После того как будут получены с большей точностью исходные интегральные величины и будет получено больше непосредственных измерений микроструктур различных дождей, можно ставить задачу уточнения теории метода, т. е. типа кривой распределения. В результате мы получим возможность по нескольким измеренным интегральным характеристикам дождя определять всю его микроструктуру. Из работы выполненной нами видно, что невозможно с достаточной точностью произвести определение микроструктуры дождя по одной его интегральной характеристике — интенсивности. Это означает, что классификация дождей по интенсивности является неполной. Например, два дождя одинаковой интенсивности могут иметь различную прозрачность. Для правильной классификации дождей нужно знать еще какие-либо характеристики дождя, например, прозрачность. С этой точки зрения, повидимому, неправильна попытка однозначно связать микроструктуру дождя и его интенсивность, как это делают Лаус и Парсонс [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде, ГТТИ, 1951.
2. Шифрин К. С. Труды ГГО, вып. 31 (93), 1951.
3. Адеркас Т. Ю. Вопросы экспериментальной метеорологии, сер. № 1, вып. 1, 1941.
4. Laws J. O. and Parsons D. A. Trans. Amer. Geophys. Un. 1943, p. 452.
5. Bowen E. G. and Davidson K. A. Quart. Journ. of the Roy. Met. Soc. v. 77, July 1951, 333, p. 445.
6. Cooper B. F. Austral. Journ. of App. Scien. v. 2, № 1, March. 1951.

