

06
Т78

ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

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

ВЫПУСК 153

ВОПРОСЫ АТМОСФЕРНОЙ ОПТИКИ

Под редакцией
канд. физ.-мат. наук
Е. А. ПОЛЯКОВОЙ

БИБЛИОТЕКА
Ленинградского
Гидрометеорологического
Института



ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

ЛЕНИНГРАД · 1964

183939

557.5.16

УДК 551.591(061.6)

АННОТАЦИЯ

В сборнике представлены работы по оптике атмосферы. Наряду с экспериментальными и теоретическими исследованиями ряд статей содержит инструментальные разработки для атмосфернооптических исследований.

Сборник рассчитан на специалистов метеорологов и геофизиков, а также аспирантов и студентов гидрометеорологических институтов.

ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящем выпуске публикуются статьи по оптике атмосферы, выполненные в Главной Геофизической Обсерватории и в других учреждениях в 1960—1962 гг.

В сборник вошли работы ГГО по прозрачности и дальности видимости: О. Д. Бартеневой, В. А. Гаврилова и В. И. Горышина, Е. Н. Довгялло, Л. Г. Махоткина, Е. П. Новосельцева и Н. Е. Тер-Маркарянц. К тематике этих работ примыкает также теоретическая работа К. С. Шифрина и Г. М. Айвазяна.

Часть публикуемых работ была доложена на междуведомственном совещании по вопросам прозрачности атмосферы и видимости 25—28 января 1960 г. Из них статьи Е. И. Гоголевой и Н. С. Божевикова посвящены вопросу связи нижней границы облаков с дальностью видимости у земли. Этому же вопросу посвящена работа Е. Н. Довгялло и Н. М. Горб, выполненная позже. Как видно из публикуемых статей, вопрос о наличии связи между высотой облачности и дальностью видимости носит в настоящее время дискуссионный характер. Поэтому мы сочли возможным опубликовать все статьи, хотя в статье Н. С. Божевикова имеются неточности в терминологии и не все выводы подкреплены достаточным экспериментальным материалом.

Сборник также содержит статьи, посвященные инструментальным разработкам: О. И. Голиковой и Л. Б. Красильщикова, Н. И. Никитинской, В. А. Гаврилова, В. А. Гаврилова и В. А. Ковалева. В статье В. А. Гаврилова и В. А. Ковалева излагаются результаты работ авторов над созданием макета установки, предназначенной для измерения горизонтальной и наклонной прозрачности по рассеянию света назад. Авторами получены авторские свидетельства на прибор, использующий обратное светорассеяние и теневые зоны, создаваемые в луче прожектора непрозрачными экранами. В последнем варианте установки авторы используют схему прожекторного зондирования, помещая приемник сбоку от оптической оси прожектора, но сохраняют прежнее название установки.



О РАСЧЕТЕ ДАЛЬНОСТИ ВИДИМОСТИ ОБЪЕКТОВ, ПРОЕКТИРУЮЩИХСЯ НА РАЗЛИЧНЫЕ ФОНЫ В СУМЕРКИ И НОЧЬЮ

В статье рассматривается расчет дальности видимости объектов, проектирующихся на различные фоны, и приводятся таблицы, необходимые для расчета.

В [1] рассмотрена задача определения дальности видимости удаленных объектов в сумерки и ночью и даны таблицы, содержащие необходимые данные для расчета дальности видимости объектов, рассматриваемых на фоне неба.

При определении дальности видимости удаленных объектов на фоне любого из земных образований необходимо знать коэффициент светлоты объекта, истинный контраст объекта с фоном, относительный размер объекта, порог контрастной чувствительности и остроту зрения наблюдателя. Так же как и в [1], задачу следует разделить в зависимости от условий освещения на две части: наблюдения при лунном освещении при безоблачном или частично облачном небе и наблюдения в сумерки и ночью при безоблачном небе.

Для решения первой части задачи все параметры, определяющие дальность видимости объектов и необходимые для ее расчета по номограмме [3], известны, так как значения истинных контрастов K_0 объектов и коэффициентов светлоты b будут такими же, как и днем [2, 3, 4] при соответствующих условиях наблюдения. Порог контрастной чувствительности ϵ и острота зрения в зависимости от яркости фона известны из [1].

Для решения второй части задачи известны значения истинных контрастов объектов, проектирующихся на различные естественные фоны [2]. С точностью, которая требуется для расчетов реальной дальности видимости, их можно считать такими же, как и для дневных условий наблюдения при рассеянном освещении. Неизвестным остается коэффициент светлоты объекта.

Как указывалось в [1], фотометрические условия наблюдения в сумерки и ночью при отсутствии луны или в случае, когда с ее влиянием можно не считаться, занимают совершенно особое место. Коэффициент световоздушного уравнения нельзя положить равным яркости неба у горизонта. Это обстоятельство существенно затрудняет определение коэффициентов светлоты b фона или объекта [3], которые не могут быть

непосредственно измерены для различных условий наблюдения, а определяются расчетным путем по известной яркости неба и освещенности горизонтальной поверхности, полученных лишь из одновременных наблюдений.

Как известно [3], коэффициент светлоты

$$b = \frac{B_{\Phi}}{B}, \quad \text{если } B_{\Phi} > B_0$$

и

$$b = \frac{B_0}{B}, \quad \text{если } B_0 > B_{\Phi},$$

где B_{Φ} — яркость фона, а B_0 — яркость объекта. Выразив B_{Φ} и B_0 через освещенность горизонтальной поверхности, получим

$$\left. \begin{aligned} b_{\Phi} &= \frac{E_h}{\pi B} \rho_{\Phi} \\ b_0 &= \frac{E_h}{\pi B} \rho_0 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где B — коэффициент световоздушного уравнения, выраженный в нитах, а E_h — освещенность горизонтальной поверхности в люксах, ρ_{Φ} и ρ_0 — коэффициенты яркости фона и объекта, характеризующие отражательную способность наблюдаемых естественных поверхностей.

Согласно выражению (1), зная значение коэффициентов световоздушного уравнения, освещенность горизонтальной поверхности и коэффициенты яркости фона или объекта, можно легко определить значения коэффициентов светлоты для различных условий наблюдения.

В табл. 1 приведены значения $\frac{E_h}{\pi B}$ для безоблачного неба при различных условиях освещения в зависимости от глубины погружения солнца под горизонт и прозрачности атмосферы.

Коэффициент световоздушного уравнения B рассчитывался по методике, описанной в [1], из выражения

$$B = \iint \rho(\gamma) B d\omega,$$

где B — яркость участка неба в телесном угле ω , γ — угол между направлением на участок неба $d\omega$ и линией наблюдений, $\rho(\gamma)$ — нормированная индикатриса рассеяния света.

При расчете использовались данные одновременных измерений яркости сумеречного неба и освещенности горизонтальной поверхности, приведенные в [5].

Таблица 1

h_{\odot} град.	Наблюдения на зарю		Заря сбоку от наблюдателя		Заря сзади наблюдателя	
	$S > 20$ км	$S \leq 20$ км	$S > 20$ км	$S \leq 20$ км	$S > 20$ км	$S \leq 20$ км
0	0,55	0,35	0,8	0,9	0,75	0,95
-3	0,4	0,25	0,7	0,75	0,75	1,0
-6	0,35	0,2	0,65	0,7	0,75	1,1
-9	0,4	0,25	0,65	0,7	0,7	1,1
-12	0,55	0,4	0,8	0,9	0,75	1,2
-15	1,0	0,75	1,2	1,3	1,1	1,5
-18	1,6	1,4	1,7	1,8	1,7	1,8
-20	2	2	2	2	2	2

Значения коэффициентов яркости различных наиболее часто встречающихся естественных поверхностей приведены в [6] или [8].

Если поверхность фона или наблюдаемого объекта не горизонтальная, то выражение (1) принимает вид

$$b = K \frac{E_h}{\pi B} \rho,$$

где K — коэффициент перехода от освещенности горизонтальной поверхности к освещенности поверхности, различно наклоненной к горизонту и различно ориентированной по азимутам.

В табл. 2 приведены усредненные значения коэффициентов перехода от освещенности горизонтальной поверхности к освещенности поверхностей, различно ориентированных в пространстве; z — горизонтальный угол между направлением на солнце и нормалью к поверхности ($z = 0^\circ$ — поверхность обращена к солнцу, $z = 180^\circ$ — поверхность обращена в сторону, противоположную азимуту солнца под горизонтом), P — вертикальный угол между направлением на горизонт и нормалью к поверхности ($P = 90^\circ$ — горизонтальная поверхность). Освещенность горизонтальной поверхности принята за единицу. Эта таблица получена в результате нашей обработки данных [5].

Величина коэффициента перехода от освещенности горизонтальной поверхности к освещенности различно ориентированных плоскостей определяется распределением яркости неба, которое существенно зависит от глубины погружения солнца. Переход через минимум этого коэффициента при $h_\odot = -3^\circ$ объясняется появлением в стороне, противоположной азимуту солнца, тени Земли, которая по мере погружения солнца под горизонт занимает все большую часть небосвода.

Данными табл. 1 и 2 можно пользоваться при безоблачном небе или облачности 1—2 балла, но при открытом зоревом сегменте.

При сплошной облачности (9, $\overline{10}$ или 10 баллов), покрывающей весь небосвод, величина $\frac{E_h}{\pi B}$ не зависит от азимута, в котором ведется наблюдение, и колеблется от 3 при $h_\odot = 0^\circ$ до 2 при $h_\odot = -19^\circ$. Коэффициент световоздушного уравнения и освещенность рассчитывались по данным [7]. Учитывая, что распределение яркости облачного неба при одних и тех же условиях наблюдений весьма непостоянно и может сильно меняться от случая к случаю [7], для практического использования можно рекомендовать для всех случаев наблюдения как в сумерки, так и ночью величину 2,5.

Существенно отметить, что для расчета коэффициентов светлоты следует пользоваться лишь одновременно полученными данными о яркости неба и освещенности горизонтальной поверхности. Использование результатов измерения яркости неба и освещенности горизонтальной поверхности, полученных в разное время и в разных географических пунктах, может привести к абсурдным значениям коэффициентов светлоты. Это объясняется тем, что освещенность горизонтальной поверхности и яркость неба, по которым рассчитывается коэффициент световоздушного уравнения, в естественных условиях подвержены большим колебаниям.

Согласно [7], яркость безоблачного неба может колебаться в пределах $\pm 30\%$, а в отдельных случаях при одной и той же высоте солнца яркость безоблачного неба может различаться в два раза, что обусловлено колебаниями прозрачности атмосферы, от которой

существенно зависит яркость неба. В таких же пределах колеблется освещенность горизонтальной поверхности, которая зависит и от прозрачности атмосферы и от естественной закрытости горизонта различными объектами. Чем больше закрыта местность по горизонту, тем меньше освещенность. Чем более замутнена атмосфера, тем больше освещенность.

Определение коэффициентов светлоты из выражения (1) исключает влияние колебаний яркости неба и освещенности горизонтальной поверхности при условии их одновременного измерения.

При расчете дальности видимости удаленных объектов в [2, 3] предполагалось, что расстояние между объектом и фоном, на котором объект рассматривается, мало или им можно пренебречь и считать, что истинный контраст объекта с фоном и коэффициент светлоты от прозрачности не зависят.

Рассмотрим общий случай. Пусть Δl — расстояние между объектом и фоном. Как известно, если объект наблюдается на расстоянии l , то его яркость меняется с B_0 на B_0' согласно соотношению

$$B_0' = B_0 e^{-\alpha l} + B(1 - e^{-\alpha l}),$$

где α — средний коэффициент ослабления света на пути l , а B — коэффициент световоздушного уравнения. Фон, находящийся на расстоянии Δl от наблюдаемого объекта, а следовательно, на расстоянии $l + \Delta l$ от наблюдателя, также изменен воздушной дымкой; для яркости фона имеем

$$B_\Phi' = B_\Phi e^{-\alpha(l + \Delta l)} + B(1 - e^{-\alpha(l + \Delta l)}).$$

Вычисляя контраст K , измененный воздушной дымкой, получим, так же как и в [3],

$$K = \frac{K_0}{1 + \frac{1}{b}(e^{\alpha l} - 1)}, \quad (2)$$

где для случая наблюдения темного объекта на светлом фоне будем иметь:

для истинного контраста объекта с фоном

$$K_0 = \frac{B_\Phi e^{-\alpha \Delta l} - B_0}{B_\Phi e^{-\alpha \Delta l} + B(1 - e^{-\alpha \Delta l})},$$

для коэффициента светлоты

$$b = \frac{B_\Phi e^{-\alpha \Delta l} + B(1 - e^{-\alpha \Delta l})}{B}.$$

Для случая наблюдения светлого объекта на темном фоне получим

$$K_0 = \frac{B_0 - B_\Phi e^{-\alpha \Delta l}}{B_0}, \quad b = \frac{B_0}{B}.$$

Величины K_0 и b в выражении (2) зависят от прозрачности атмосферы, измеряемой коэффициентом ослабления α , и расстояния Δl между объектом и фоном. Если это расстояние мало и влиянием прозрачности атмосферы на контраст можно пренебречь, получим, полагая $\Delta l = 0$,

$$K_0 = \frac{|B_\Phi - B_0|}{\max(B_0, B_\Phi)},$$

$$b = \frac{\max(B_0, B_\Phi)}{B}.$$

Для практических расчетов контраст K_0 и коэффициент светлоты b фона выбираются из таблиц работ [1—4], полученных в результате длительных наблюдений. Эти таблицы в необходимых случаях могут учитывать влияние прозрачности и расстояния Δl между объектом и фоном.

В заключение считаю своим долгом принести глубокую благодарность Н. Г. Болдыреву за обсуждение результатов работы.

Таблица 2

z°	h_\odot	ρ°						
		0	10	30	50	70	90	
0	5	11			8	4,5	1	
	3	10			7,5	4,5	1	
	0	4,5			3,5	2,5	1	
	—3	2,5			2	1,5	1	
	—6	4			3,5	2	1	
22,5	—9	6,5			4,5	2,5	1	
	5	10			7,5	4,5	1	
	3	9,5			7	4	1	
	0	5			4	2,5	1	
	—3	2,5			2	1,5	1	
45	—6	3,5			3	2	1	
	—9	5			4	2	1	
	5	8			6	3,5	1	
	3	7,5			5,5	3,5	1	
	0	4			3	2	1	
90	—3	2			2	1,5	1	
	—6	3			2,5	2	1	
	—9	3,5			3,5	2	1	
	5	0,8			0,95		1	
	3	0,85			0,9		1	
135	0	0,95			1	1	1	
	—3	0,9			1	1	1	
	—6	1			1	1	1	
	—9	1,5			1,5	1	1	
	5	0,6			0,65		0,7	1
180	3	0,65			0,75		0,75	1
	0	0,7			0,85		0,85	1
	—3	0,5			0,7		0,85	1
	—6	0,45			0,6		0,7	1
	—9	0,45			0,5		0,7	1
180	5	0,6			0,7		1	
	3	0,65			0,8		1	
	0	0,7			0,85		1	
	—3	0,5			0,7		1	
	—6	0,5			0,65		1	
—9	0,5			0,65		1		

ЛИТЕРАТУРА

1. Болдырев Н. Г., Бартенева О. Д. Дальность видимости объектов в сумерки и ночью. Тр. ГГО, вып. 118, 1961.
2. Методические указания ГГО, № 20. Гидрометеонздат, Л., 1955.
3. Болдырев Н. Г. Дальность видимости реальных объектов. Тр. ГГО, вып. 19(81), 1950.
4. Болдырев Н. Г., Бартенева О. Д. Определение метеорологической дальности видимости по контрастам удаленных объектов. Тр., ГГО, вып. 42, 1953.
5. Koopman M. J., Lock S., Parker D. M., Scolnic R., Tousey R., Hulbut E. O. Measurement of the brightness of the twilight sky. J.O.S.A., v. 42, No 2, 1952.
6. Шаронов В. В. Таблицы для расчета естественной освещенности и видимости. Изд. АН СССР, М., 1944.
7. Бартенева О. Д., Боярова А. Н. Яркость сумеречного и ночного неба. Тр. ГГО, вып. 100, 1960.
8. Справочная книга по светотехнике, ч. II. Изд. АН СССР, М., 1958.

О СВЯЗИ ВЫСОТЫ НИЖНЕЙ ГРАНИЦЫ ОБЛАКОВ С ДАЛЬНОСТЬЮ ВИДИМОСТИ У ЗЕМЛИ

Рассматривается связь между высотой нижней границы облаков, измеряемой триангуляционным облакомером системы Божевикова, и горизонтальной видимостью, определяемой по реальным объектам, проектирующимся на фоне неба. Обнаружена тенденция уменьшения горизонтальной видимости с понижением высоты нижней границы облаков.

В 1958—1959 гг. в процессе испытания регистратора высоты нижней границы облаков было замечено, что понижение облачности, как правило, сопровождается уменьшением горизонтальной видимости у земли. За это время был получен большой экспериментальный материал, позволяющий исследовать корреляционные связи между высотой нижней границы облаков H , видимостью S_m и относительной влажностью e у земли.

Выяснение связи между H и S_m представляет значительный интерес для синоптиков и инженеров, разрабатывающих аэрологические и светотехнические приборы. Попытки выяснения закономерностей, связывающих два вышеуказанных параметра, делались неоднократно [1, 2], однако до настоящего времени нет единого мнения по существу рассматриваемого вопроса, и эта важная актуальная проблема не получила окончательного решения.

В статье анализируются более 200 синхронных отсчетов H , S_m и e , полученных на одной из авиаметстанций, расположенной в средней климатической полосе вдали от промышленных объектов, крупных водоемов, на равнинной местности. Каких-либо местных специфических географических особенностей или метеорологических явлений в районе метеостанции не наблюдалось. Высота нижней границы сплошной или значительной облачности измерялась инструментально с точностью не ниже 10% с помощью триангуляционного прожекторного регистратора и светолокационного облакомера.

Метеорологическая дальность видимости определялась по объектам, представленным в табл. 1. Отсчеты H и S_m группировались в корреляционные таблицы, приведенные ниже, и обрабатывались по правилам математической статистики. В процессе группировки данные о высоте облаков были объединены по типам облаков и разбиты на

Таблица 1

Наименование объекта	Фон	Цвет объекта	Направление на объект	Расстояние до объекта, м	Сила света
Здание	Небо	Желтый	З	900	
Заводская труба	Небо	Красный	З	1 000	
Отдельный дом	Лес	Серый	Ю	1 050	
Ангар	Лес	Серый	ЮЗ	1 100	
Заградительный огонь	Лес	Серый	Ю	1 150	
Здание АМСГ	Лес	Серый	ЮЗ	1 200	
Церковь	Небо	Серый	ЮЗ	1 350	
Здание школы	Лес	Серый	ЮЮЗ	1 550	
Арматура заградительного огня		Серый		1 600	
Крайний жилой дом	Лес	Серый	ВСВ	1 700	
Окраина села	Лес	Серый	ЮЗ	1 800	
Арматура заградительного огня	Небо	Красный	З	1 900	
Водонапорная башня	Небо	Серый	Ю	2 100	
Деревня	Небо	Серый	ЮВ	3 000	
Здание	Небо	Серый	ЮВ	4 000	
Церковь	Небо	Серый	ЮВ	8 500	
Лес	Небо	Зеленый	ССВ	10 000	
Курган	Небо		Ю	20 000	
Заградительный огонь		Белый		1 000	75
" "		Белый		1 050	75
" "		Белый		1 100	75
" "		Белый		1 150	75
" "		Белый		1 200	75
" "		Белый		1 350	75
" "		Белый		1 700	75
" "		Красный		1 900	
" "		Красный		2 100	
" "		Красный		4 000	

равные интервалы. В табл. 2 вошли данные о высоте слоистых, разорванно-слоистых облаков. К этим данным были присоединены результаты наблюдений над разорванно-дождевыми облаками, которые весьма близки по своей природе вышеуказанным облакам [3].

В табл. 3 приводятся данные о S_m и соответствующих высотах нижней границы слоисто-кучевых облаков. Для слоисто-дождевых облаков и облаков вертикального развития исследование связи между H и S_m не производилось из-за недостаточности экспериментального материала. Данные о видимости были распределены в соответствии с общепринятыми международными градациями.

В таблицах указываются частоты пар значений H и S_m , а также частота m , указывающая сколько раз при данных значениях H встречались указанные значения S_m и наоборот. Частные суммы m_n представляют собой соответственно число случаев данной высоты облачности по всем градациям S_m , а m_s — число случаев различных высот облачности при данном значении S_m . Символом H_1 обозначается так называемый момент таблицы, а H_0 — среднее значение высоты нижней границы облаков, равное 525 м (табл. 2) и 975 м (табл. 3).

В связи с тем что данные о высоте облаков можно разбить на равные интервалы, рассмотрим распределение H для каждого интервала значений S_m .

Из табл. 2 и графика на рис. 1 видно, что понижение нижней границы St , $Frst$ и $Frnb$ сопровождается ухудшением видимости у земли. При $H_{ср} = 125$ м дальность видимости находится в пределах 1—2 км, при

$H_{cp}=204$ м S_m колеблется в диапазоне 2—4 км, при $H_{cp}=320$ м видимость изменяется в интервале 4—10 км, облако высотой 500 м сопровождается, как правило, хорошей видимостью.

При $S_m > 10$ км 95% всех случаев данного интервала приходится на облака, нижняя граница которых не опускается ниже 200—250 м. Эти облака в 83% случаев сопровождаются видимостью, нижний предел которой не снижается менее 2 км: наиболее вероятное значение S_m для них лежит в пределах 2—4 км. При S_m порядка 1—2, 2—4, 4—10, и 10—20 км наиболее вероятными будут облака, высота которых находится соответственно в интервалах 50—100, 150—250 м, не менее 200 м.

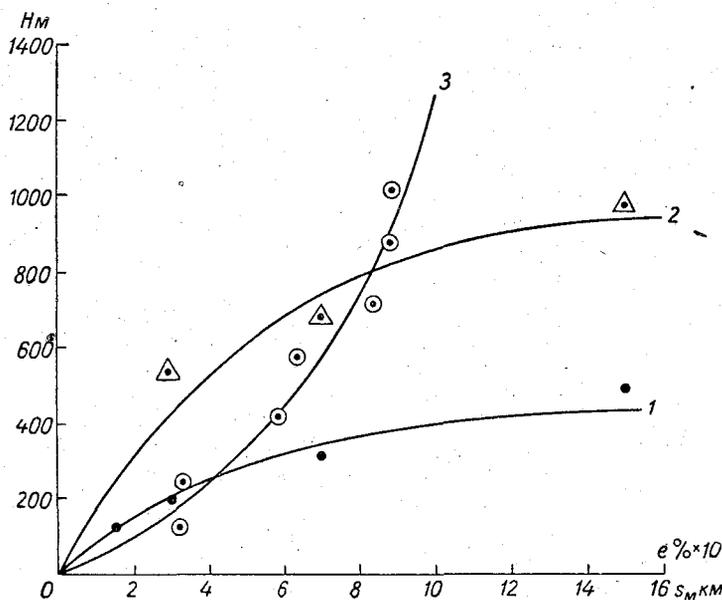


Рис. 1. Зависимость высоты нижней границы облаков от горизонтальной видимости для облаков St и Frnb (1), Sc (2) и для различных e (3).

Для выяснения функциональной зависимости между H и S_m для облаков типа St, Frst, Frnb нанесем данные табл. 2 на график в прямоугольной системе координат. Общий характер получившейся кривой позволяет предположить, что связь между высотой облаков и видимостью может отвечать степенной функции с дробным показателем степени [4]. Допустим, что зависимость между H и S_m можно представить выражением

$$H = aS_m^n, \quad (1)$$

где a и n — некоторые постоянные параметры, определяемые по табличным данным.

Логарифмируя вышеприведенную формулу, имеем

$$\lg H = \lg a + n \lg S_m. \quad (2)$$

Построим график (рис. 2) этого уравнения на логарифмической координатной сетке и убедимся, что экспериментальные точки удовлетворительно ложатся на прямую линию. Это доказывает правильность

основной формулы (1). Для определения значений H и S_m подставляем в уравнение (2) табличные значения координат первой и последней точек, как наиболее удаленных. Имеем

$$\begin{aligned} \lg 125 &= \lg a + n \lg 1500, \\ \lg 500 &= \lg a + n \lg 15000, \end{aligned}$$

отсюда $n=0,595$, $a=1,56$.

В табл. 3 приводятся высоты нижней границы слоисто-кучевых облаков и соответствующие синхронные значения видимости.

На основании приведенных данных можно полагать, что статистическая связь между H и S_m прослеживается. При $H_{cp}=515$ м дальность

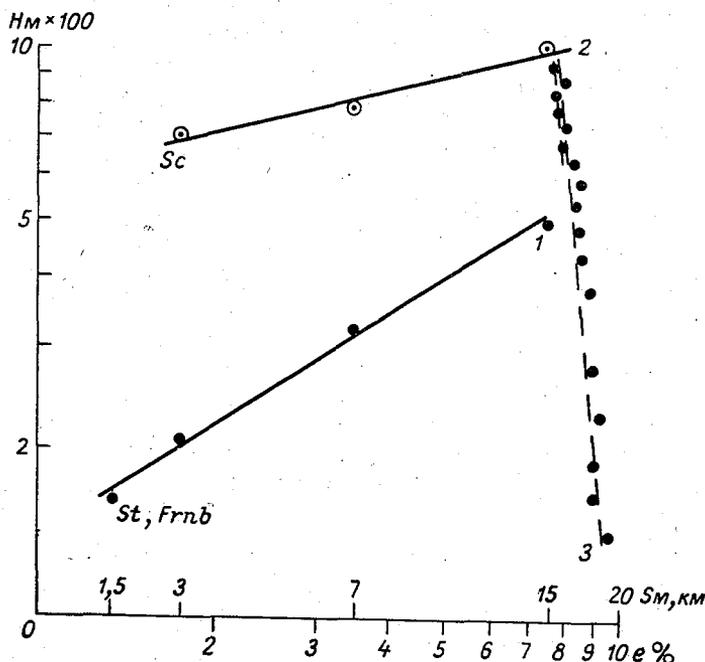


Рис. 2. Кривые рис. 1 в логарифмическом масштабе координат.

видимости находится в пределах 2—4 км, при $H_{cp}=691$ м значения S_m располагаются в интервале 4—10 км; облака с $H_{cp}=972$ м сопровождаются, как правило, видимостью не ниже 10 км. Облакам типа Sc сопутствует примерно в 80% всех случаев видимость не менее 4 км, наиболее вероятное значение S_m при облаках данного типа находится в интервале 4—10 км.

Физическая сущность влияния (взаимодействия) H на S_m до настоящего времени неясна. Однако в [1] высказывалось мнение о том, что под нижней границей облака имеется более или менее мощный слой с ухудшенной видимостью, появляющийся в результате выпадения или турбулентного заноса из облака аэрозольных капельных элементов.

В случае наличия облаков «не местного» происхождения и при отсутствии сильных восходящих токов с земной поверхности выпадение (занос) из облака капельных элементов должно, по нашему мнению, определенным образом влиять на относительную влажность у земли, а следовательно, и на видимость. В связи с этим была проделана попытка проследить зависимость между H и e (табл. 4).

Таблица 4

e %	Высота нижней границы облаков, м													Сумма
	50—200	201—350	351—500	501—650	651—800	801—950	951—1100	1101—1250	1251—1400	1401—1550	1551—1700	1701—1850	1851—2000	
50—55						1	5	5	10	2	4	2		29
55—60					2	1	1	4	4	4			1	17
60—65		2	2	1	4	5	6	6	6	2	1			35
65—70	11	1	2	2	6	14	10	10	1	4		2	5	70
70—75	10	4	7	8	11	15	5	5	7	7	1	2	5	89
75—80	6	2	12	11	14	7	13	9	15	12	3	1		105
80—85	7	21	33	30	9	7	9	5	10	10	6	2	2	151
85—90	21	45	37	25	12	6	12	2	7	8	3	1		179
90—95	56	105	32	16	11	15	14	4	5		1	3		262
95—100	127	64	5	5	1	3	3	1	2	1				213
Σ	238	244	130	98	70	74	84	51	65	50	20	13	13	1150

Результаты обработки 1150 синхронных данных показали (табл. 4, рис. 1), что между высотой нижней границы облаков и относительной влажностью у земли имеется функциональная связь, существующая до высоты нижней границы облаков порядка 1000 м. Изменение e с высотой также имеет место.

Можно полагать, что влажность воздуха, изменяющаяся под действием облаков как количественно, так и качественно является одним из существенных факторов, ухудшающих видимость. Влажность воздуха — это тот элемент, который связывает H и S_m .

Настоящая работа не претендует на широкое и полное освещение столь сложного вопроса, каким является вопрос связи высоты облаков и видимости, это лишь попытка проанализировать имеющийся экспериментальный материал.

Считаем целесообразным продолжить и расширить работы по дальнейшему исследованию данной проблемы. В связи с этим необходимо организовать широкий сбор и накопление синхронных данных о H и S_m в различных климатических и географических поясах.

В заключение можно сказать следующее:

1. Функциональная связь между высотой нижней границы облаков и горизонтальной дальностью видимости прослеживается для облаков типа St, Frst и Frnb примерно до высоты 500 м. Наиболее вероятное значение S_m для данной группы облаков лежит в пределах 2—4 км.

2. Для облаков Sc наблюдается корреляционная связь между H и S_m примерно до высоты 1000 м. Наиболее вероятное значение S_m для слоисто-кучевых облаков лежит в пределах 4—10 км.

3. Связь между высотой нижней границы облаков и видимостью прослеживается примерно до высоты облаков 1000 м. Она имеет степенной характер.

ЛИТЕРАТУРА

1. Резщикова А. А., Тонкова З. В. О связи высоты нижней границы облаков с дальностью видимости. Тр. ЦАО, вып. 7, 1952.
2. Гоголева Е. И. Диагноз и прогноз низкой облачности. Методические указания ЦИП, вып. 18, 1952.
3. Международный Атлас облаков и состояний неба. Гидрометеоиздат, М., 1940.
4. Яковлев К. П. Математическая обработка результатов измерений. ГИТТЛ, М., 1953.

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПОСАДОЧНОЙ ВИДИМОСТИ НА АЭРОДРОМАХ

В статье рассматривается вопрос перехода от метеорологической дальности видимости, измеряемой регистратором прозрачности атмосферы М-37, к реальной дальности видимости взлетно-посадочной полосы, наблюдаемой пилотом при посадке самолета.

Как известно, в настоящее время проблема слепого полета считается в основном решенной. Однако заключительная и наиболее ответственная стадия полета — приземление на взлетно-посадочную полосу (ВПП) до настоящего времени выполняется пилотом не по приборам, а путем визуального наблюдения аэродромных объектов.

Современные средства слепой посадки обеспечивают слепое приближение самолета к ВПП, следующего по глиссаде снижения, лишь до 1000—500 м до начала ВПП, после чего летчик переходит на визуальное пилотирование. Так называемые средства обеспечения слепой посадки фактически не обеспечивают слепое приземления. Слепая посадка до сих пор не выходит из стадии экспериментирования и до последнего времени является наиболее злободневной нерешенной проблемой аэронавигации. Проблема слепой посадки, независимой от метеорологической обстановки, явно отстает от общего технического прогресса авиации.

Благополучная посадка самолетов и даже нормальная эксплуатация аэродромов находятся в зависимости от состояния прозрачности атмосферы и высоты нижней границы облачности, предопределяющими то или иное значение дальности видимости начала ВПП. При общей плохой видимости значение дальности видимости начала ВПП для летчика, следующего по глиссаде снижения, принято называть посадочной дальностью видимости или просто посадочной видимостью. При этом когда речь идет о дальности видимости какого-либо объекта (в том числе и начала ВПП), то имеют в виду такое расстояние до объекта, которое позволяет заметить его на очень слабом (пороговом) восприятии. Поэтому можно дать следующую трактовку понятия посадочной видимости.

Посадочной видимостью $S_{\text{пос}}$ называется такое предельно большое расстояние до начала ВПП, на котором пилот, следующий по глиссаде

снижения, при плохой видимости может увидеть и опознать начало ВПП на пороговом восприятии.

В светлое время суток численное значение посадочной видимости зависит от состояния прозрачности атмосферы, выражаемой через метеорологическую дальность видимости S_m , и фотометрических (яркостных) свойств ВПП и окружающего ее фона.

Кроме того, на численное значение $S_{\text{пос}}$ влияет яркость дымки (тумана) и свойства зрения — порог контрастной чувствительности.

Теория дальности видимости объектов применительно к посадочной видимости объединяет все эти факторы в уравнение

$$S_{\text{пос}} = 0,66 S_m \lg \frac{\frac{K_0}{\varepsilon} + \frac{B}{B_0} - 1}{\frac{B}{B_0}}. \quad (1)$$

Здесь S_m — метеорологическая дальность видимости, $\frac{K_0}{\varepsilon}$ — коэффициент видимости ВПП на данном фоне (при отсутствии дымки), представляющий собой отношение величины K_0 истинного контраста между ВПП и окружающим ее фоном к величине ε порога контрастной чувствительности глаза, $\frac{B}{B_0}$ — отношение яркости дымки (тумана) в слое равной дальности видимости к яркости ВПП.

Определение $S_{\text{пос}}$ на основе этого логически выведенного (а не эмпирического) соотношения является единственно правильным, так как только оно учитывает все факторы, влияющие на величину посадочной видимости.

До настоящего времени в оперативной практике посадочная видимость в соответствии с выражением (1) еще не определяется. На оборудованных аэропортах летчикам, идущим на посадку, сообщается лишь величина метеорологической дальности видимости.

Такое положение в значительной степени объясняется тем, что само понятие посадочной видимости и необходимость ее правильного определения возникли со всей остротой сравнительно недавно, лет 8—10 назад. За это время удалось разработать теорию, аппаратуру и методы измерения параметров, определяющих посадочную видимость, и вопрос об определении посадочной видимости в светлое время суток сейчас следует считать в основном решенным.

Для определения на аэродромах S_m разработан и поставлен на серийное промышленное производство регистратор прозрачности М-37 (метеорологической дальности видимости) системы В. И. Горышина.

С помощью регистратора прозрачности, устанавливаемого вблизи ВПП, непрерывно снимаются и записываются значения S_m .

Определение значений S_m каким-либо другим методом, кроме регистрации, считается нецелесообразным.

Помимо регистратора прозрачности, удалось разработать методику измерения параметров $\frac{K_0}{\varepsilon}$ и $\frac{B}{B_0}$ с помощью измерителей видимости.

Применительно к бетонным ВПП эти параметры в течение длительного времени тщательно измерялись для различных сезонов года и разного состояния поверхности ВПП и фона. Измерения производились как с земли, так и с воздуха. Оказалось, что изменения этих параметров носят в основном сезонный характер, поэтому при измерении $S_{\text{пос}}$ нет необходимости определять их каждый раз заново. В окончательном виде $S_{\text{пос}}$ определяется по номограмме.

Для номографирования из (1) выделяется член

$$0,66 \lg \frac{\frac{K_0}{\varepsilon} + \frac{B}{B_0} - 1}{\frac{B}{B_0}}, \quad (2)$$

названный коэффициентом перехода от S_m к $S_{\text{пос}}$. Этот коэффициент отражает влияние параметров $\frac{K_0}{\varepsilon}$ и $\frac{B}{B_0}$ на степень видимости ВПП.

Коэффициент перехода от S_m к $S_{\text{пос}}$ меняется в зависимости от времени года и от того, является ли смотровое стекло кабины самолета сухим или мокрым.

Задавая значениями S_m и перемножая их на определенные величины коэффициентов перехода, соответствующие данному сезону и состоянию смотрового стекла, получаем в прямоугольной системе координат группу прямых линий.

На рис. 1 а, б показаны две диаграммы для определения $S_{\text{пос}}$ для сухого и мокрого смотрового стекла.

По оси ординат отложены значения S_m , показываемые регистратором, по абсциссам — величины $S_{\text{пос}}$ в метрах.

Совмещая показания регистратора прозрачности с одной из прямых линий (в соответствии с указанным на них состоянием фона) и проектируя точку пересечения на ось абсцисс, получаем на ней значение $S_{\text{пос}}$.

Пример. Регистратор прозрачности показывает 1000 м. Фон, окружающий ВПП, — пожелтевшая трава. ВПП сухая. По докладу пилота приземляющегося самолета известно, что смотровое стекло сухое.

На номограмме рис. 1 а соединяем показание регистратора с прямой, на которой написано «Фон: желто-бурая трава». Точку пересечения проектируем на абсциссу, по которой определяем, что $S_{\text{пос}}$ равно 550 м. Руководитель полета сообщает пилоту значение $S_{\text{пос}}$ и в соответствии с типом самолета и классом летчика разрешает или запрещает посадку, руководствуясь существующими посадочными нормами.

Таков практический путь определения $S_{\text{пос}}$ в светлое время. В нем есть один принципиальный недостаток: поскольку регистратор прозрачности характеризует атмосферное помутнение по горизонтальному направлению, а в действительности необходимо знать помутнение по наклону вдоль глассды снижения ($2-5^\circ$ угловой высоты), то изложенная методика исходит из предпосылки о приближенном соответствии атмосферного помутнения в этих направлениях.

Из графиков рис. 1 а, б видно, что значение $S_{\text{пос}}$ может сильно отличаться от величины S_m . Это происходит из-за того, что величина коэффициентов перехода (2) значительно меньше единицы. Существует, однако, простой прием, позволяющий поднять коэффициент перехода до 1 и тем самым свести $S_{\text{пос}}$ к S_m . Этим приемом является система маркировки ВПП.

Наиболее рациональная, на наш взгляд, система маркировки ВПП приведена на рис. 2. Он не нуждается в особых пояснениях. Заметим только, что осуществление маркировки принесло бы неоценимую пользу:

1) повысилось бы при одних и тех же условиях значение $S_{\text{пос}}$, что при ухудшенной видимости расширило бы эксплуатационные возможности аэродрома,

2) пилоты лучше бы опознавали начало ВПП, что облегчало бы условия приземления при плохой видимости,

3) упростилась бы методика определения $S_{\text{пос}}$,

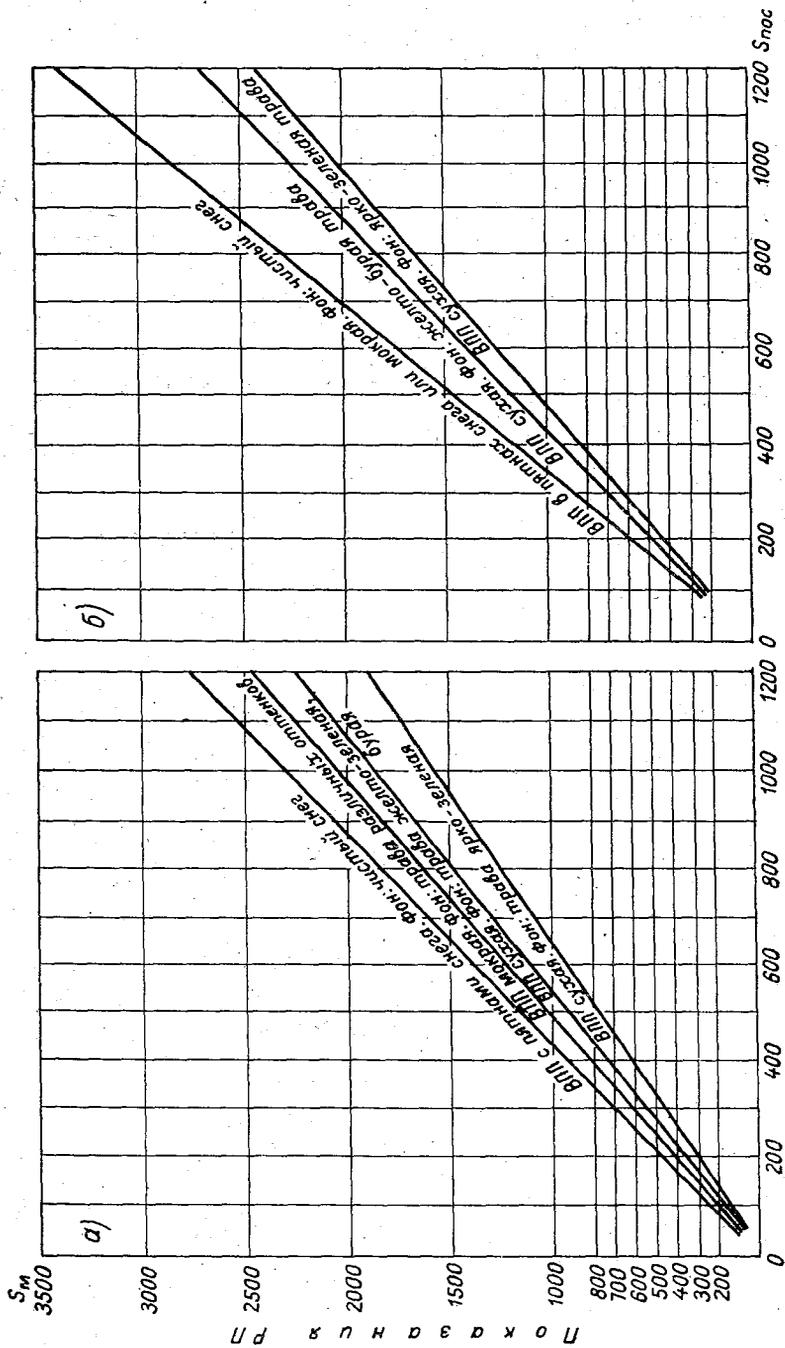


Рис. 1. График перехода от S_m к S_{noc} .
 а — сухое смотровое стекло, б — мокрое смотровое стекло.

4) маркированная ВПП значительно лучше видна также в темное время при освещении ее самолетными фарами или посадочными прожекторами.

В заключение сделаем несколько замечаний об определении посадочной видимости в темное время суток.

Взлетно-посадочная полоса современных аэропортов оборудована сложной системой многочисленных сигнальных огней, разделяющихся на огни подхода и огни ограждения.

Под посадочной видимостью в темное время понимается такое расстояние по наклону вдоль глиссады снижения, при котором пилот призем-

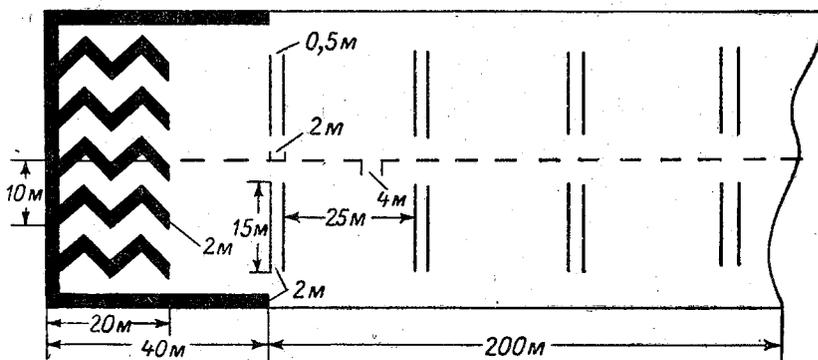


Рис. 2. Схема маркировки ВПП.

ляющегося самолета при переходе от приборного к визуальному пилотированию сможет увидеть на крайнем пороговом восприятии некоторое количество огней в соответствии с существующими посадочными нормами.

Таким образом, посадочная дальность видимости в темное время связана с пороговым зрительным восприятием групповых огней.

Для определения дальности видимости $S_{\text{пос (н)}}$ групповых огней в темное время пользуются формулой

$$\ln S_{\text{пос (н)}} + \frac{3,5}{2S_M} S_{\text{пос (н)}} = \frac{1}{2} \ln \frac{I}{E_{\text{св}}}$$

Здесь S_M — метеорологическая дальность видимости, определяемая регистратором прозрачности, I — сила света огней, $E_{\text{св}}$ — порог световой чувствительности зрения для групповых огней.

Достоверные сведения о закономерности восприятия групповых огней до сих пор отсутствуют. Различие в значениях $E_{\text{св}}$ для одиночного и групповых огней существенно.

Дело в том, что групповые огни большой мощности при наличии сильного помутнения атмосферы создают своеобразное световое явление — яркие ореолы вокруг источников света. Возникая вокруг каждого сильного источника, ореолы в случае аэродромных огней сливаются между собой, образуя светящуюся полосу переменной яркости, тем большей, чем сильнее помутнение атмосферы. В силу этого $E_{\text{св}}$ для групповых огней имеет переменное значение: чем меньше прозрачность атмосферы, тем больше значение $E_{\text{св}}$, тем хуже видны групповые огни. Определение значений яркости фона в зависимости от величины S_M и нахождение в связи с этим значений $E_{\text{св}}$ для групповых аэродромных огней является первоочередной задачей.

Главная геофизическая обсерватория и ГосНИИ ГВФ совместно приступают к изучению $E_{св}$ для групповых огней.

Определение $S_{пос(н)}$ при наличии достоверных значений $E_{св}$ для групповых огней будет производиться номографически, подобно номограммам рис. 1 *а* и *б*.

Интересующихся мы отсылаем к [1], где представлено несколько номограмм такого рода; впредь до уточнения $E_{св}$ для групповых огней они могут быть рекомендованы для целей посадки самолетов лишь как ориентировочные.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гаврилов В. А. Прозрачность атмосферы и видимость. Гидрометеоздат, Л., 1958.
2. Горышин В. И. Установка для измерения и регистрации прозрачности атмосферы. Тр. ГГО, вып. 100, 1960.

МОДЕРНИЗАЦИЯ ИЗМЕРИТЕЛЯ ВИДИМОСТИ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ИЗМЕРЕНИЯМ ПО МЕТОДУ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ЯРКОСТИ

Описывается модернизированный измеритель видимости, оптико-фотометрическая схема которого содержит узел, создающий в главной фокальной плоскости оптической системы изображение черной марки. В модернизированном приборе применена специально рассчитанная и приспособленная к методу относительной яркости оптическая система. Диапазон фокусировки изображений от 0,5 м до бесконечности позволяет использовать прибор для решения разнообразных задач в полевых и лабораторных условиях как по погашению контурной линии, так и по методу относительной яркости.

I

Разнообразные зрительные задачи, решаемые измерителями видимости [1], основывались до недавнего времени на единственном принципе наблюдения, заключающемся в приведении рассматриваемого объекта к пороговому восприятию с помощью вуалирующей яркости прибора. Такой прием наблюдения называется фотометрированием на погашение контурной линии объекта. Особенностью такого наблюдения является сравнительно высокая ошибка измерения, достигающая 15—20%, что в ряде случаев обесценивает наблюдения и служит тормозом для более широкого применения измерителей видимости.

Автором разработан новый вариант фотометрирования на гашение, названный методом относительной яркости и заключающийся в том, что с помощью вуалирующей яркости погашается не контурная линия наблюдаемого объекта, а черная марка, проектирующаяся на фоне наблюдаемого объекта. Как показывает теория метода относительной яркости, изложенная в [2], и как подтверждает практика измерений, таким приемом фотометрирования можно получить высокие, а в некоторых случаях и очень высокие точности измерений, оставляющие позади те точности, которые достигаются классической установкой «на равенство». Например, в диапазоне контрастов от 100 до 94% относительные ошибки измерений составляют соответственно 0,2—0,9% и повышаются до единиц процентов для контрастов от 70 до 93%.

Указанная точность измерений сохраняется при наблюдении объектов любой цветности, что открывает еще мало изученные возможности для применения метода относительной яркости для решения геофотометрических, светотехнических и психофизиологических задач.

Наблюдения по методу относительной яркости требуют модернизации оптико-фотометрической схемы измерителя видимости. Сущность этой модернизации заключается в том, чтобы тем или иным приемом создать в поле зрения прибора черную марку, которая под воздействием вуалирующей яркости могла бы в широких пределах менять свою «черноту».

II

Конструктивная и оптико-фотометрическая схема модернизированного измерителя видимости ГГО представлена на рис. 1.

Здесь *I*, *II* и *III* означают соответственно коллиматор, клиновой мостик и зрительную трубу.

Коллиматор предназначен для получения в поле зрения телескопа черной марки, его принципиальная схема предложена Л. Л. Дашкевичем. Коллиматор состоит из двух одинаковых объектов *1 а* и *1 б*, разнесенных друг от друга примерно на двойное фокусное расстояние. Объектив *1 а* с помощью резьбовой шайбы может передвигаться на несколько миллиметров вдоль оптической оси прибора, благодаря чему в фокальной плоскости зрительной трубы обеспечивается получение четких изображений объектов, удаленных от прибора от 0,5 м до бесконечности.

Объектив *1 б* укреплен в коллиматоре неподвижно, и в его фокальной плоскости помещается коллективная линза 2, состоящая из двух плоско-выпуклых линз, на одной из плоских поверхностей которых методом травления нанесена черная марка (\varnothing 0,06 мм). При наблюдении в окуляр 4 благодаря такой конструкции коллиматора в поле зрения измерителя видимости наблюдается как четкое изображение того или иного объекта на местности, так и одновременно четкое изображение марки, имеющей со стороны окуляра угловой диаметр в 30'. Небольшим поворотом или наклоном прибора марка совмещается с изображением объекта.

Между коллиматором и зрительной трубой располагается клиновой мостик *II* — фотометрический узел прибора, создающий на рассматриваемом изображении объекта и марки вуалирующую яркость, меняющуюся по величине в функции отсчетов по прибору.

Вуалирующая яркость в описываемом приборе, так же как и в более раннем измерителе видимости Главной геофизической обсерватории, создается путем раздвоения изображения наблюдаемого участка панорамы с помощью ахроматического оптического клина 3. В исходном положении, когда клин полностью перекрывает входной зрачок зрительной трубы, в поле зрения видно лишь одно изображение участка панорамы, включая выбранный объект с совмещенной на нем маркой. При выведении клина из пределов входного зрачка в поле зрения появляется второе идентичное изображение участка панорамы, образованное лучами, прошедшими через участок объектива зрительной трубы, не занятый клином.

Очевидно, что первое изображение будет смещено от второго на угловую величину, равную углу клина.

При вращении всего прибора относительно оптической оси первое изображение будет параллельно самому себе вращаться вокруг второго изображения, последовательно совмещаясь с тем или иным участком окружающего его фона. Соответствующий выбранный участок фона второго изображения и будет вуалирующей яркостью для объекта и марки первого изображения. Для осуществления такого вращения прибор крепится в хомутике. Освободив зажимный винт, прибор можно вращать вокруг оптической оси.

Относительные изменения яркостей первого и второго изображения, а стало быть и вариации значений вуалирующей яркости достигаются путем линейного перемещения оптического клина относительно входного зрачка зрительной трубы.

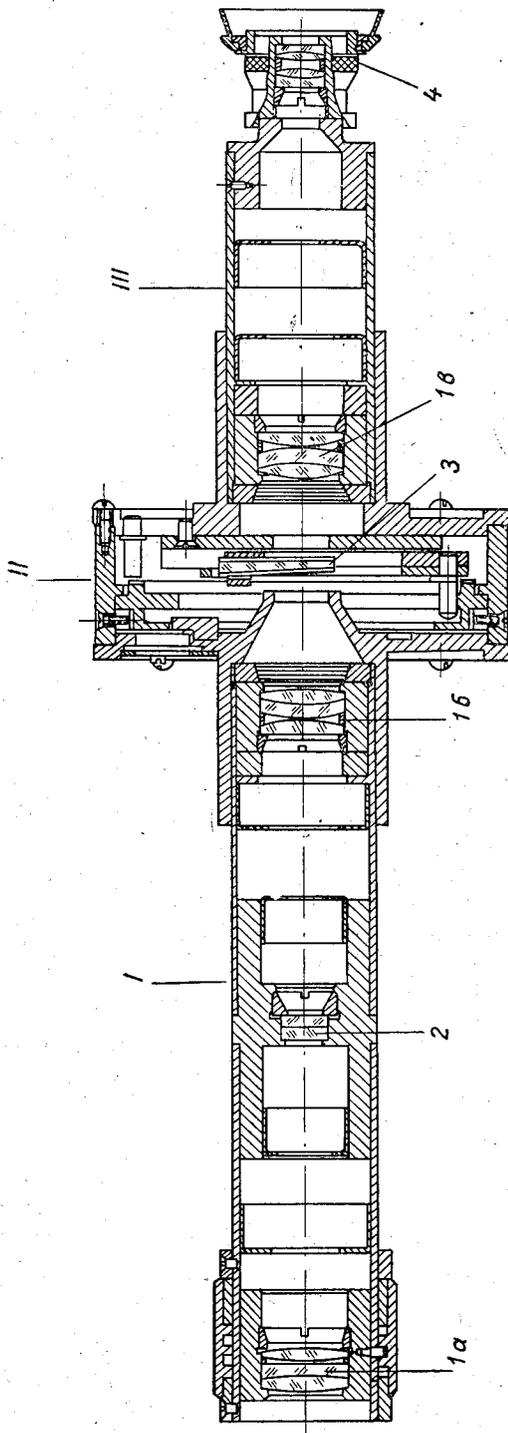


Рис. 1. Оптическая и механическая конструкция измерителя видимости ГГО.

Оно осуществляется с помощью кинематического механизма, обеспечивающего подачу клина на величину, равную диаметру входного зрачка зрительной трубы (13 мм). Перемещение клина на это расстояние сопровождается поворотом шкалы на 360° , что обеспечивает весьма плавное и равномерное возрастание вуалирующей яркости. Клин укреплен в салазках, которые пружинами поджимаются к торцу спирального лекала, с которым связан лимб и индекс для взятия отсчетов. Вращение кремальеры приводит в движение лекало и обеспечивает линейное перемещение клина относительно входного зрачка.

В другом патрубке клинового мостика укрепляется зрительная труба $7\times$ увеличения, состоящая из объектива I в (аналогичного объективам коллиматора) и короткофокусного окуляра от стандартного нивелира.

В поле зрения измерителя видимости наблюдается прямое изображение наблюдаемого объекта.

В целях максимального ослабления паразитической яркости диаметры стенок коллиматора и зрительной трубы сделаны примерно в 2,5 раза больше сечения идущего в приборе светового пучка. Последний, кроме того, ограни-

чивается шестью диафрагмами, расположение которых и диаметры видны на рис. 1.

Диафрагмы и внутренние стенки прибора зачернены. Выходной зрачок прибора равен 1,7 мм, что полностью устраняет возникновение фотометрического параллакса, весьма вредного для приборов с разделенным зрачком.

Прибор снабжается шарниром, а при наблюдении объектов с малыми угловыми размерами также и простейшим устройством, обеспечивающим микрометричную подачу прибора по азимуту и углу места.

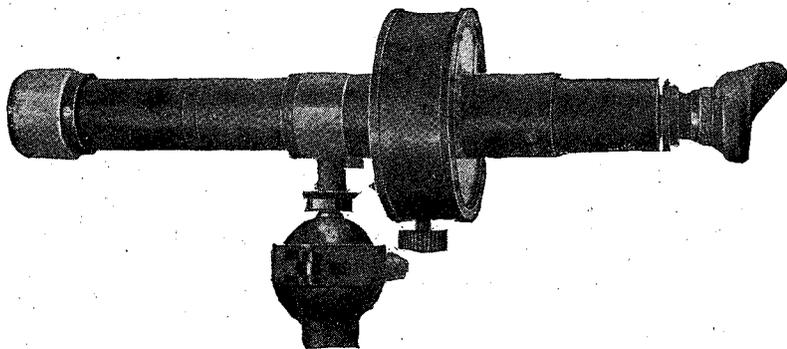


Рис. 2. Общий вид измерителя видимости ГГО образца 1961 г.

Широкий диапазон фокусировки (от 0,5 м до бесконечности) позволяет использовать описываемый прибор как в лабораторных, так и в полевых условиях для различных исследовательских и прикладных целей.

В 1961 г. была изготовлена небольшая опытная партия этих приборов; на рис. 2 представлена фотография одного из них.

В 1963 г. с помощью инженеров-конструкторов в конструкцию описываемого прибора внесены дальнейшие существенные улучшения, в результате которых модернизированный измеритель видимости ГГО стал портативным, малогабаритным прибором весом около 500 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дашкевич Л. Л. Применение измерителей видимости. Светотехника, № 1, 1957.
2. Гаврилов В. А. О возможности точных измерений с помощью измерителей видимости. Светотехника, № 5, 1960.

ПРИМЕНЕНИЕ ПРИНЦИПА ОБРАТНОГО СВЕТОРАССЕЯНИЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ И НЕГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ АТМОСФЕРЫ

В статье впервые изложено применение принципа обратного светорассеяния для измерения прозрачности атмосферы в произвольном направлении. Приводится теория метода, описание установки с теневыми зонами и первые результаты измерений.

§ 1. Постановка вопроса

Реализованные во многих странах, в том числе и в СССР, установки по объективному измерению и регистрации прозрачности атмосферы основаны на одном общем принципе, заключающемся в измерении ослабления светового пучка, прошедшего в атмосфере слой заданной длины (так называемый базисный метод).

Базисный метод требует наличия на местности двух удаленных друг от друга станций: а) источника света, б) приемника. Если регистрирующая установка основана на дифференциальной схеме, то и в этом случае на некотором расстоянии от установки необходимо разместить отражающую систему, возвращающую луч света назад к установке.

Базисный метод объективного измерения прозрачности атмосферы в настоящее время является единственным и на нем основаны различные конструктивные варианты регистраторов прозрачности, предназначенные для обеспечения посадки самолетов в аэропортах при ухудшенных метеорологических условиях.

Однако несмотря на широкое распространение, базисный метод с точки зрения современных запросов авиации имеет также крупные недостатки. Непременное наличие на местности двух станций допускает лишь измерение горизонтальной прозрачности атмосферы и лишь в одном азимуте. Правда, теоретически возможны измерения прозрачности атмосферы также и по разным азимутам и в различных наклонных направлениях, но при условии расстановки отражающих систем или проекторов по разным азимутам и на разных высотах над землей. Громоздкость и эксплуатационная сложность таких измерений настолько велики, что никто еще не пытался реализовать их практически.

Далее, как показывает эксплуатационный опыт, обе конечные станции установок должны стоять на таких фундаментальных опорах, которые исключали бы возможность малейших смещений одной станции от-

носителем другой. Если речь идет об измерениях атмосферной прозрачности в аэропортах в целях обеспечения посадки самолетов, то возникает необходимость ставить не одну, а несколько установок в различных точках основной и запасной взлетно-посадочных полос, так как в зависимости от силы и направления ветра место приземления самолетов меняется. Если учесть стационарный характер регистраторов прозрачности, то установка и эксплуатация нескольких регистраторов — весьма сложная задача для персонала АМСГ.

Развитие многоместной авиации и значительное усиление воздушного сообщения предъявляют новые серьезные требования к метеорологическому обеспечению авиации. Теперь все настойчивее выдвигается требование о создании подвижных установок, могущих измерять атмосферное помутнение не в одном, а в любом азимуте, не только в горизонтальном, но и в вертикальном и наклонном направлениях.

Очевидно, что на принципе измерения ослабления светового пучка с его неизменными двумя станциями ни одну из этих задач решить нельзя.

Для решения этих задач нами предлагается новый методический принцип, заключающийся в измерении интенсивности света, рассеянного атмосферой назад к источнику света, идея которого была высказана еще в 1951 г.¹

Измерение горизонтальной и негоризонтальной прозрачности методом обратного светорассеяния получает теперь все более широкое признание и распространение.

Идея измерения заключается в следующем.

Атмосфера освещается лучом прожектора. Взвешенные в воздухе аэрозольные частицы, а также молекулы атмосферных газов рассеивают световые лучи во все стороны, в том числе и обратно к прожектору.

При этом предполагается, что количество световой энергии, рассеянной назад к прожектору, пропорционально степени оптического помутнения атмосферы. Это предположение требует экспериментального подтверждения, и оно в настоящий момент получено. Схема измерения такова: параллельно оптической оси прожектора или под небольшим углом к ней устанавливается объективное (фотоэлектрическое) приемное устройство, превращающее дошедший обратно световой сигнал в электрический, измеряемый указующим или регистрирующим прибором.

Величины получаемых электрических сигналов градуируются в функции прозрачности однородной атмосферы, т. е. горизонтальной прозрачности.

При измерении негоризонтальной прозрачности будут получаться сигналы, отличающиеся при тех же самых условиях от сигналов по горизонтальному направлению. Однако в данной статье показывается, что для измерения негоризонтальной прозрачности принцип светорассеяния назад должен быть дополнен теневыми зонами, исключающими интенсивно светящиеся слои атмосферы, располагающиеся вблизи прожектора.

Сочетание метода светорассеяния назад с теневыми зонами позволяет осуществить измерение горизонтальной прозрачности по любому азимуту, а также измерение послойной прозрачности по любому негоризонтальному направлению.

¹ В. Ф. Белов и В. А. Гаврилов. Авторское свидетельство № 94145. Бюллетень изобретений, № 8, 1952 г.

В настоящей статье излагаются первые шаги в практической реализации метода обратного светорассеяния и теневых зон для измерения горизонтальной и негоризонтальной прозрачности атмосферы.

§ 2. Теория метода обратного светорассеяния

Рассчитаем яркость прожекторного луча на различных расстояниях от прожектора для случая однородного помутнения атмосферы. В расчетной практике прожектористов этот случай разработан достаточно хорошо, и в общих чертах мы будем придерживаться схемы этого расчета.

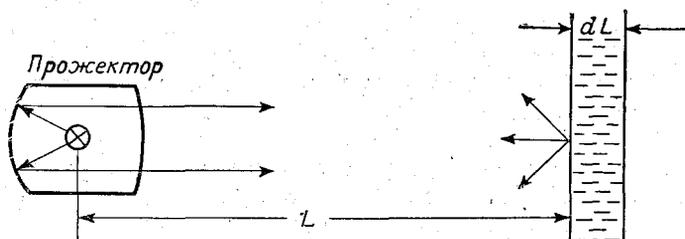


Рис. 1. Расчет яркости луча, рассеянного назад к прожектору.

Обратимся к рис. 1. Пусть прожектор посылает в однородно замутненной атмосфере пучок слабо расходящихся лучей. На расстоянии L от прожектора его лучи пройдут через элементарный слой dL . Вследствие рассеяния света слой dL может рассматриваться как элементарный источник света, имеющий по разным направлениям различную силу света. Степень этого различия определяется индикатрисой светорассеяния.

Для любого произвольного визирного направления, составляющего угол θ с направлением падающих лучей, сила света $dI(\theta)$ слоя dL будет равна

$$dI(\theta) = \alpha(\theta) EdL, \quad (1)$$

где E — освещенность слоя dL , создаваемая прожектором, $\alpha(\theta)$ — коэффициент или показатель рассеяния в данном направлении. Величина $\alpha(\theta)$ сокращенно называется показателем направленного рассеяния (пропускания, ослабления). Если аэроколлоидные частицы не поглощают световой энергии, т. е. не превращают ее в джоулево тепло, то показатель рассеяния и показатель ослабления являются идентичными. Водные аэроколлоидные частицы всех видов, являющиеся главными виновниками всех градаций атмосферного помутнения, принадлежат именно к таким аэроколлоидам.

В практике расчетов прожекторов принято полагать прожектор точечным источником света. Так как прожектор является в действительности источником света со слабой расходимостью светового пучка, то вышеуказанное допущение может рассматриваться как условное. Тем не менее его используют, во-первых, потому что оно сильно упрощает вычисления, а во-вторых, потому что отказ от этого предположения и замена его более строгим приводит к таким громоздким интегралам, взять которые возможно лишь на базе упрощающих предположений, смягчающих строгость первоначальной формулировки. Поэтому будем рассматривать прожектор в качестве точечного источника света. В этом случае к нему можно применить соотношение Аллара, согласно кото-

рому освещенность E элементарного слоя dL , создаваемая прожектором с учетом потерь света в слое L в направлении θ , будет равна

$$E = \frac{I_0}{L^2} e^{-\alpha L}, \quad (2)$$

где I_0 — сила света прожектора, α — показатель рассеяния в слое L , полагаемом однородно замутненным.

Подставляя (2) в (1), будем иметь для силы света элементарного слоя dL

$$dI(\theta) = \alpha(\theta) \frac{I_0}{L^2} e^{-\alpha L} dL.$$

В направлении назад к источнику света, т. е. при $\theta = 180^\circ$, элементарный слой dL создаст яркость «дымки» dB , которая опять с учетом потерь света на пути от dL к прожектору будет равна

$$dB = dI(\theta) e^{-\alpha L},$$

или, подставляя значение $dI(\theta)$ и заменяя $\alpha(\theta)$ на $\alpha(\theta_{180})$ показатель рассеяния при $\theta = 180^\circ$, получим

$$dB = \alpha(\theta_{180}) \frac{I_0}{L^2} e^{-2\alpha L} dL. \quad (3)$$

Из-за существования индикатрисы рассеяния, меняющейся от одного атмосферного помутнения к другому, величина $\alpha(\theta_{180})$ имеет при различных помутнениях разные значения.

Если бы нам были известны абсолютные значения $\alpha(\theta_{180})$ при различных помутнениях атмосферы (т. е. были бы известны абсолютные индикатрисы рассеяния), то вычисление значений dB , а также и градуировка соответствующей аппаратуры были бы сильно упрощены. Однако до настоящего времени почти никто не занимался изучением абсолютных индикатрис рассеяния, отдавая дань изучению относительных индикатрис. Поэтому достоверных абсолютных значений $\alpha(\theta_{180})$ при различных атмосферных помутнениях не имеется.

По этой причине при расчетах яркости прожекторного луча вместо абсолютной величины $\alpha(\theta)$ или $\alpha(\theta_{180})$ удобнее ввести так называемую относительную индикатрису рассеяния $\psi(\theta)$, представляющую собой отношение света, рассеянного под данным (телесным) углом $\alpha(\theta)$, к общему количеству α света, рассеянного по всем направлениям, т. е.

$$\psi(\theta) = \frac{\alpha(\theta)}{\alpha}.$$

Физически $\psi(\theta)$ показывает, какую долю от света, рассеянного по всем направлениям, составляет свет, рассеянный в направлении θ . Для интересующего нас случая можно написать

$$\psi(\theta_{180}) = \frac{\alpha(\theta_{180})}{\alpha}.$$

Величина α носит название полного или интегрального показателя рассеяния. Как показано в [3],

$$\alpha = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \overline{\alpha(\theta)} \sin \theta d\theta d\varphi = 2\pi \int_0^\pi \overline{\alpha(\theta)} \sin \theta d\theta, \quad (4)$$

где $\overline{\alpha(\theta)}$ — уравнение осредненной индикатрисы рассеяния для полидисперсной среды данного атмосферного помутнения.

Последнее выражение характеризует пространственное распределение потока рассеянной световой энергии, хотя достоверных аналитических выражений для $\alpha(\theta)$ применительно к полидисперсным средам до сих пор не имеется.

Введение вспомогательной функции $\psi(\theta)$, предложенное А. А. Гершуном, очень удобно для производства расчетов яркости прожекторной дымки по разным направлениям. Действительно, доля света $\alpha(\theta)$, рассеянного под произвольным углом θ , может быть определена как произведение

$$\alpha(\theta) = \psi(\theta) \alpha$$

или для нашего случая

$$\alpha(\theta_{180}) = \psi(\theta_{180}) \alpha. \quad (5)$$

Аналитическое определение α посредством интегрирования функции $\alpha(\theta)$ неосуществимо вследствие незнания вида последней для большинства градаций атмосферного помутнения.

Практически же величина α может быть легко определена из соотношения Кошмидера, устанавливающего однозначную зависимость между α и метеорологической дальностью видимости S_m ,

$$\alpha = \frac{3,5}{S_m}.$$

Что касается численных значений безразмерного параметра $\psi(\theta_{180})$, то для приближенного расчета можно воспользоваться данными Гершуна, согласно которым для высокой прозрачности атмосферы $\psi(\theta_{180}) = 0,05$, для низкой прозрачности атмосферы $\psi(\theta_{180}) = 0,03$, для релейской атмосферы $\psi(\theta_{180}) = 0,12$.

В этих данных не указывается, какими пределами помутнения атмосферы характеризуются высокие и низкие атмосферные прозрачности. В этом их недостаток.

Таким образом, в соответствии с (5) интересующая нас величина $\alpha(\theta_{180})$ определяется посредством введения вспомогательной функции $\psi(\theta_{180})$.

Подстановка (5) в (3) дает значение яркости элементарного слоя dL

$$dB = \psi(\theta_{180}) \alpha \frac{I_0}{L^2} e^{-2\alpha L} dL. \quad (6)$$

Укажем, что величины α , встречающиеся в (6) дважды, суть одни и те же величины, описываемые интегралами (4) или задаваемые численно по соотношению Кошмидера.

Интегрирование (6) по всем элементарным слоям, расположенным от прожектора на расстояниях от L_1 до L_2 , дает яркость прожекторной дымки в этом слое, обусловленной рассеянием света на взвешенных частицах (включая молекулы атмосферных газов);

$$B = \int_{L_1}^{L_2} \psi(\theta_{180}) \alpha \frac{I_0}{L^2} e^{-2\alpha L} dL. \quad (7)$$

В подынтегральной функции (7) мы имеем основание принять в качестве постоянных: 1) силу света прожектора I_0 ; 2) коэффициент или показатель рассеяния α для данного оптического состояния атмосферы. Функция $\psi(\theta_{180})$ для данного атмосферного помутнения также может рассматриваться как постоянная величина.

Тогда окончательно имеем

$$B = \psi(\theta_{180}) dI_0 \int_{L_1}^{L_2} \frac{e^{-2\alpha L}}{L^2} dL. \quad (8)$$

Таково значение яркости прожекторного луча от точки L_1 вблизи прожектора до более далекой L_2 , если смотреть на прожекторный луч сзади вдоль его оптической оси.

Интеграл в (8) известен под названием функции Гольда и аналитически не берется. Он может быть взят либо путем разложения в ряды, либо путем табулирования посредством специального приема, разработанного Гершуном.

§ 3. Интегрирование (8) посредством разложения в ряды

Интеграл в (8) может быть взят посредством следующего приема. Обозначим $a = -2\alpha$. Тогда интеграл в (8) приведет к виду

$$\int \frac{e^{ax}}{x^n} dx = \frac{1}{n-1} \left(-\frac{e^{ax}}{x^{n-1}} \right) + a \int \frac{e^{ax}}{x^{n-1}} dx.$$

Так как в нашем случае $n=2$, то последний интеграл приводится к интегралу типа

$$\int \frac{e^{ax}}{x} dx = \ln x + \frac{ax}{1 \cdot 1!} + \frac{(ax)^2}{2 \cdot 2!} + \frac{(ax)^3}{3 \cdot 3!} + \dots + \frac{(ax)^n}{n!}.$$

Таким образом искомый интеграл в (8) может быть решен следующим образом:

$$\int_{L_1}^{L_2} \frac{e^{-2\alpha L}}{L^2} dL = -\frac{e^{-2\alpha L}}{L} - 2\alpha \left[\ln L_1 - 2\alpha L_1 + \frac{(2\alpha L_1)^2}{2 \cdot 2!} - \frac{(2\alpha L_1)^3}{3 \cdot 3!} + \dots \right] - 2\alpha \left[\ln L_2 - 2\alpha L_2 + \frac{(2\alpha L_2)^2}{2 \cdot 2!} - \frac{(2\alpha L_2)^3}{3 \cdot 3!} \dots \right].$$

Интегрирование (8) посредством разложения в ряды приводит, как видим, к весьма громоздким выражениям. Однако расчетная практика прожектористов показывает, что полученное выражение не только громоздко, но и не дает необходимой точности результата, особенно при больших значениях $2\alpha L$.

§ 4. Интегрирование (8) методом табулирования

А. А. Гершуном разработан оригинальный и более совершенный путь вычисления интеграла (8) посредством преобразования последнего в интегралы более простого вида, поддающиеся табулированию.

Интеграл в (8) приводится к виду

$$\int_{L_1}^{L_2} \frac{e^{-2\alpha L}}{L^2} dL = 2\alpha \left\{ \int_{2\alpha L_1}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t^2} dt - \int_{2\alpha L_2}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t^2} dt \right\},$$

где $t = 2\alpha L$.

Таким образом, вместо (8) будем иметь

$$B = 2\psi(\theta_{180}) \alpha^2 I \left[\int_{2\alpha L_1}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t^2} dt - \int_{2\alpha L_2}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t^2} dt \right].$$

Каждый из интегралов, стоящих в квадратных скобках, выражается посредством вспомогательной функции

$$F(2\alpha L) = \int_{2\alpha L}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t^2} dt,$$

табулируемой следующим образом: $F(2\alpha L)$ интегрируется по частям

$$F(2\alpha L) = \int_{2\alpha L}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t^2} dt = \frac{e^{-2\alpha L}}{2\alpha L} - \int_{2\alpha L}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt.$$

На основании имеющихся таблиц величин $\frac{e^{-x}}{x}$ и таблиц интеграла $-\int_x^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt$ Гершуном и Цыплаковым вычислена таблица значений $F(x)$ при различных $x=2\alpha L$ (табл. 1).

Вне табулированной области при значениях $x < 0,01$ функция $F(x)$ вычислялась нами по формуле

$$F(2\alpha L) = \frac{1}{2\alpha L}.$$

Таблица 1

Таблица значений функций $F(2\alpha L)$ (по Гершуно и Цыплакову)

$2\alpha L$	$F(2\alpha L)$	$2\alpha L$	$F(2\alpha L)$	$2\alpha L$	$F(2\alpha L)$	$2\alpha L$	$F(2\alpha L)$	$2\alpha L$	$F(2\alpha L)$
0,00	∞	0,26	1,95	0,52	0,607	0,78	0,265	1,4	0,0600
0,01	95,0 ¹	0,27	1,84	0,53	0,586	0,79	0,258	1,5	0,0487
0,02	45,7	0,28	1,74	0,54	0,565	0,80	0,251	1,6	0,0399
0,03	29,4	0,29	1,65	0,55	0,546	0,81	0,244	1,7	0,0328
0,04	21,3	0,30	1,56	0,56	0,527	0,82	0,237	1,8	0,0271
0,05	16,6	0,31	1,48	0,57	0,509	0,83	0,231	1,9	0,0225
0,06	13,4	0,32	1,41	0,58	0,492	0,84	0,225	2,0	0,0188
0,07	11,2	0,33	1,34	0,59	0,476	0,85	0,219	2,1	0,0157
0,08	9,51	0,34	1,28	0,60	0,461	0,86	0,213	2,2	0,0132
0,09	8,24	0,35	1,22	0,61	0,446	0,87	0,207	2,3	0,0111
0,10	7,23	0,36	1,16	0,62	0,431	0,88	0,202	2,4	0,00936
0,11	6,41	0,37	1,11	0,63	0,417	0,89	0,197	2,5	0,00793
0,12	5,73	0,38	1,063	0,64	0,404	0,90	0,192	2,6	0,00672
0,13	5,17	0,39	1,017	0,65	0,391	0,91	0,187	2,7	0,00571
0,14	4,69	0,40	0,974	0,66	0,379	0,92	0,182	2,8	0,00486
0,15	4,27	0,41	0,933	0,67	0,368	0,93	0,177	2,9	0,00415
0,16	3,92	0,42	0,894	0,68	0,357	0,94	0,172	3,0	0,00356
0,17	3,61	0,43	0,858	0,69	0,346	0,95	0,168	3,1	0,00304
0,18	3,33	0,44	0,824	0,70	0,335	0,96	0,164	3,2	0,00261
0,19	3,09	0,45	0,792	0,71	0,325	0,97	0,160	3,3	0,00224
0,20	2,87	0,46	0,761	0,72	0,316	0,98	0,156	3,4	0,00192
0,21	2,68	0,47	0,732	0,73	0,307	0,99	0,152	3,5	0,00166
0,22	2,50	0,48	0,704	0,74	0,298	1,00	0,149	4,0	0,0008
0,23	2,34	0,49	0,678	0,75	0,290	1,1	0,117	5,0	0,0002
0,24	2,20	0,50	0,653	0,76	0,281	1,2	0,0926	5,5	0,0001
0,25	2,07	0,51	0,630	0,77	0,273	1,3	0,0741	6,0	0,00006

¹ Значения $F(2\alpha L)$ в промежутке значений $2\alpha L$ от 0,01 и менее (см. табл. 2).

На основании таблиц значений $F(2\alpha L)$ имеем вместо (8) выражение для яркости прожекторного столба, вычисленной по принципу светорассеяния назад в пределах от L_1 до L_2 для однородной атмосферы,

$$B_{L_2 - L_1} = 2\psi(\theta_{180}) \alpha^2 I [F(2\alpha L_1) - F(2\alpha L_2)], \quad (9)$$

причем функции, стоящие в квадратных скобках, определяются по табл. 1 по заданным значениям α и L при $L_1 < L_2$.

Разность этих функций и представляет собой численное значение интеграла в (8).

По формуле Кошмидера величина α выражается обычно в обратных километрах. Но, с другой стороны, яркость B принято выражать в стильбах. Если в выражении (9) яркость выразить в стильбах, то α нужно привести к обратным сантиметрам, равным 10^{-5} .

Таким образом, если в (9) $\alpha^2 = 10^{-10}$, то (9) примет вид

$$B_{L_2 - L_1} = 2\psi(\theta_{180}) \alpha^2 I [F(2\alpha L_1) - F(2\alpha L_2)] 10^{-10} \text{ сб}, \quad (10)$$

где L должно выражаться в км, а α в $\frac{1}{\text{км}}$.

Выражение (10) характеризует собой яркость оптически однородного столба воздуха, заключенного в слое от прожектора в пределах расстояний от L_1 до L_2 при освещении его лучом прожектора и визирования назад, т. е. под углом в 180° по отношению к исходящим из прожектора лучам. Значения $F(2\alpha L)$ находят по табл. 1.

Такова в общих чертах теория обратного светорассеяния.

§ 5. Эффективная расчетная глубина проникновения $L_{\text{эфф}}$ луча прожектора в однородную атмосферу при $\theta = 180^\circ$

Выражение (10) является основным для метода светорассеяния назад. Оно позволяет рассчитать относительную яркость столбов воздуха различной длины и тем самым решить принципиально важный вопрос об эффективной глубине $L_{\text{эфф}}$ проникновения луча прожектора в атмосферу при визировании луча под углом $\theta = 180^\circ$.

Под $L_{\text{эфф}}$ условимся понимать такую длину столба воздуха, освещенного прожектором, при которой при наблюдении сзади достигается состояние «насыщения» яркости и при дальнейшем удлинении слоя до бесконечности заметного прироста яркости не наблюдается.¹

Поскольку значение $L_{\text{эфф}}$ является величиной относительной, оно могло бы быть подсчитано весьма просто путем вычисления разности двух функций, стоящих в квадратных скобках (10). Но представляет интерес произвести расчет $L_{\text{эфф}}$ при приближенном учете постоянной $2\psi(\theta_{180}) \alpha^2 I_0$, что позволит сделать некоторые дополнительные замечания о возможностях метода.

Поскольку значение $\psi(\theta_{180})$ входит в (10) в качестве компонента постоянной, ее влияние на эффективную глубину проникновения не называется. Поэтому здесь нет необходимости усложнять расчет, вводя каждый раз точные значения $\psi(\theta_{180})$. Ограничимся пока следующими значениями этой функции, рекомендованными Гершуном:

¹ Для состояния «насыщения» яркости мы должны принимать количество рассеянного назад света за 100%, которое достигается на бесконечности. Однако практически состояние насыщения достигается не на бесконечности, а на конечных расстояниях, меняющихся в зависимости от прозрачности атмосферы и величины теневых зон. Для удобства дальнейших рассуждений мы принимаем условно в качестве $L_{\text{эфф}}$ такое расстояние, на котором яркое насыщение достигает 95% от 100% величины, достигаемой на бесконечности.

- 1) для релейской атмосферы ($S_m=347$ км) $\psi(\theta_{180})=0,12$,
- 2) для хорошей прозрачности ($S_m>10$ км) $\psi(\theta_{180})=0,05$,
- 3) для замутненной атмосферы ($S_m<10$ км) $\psi(\theta_{180})=0,03$.

S_m — это метеорологическая дальность видимости, ее величина для хорошей и замутненной атмосферы предлагается нами.

Положим также, что во всех случаях $L_1=1$ м, а L_2 меняется от 1 м до ∞ . Рассчитаем сначала $L_{эфф}$ для релейской атмосферы. Чтобы не загромождать изложение подробными вычислениями и таблицами, приведем здесь в качестве примера схему расчета.

Для релейской атмосферы по Ф. Линке $\alpha=0,0113$ или $\alpha^2=12,8 \cdot 10^{-5}=1,3 \cdot 10^{-4}$; далее, $\psi(\theta_{180})=0,12$. Сила света прожектора I_0 может быть в первом приближении принята как произведение яркости B_0 источника света на площадь S зеркала, т. е. $I_0=B_0S$.

Если в качестве источника света использовать, например, газосветную лампу СВДШ-500-2 с паспортной яркостью свечения плазмы (между электродами) в 20 ксб, а диаметр d зеркала положить равным 60 см, то будем иметь

$$I_0 = B_0 \frac{\pi d^2}{4} = 2 \cdot 10^4 \cdot \frac{3,14}{4} 60^2 = 5,4 \cdot 10^7 \text{ св.}$$

Таким образом, применительно к релейской атмосфере постоянная в (10) равна

$$2\psi(\theta_{180})\alpha^2 I_0 \cdot 10^{-10} \approx 2 \cdot 1,2 \cdot 10^{-1} \cdot 1,3 \cdot 10^{-4} \times \\ \times 5,4 \cdot 10^7 \cdot 10^{-10} = 1,7 \cdot 10^{-7} \text{ сб.}$$

Окончательно для релейской атмосферы имеем из (10)

$$B_{L_2-L_1} = 1,7 \cdot 10^{-7} [F(2\alpha L_1) - F(2\alpha L_2)] \text{ сб.}$$

Для определения значений функций, стоящих в квадратных скобках, составляется вспомогательная таблица (табл. 2).

Таблица 2

Значения $F(2\alpha L) \approx \frac{1}{2\alpha L}$ для релейской атмосферы ($\alpha=0,0113$ 1/км, $S_m=347$ км)

L км	$2\alpha L$	$F(2\alpha L)$	L км	$2\alpha L$	$F(2\alpha L)$
0,001	0,000226	44 000	0,200	0,00452	221
0,005	0,00113	8 800	0,220	0,00497	204
0,010	0,00226	4 425	0,240	0,00542	185
0,020	0,00452	2 300	0,260	0,00586	175
0,030	0,00675	1 475	0,300	0,00678	148
0,040	0,00904	1 106	0,400	0,00904	105
0,050	0,0113	885	0,500	0,01130	88
0,060	0,0136	735	0,600	0,01356	74
0,080	0,0180	555	0,700	0,0158	63
0,100	0,0226	442	0,800	0,0181	55
0,120	0,0271	370	1,000	0,0226	40
0,140	0,0316	316	1,200	0,0271	33
0,160	0,0362	276	1,400	0,0310	28
0,180	0,0407	245	1,600	0,0362	24

Применительно к релейской атмосфере получилась следующая таблица значений $L_{эфф}$:

Глубина эффективного проникновения луча в релейскую атмосферу ($S_m = 347$ км) при использовании метода обратного светорассеяния

Расстояние L от прожектора, м	Яркость слоя $B_{L_2-L_1} \cdot 10^{-3}$ сб	Процент яркости для данного слоя относительно бесконечности	Слой	Прослойная добавка яркости, сб	Процент
1—5	5,49	80,0	1—5	5,49	80
1—10	6,17	89,9	5—10	0,68	9,9
1—20	6,51	94,9	10—20	0,34	5,0
1—30	6,63	96,6	20—30	0,12	1,7
1—40	6,69	97,6	30—40	0,06	1,0
1—50	6,73	98,1	40—50	0,04	0,5
1—60	6,75	98,4	50—60	0,02	0,2
1— ∞	6,86	100,0	60— ∞	0,11	1,7

Из этой таблицы вытекает, что интенсивность светового потока, рассеянного назад к прожектору, быстро убывает по мере удаления от прожектора. Так, в слое 1—5 м от прожектора содержится 80% всей рассеянной назад световой энергии, а в слое 10 м уже 90%. Практически эффективная глубина проникновения луча в однородную релейскую атмосферу составляет всего два десятка метров.

Аналогичные таблицы составлены для значений $S_m = 20, 10, 5, 3, 1, 0,5$ км, для которых $\alpha = \frac{3,5}{S_m}$ соответственно равно 0,175, 0,350, 0,700, 1,167, 3,500, 7,000.

На основании этих таблиц прослежено возрастание яркости луча прожектора для $\theta = 180^\circ$ при данном атмосферном помутнении по мере увеличения расстояния от прожектора начиная с 1 м и дальше до ∞ через каждые 5—10 м.

Применительно к различным грациям помутнения реальной атмосферы величина $L_{эфф}$ становится еще меньше. Результаты указанных вычислений представлены в табл. 3а.

Таблица 3а

Эффективная глубина $L_{эфф}$		проникновения луча в однородно замутненную атмосферу при различных значениях S_m						Примечание
S_m км . . .	0,5 1,0 3	5	10	20	Релейская атмосфера	25		
$L_{эфф}$ м . . .	13 18 18	20	20	20	25	25	При яркостном насыщении, составляющем 95% полного насыщения	

Из табл. 3а вытекает, что светорассеяние назад обладает характерной особенностью, связанной с образованием ярко светящегося слоя воздуха вблизи прожектора. Практически эффективная глубина проникновения луча в однородную атмосферу, т. е. состояние «насыщения» яркости, лежит в пределах всего лишь полутора—трех десятков метров.

Таким образом, метод обратного светорассеяния в том виде, как он изложен выше, должен быть оценен как метод локальный и в принципе допускающий измерение лишь горизонтальной прозрачности атмосферы по всему реальному диапазону ее изменения.

Судя по [4] и [3], в США и Англии созданы действующие опытные установки как раз для этих целей. Однако построить методику измерений негоризонтальной прозрачности при эффективной глубине проникновения в 15—20 м, очевидно, безнадежно. Применить метод обратного

светорассеяния для измерения негоризонтальной прозрачности можно только в том случае, если каким-либо способом существенно увеличить глубину эффективного проникновения.

Существует ли такая возможность?

Такая возможность, и, по-видимому, единственная, существует. Она заключается в необходимости дополнения метода обратного светорассеяния теньевыми зонами, предлагаемыми авторами данной статьи.¹

Введение теньевых зон позволяет устранить интенсивное свечение слоев воздуха вблизи прожектора и получить сигнал от слоев атмосферы, удаленных от прожектора на десятки и сотни метров. Тем самым локальность метода обратного светорассеяния уничтожается и становятся возможными измерения горизонтальной и негоризонтальной прозрачности атмосферы.

§ 6. Увеличение эффективной глубины проникновения луча в атмосферу с помощью теньевых зон

Изложим кратко в чем заключается идея теньевых зон и какие новые измерительные возможности открываются с их помощью.

Представим себе для простоты, что приемное устройство размещено на оптической оси прожектора и впереди него на 5 м. В этом случае позади приемного устройства находилась бы 5-метровая светящаяся зона, содержащая более 80% всей световой энергии, рассеянной вдоль луча назад к прожектору. Эта зона была бы выключена и не участвовала бы в образовании сигнала. Тогда приемник при той же самой чувствительности был бы способен воспринимать сигналы от более далеких слоев атмосферы, где состояние «насыщения» яркости достиглось бы в слоях совершенно иной длины. Разумеется, сигнал при этом оказался бы значительно слабее, чем без выдвигания приемного устройства, но все же достаточным для его измерения.

Как показывают расчеты (сделанные по вышеприведенной схеме), эффективная расчетная глубина проникновения $L_{эфф}$ ² существенно увеличивается даже при 5-метровом удалении приемника от прожектора. Например, в тумане при $S_m = 0,5$ км $L_{эфф}$ вместо 13 м достигает уже 40 м, а в релейской атмосфере вместо 25 м становится равным 100 м. Принципиально приемное устройство может быть выдвинуто еще дальше от прожектора, еще дальше от зоны ярко светящегося столба атмосферы, что позволило бы измерять свет, рассеянный назад от слоев еще более далеких, чем в предыдущем случае. Расчеты показывают, что сравнительно незначительные выдвигания приемного устройства вперед по направлению луча прожектора дают быстрое нарастание эффективной глубины проникновения луча в атмосферу.

¹ В. Ф. Белов, В. А. Гаврилов и В. А. Ковалев. Авторское свидетельство № 142784 (зависимое от авт. свидет. № 94145). Бюллетень изобретений, № 22, 1961 г.

² В качестве практической глубины проникновения луча в атмосферу $L_{эфф}$ принимается такое расстояние от прожектора, где кривая зависимости яркостного насыщения из криволинейного участка переходит в асимптоту. Иначе говоря, сигнал от слоев, расположенных далее расстояния $L_{эфф}$ от прожектора, представляет собой величину малую по сравнению с суммарным сигналом.

Практически в качестве $L_{эфф}$ принимается такое расстояние от прожектора, на котором яркостное насыщение достигает примерно 90% общей яркости бесконечного слоя, изменяясь на несколько процентов в ту или иную сторону в зависимости от величины S_m .

Однако изложенный путь увеличения глубины эффективного проникновения наталкивается на возрастающие технические трудности крепления приемного устройства по мере его выдвижения вперед вдоль оптической оси прожектора.

Авторами разработано несколько схем исключения ярко светящихся слоев с помощью теневых зон. Например, зону яркого свечения вблизи прожектора можно затенить с помощью непрозрачных диафрагм того

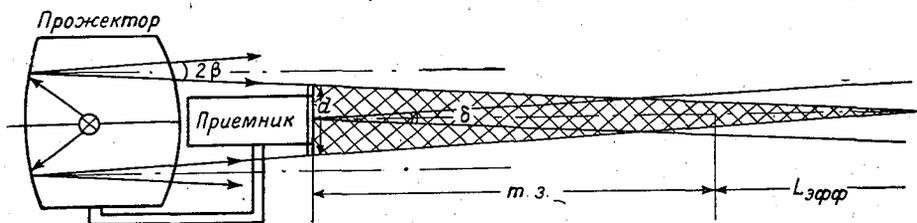


Рис. 2. Диафрагмирование прожекторного луча — один из вариантов образования теневых зон.

или иного диаметра, укрепляемых перед прожектором на его оптической оси. Если диафрагма круглая, то образуется хорошо заметный теневой конус с основанием у диафрагмы и с вершиной на оптической оси на некотором расстоянии от прожектора. При этом в зависимости от диаметра диафрагмы d , угла расходимости (излучения) лучей прожектора

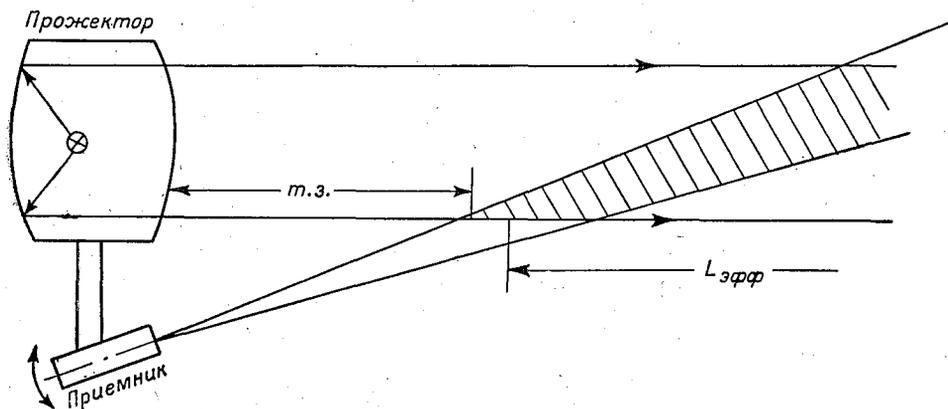


Рис. 3. Расположение приемника сбоку от прожектора (вид сверху) — другой вариант образования теневых зон.

2β и угла поля зрения приемника δ глубина теневой зоны может варьировать от нескольких метров до нескольких десятков метров. Принципиальная схема установки с такими теневыми зонами представлена на рис. 2. Однако затенение прожектора диафрагмами невыгодно вследствие ослабления его силы света. Более целесообразным является размещение приемника на кронштейне на некотором расстоянии сбоку от барабана прожектора под некоторыми вариациями углов к его оптической оси (рис. 3).

Можно также перемещать приемник параллельно самому себе в направлении, перпендикулярном к оптической оси прожектора, и так, чтобы визирное направление приемника было повернуто к оптической

оси прожектора на половинный угол его излучения. Во всех этих случаях визирная ось приемника входила бы в прожекторный луч на заданных расстояниях от прожектора, отключая ярко светящиеся слои без уменьшения силы света прожектора. Таковы возможные пути образования теневых зон. Приведем теперь результаты расчета эффективной глубины проникновения луча в зависимости от длины тевой зоны. Результаты расчета, проведенного по (10) и по указанной выше схеме, приведены в табл. 3.

Таблица 3

Значения $L_{эфф}$ (м) для различных S_M и различных тевых зон							
S_M км	Без тевых зон	Тевая зона, м					
		5	10	20	30	50	100
0,5	18	40	60	85	110	140	220
1,0	15	50	75	120	150	200	300
3,0	15	60	100	170	220	280	450
5,0	20	75	110	240	280	400	580
20,0	20	100	135	300	380	550	1200
Релеевская атмосфера	20	100	210	380	600	900	1500

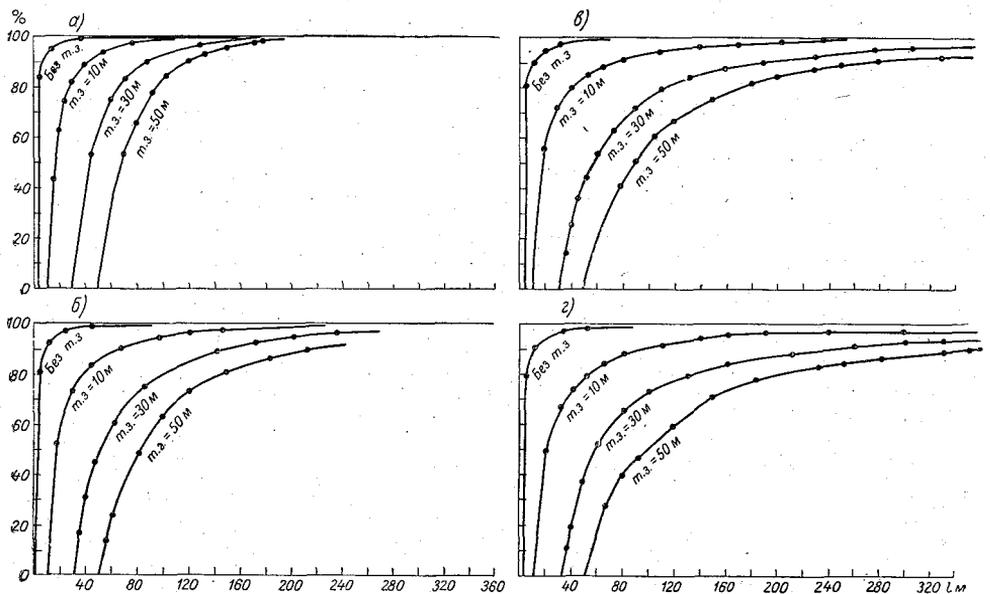


Рис. 4. Ход «насыщения» яркости прожекторного луча в зависимости от значения S_M и величин тевых зон.

$a - S_M = 0,5$ км, $б - S_M = 3$ км, $в - S_M = 5$ км, $г - S_M = 20$ км.

Эта таблица показывает, что введение тевых зон существенно расширяет $L_{эфф}$ и открывает реальные возможности измерения негоризонтальной прозрачности атмосферы.

Наглядное представление о роли тевых зон при данных значениях S_M , равных 0,5, 3, 5 и 20 км, дает рис. 4. По ординате отложены проценты яркостного насыщения, по абсциссе — расстояние от прожектора. Из

номограмм отчетливо видно, что по мере увеличения длины теневой зоны величина $L_{эфф}$ быстро растет, но затем рост ее замедляется. Эти номограммы являются исходными для определения практической величины $L_{эфф}$ согласно его определению, данному выше¹.

§ 7. Теория измерения негоризонтальной прозрачности методом обратного светорассеяния и вариаций $L_{эфф}$

Допустим, что мы располагаем установкой обратного светорассеяния, в которой благодаря различным теневым зонам можем использовать i вариаций $L_{эфф}$: $L_{эфф,1}$, $L_{эфф,2}$, ..., $L_{эфф,i}$.

Допустим далее, что для каждой теневой зоны с помощью тех или иных методов получены серии градуировочных сигналов при различных

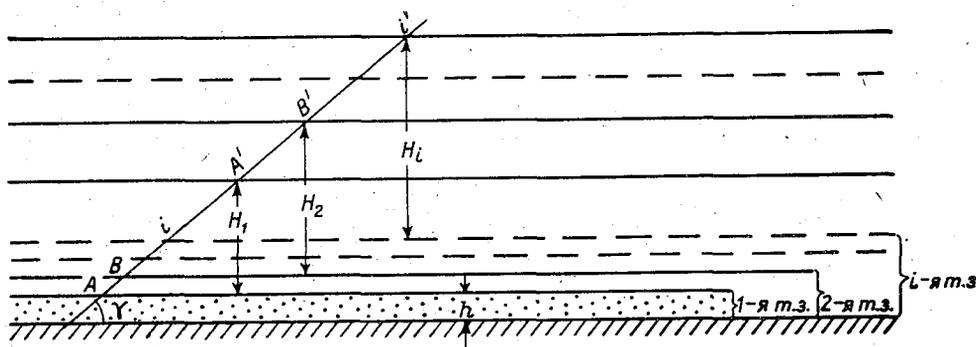


Рис. 5. Измерение негоризонтальной прозрачности атмосферы с помощью вариаций теневых зон и $L_{эфф}$

значениях S_m . Эти градуировочные данные на основании таблиц типа 3 позволяют определить конкретные значения $L_{эфф}$ для данной теневой зоны в функции величин S_m . Таким образом, для каждого конкретного значения S_m мы будем иметь столько различных величин $L_{эфф}$, сколько вариаций теневых зон имеется в нашем распоряжении.

На понятии о различных значениях глубины эффективного проникновения в атмосферу $L_{эфф}$ при разных теневых зонах и данной величине S_m основывается вся излагаемая дальше методика послойного зондажа прозрачности и последующего определения негоризонтальной прозрачности в любом наклонном направлении.

Из вышесказанного очевидно, что измерение негоризонтальной прозрачности должно начинаться с измерения горизонтальной прозрачности. Величина сигнала, получаемого по каждой теневой зоне (или даже только по одной выбранной теневой зоне), дает по градуировочной номограмме значение S_m , а по таблице типа 3 — величину $L_{эфф}$ по каждой теневой зоне. Эти данные являются исходными для измерения негоризонтальной прозрачности. Последняя может быть определена на основе следующей измерительной схемы.

Придаем прожекторному лучу угол γ (рис. 5). Пусть участок AA' этого луча есть $L_{эфф,1}$, полученное при введении первой теневой зоны. Очевидно, что получающийся при этом сигнал по имеющейся градуировочной номограмме будет характеризовать среднюю прозрачность на

¹ Из изложенного ясно вытекает произвольность утверждения (см. заключение в предисловии к настоящему сборнику), что при боковом размещении приемника получается якобы «схема прожекторного зондирования».

всем протяжении $L_{\text{эфф},1} = AA'$. Вертикальная толщина H_1 этого слоя равна

$$H_1 = L_{\text{эфф},1} \sin \gamma,$$

а средняя вертикальная прозрачность слоя H_1 (помня, что $\tau^L = e^{-\alpha L}$)

$$\tau^{H_1} = \tau^{L_{\text{эфф},1} \sin \gamma} = e^{-\alpha (\theta_{180}) L_{\text{эфф},1} \sin \gamma}. \quad (11)$$

От средней прозрачности слоя H_1 можно перейти к величинам S_m для этого слоя, пользуясь известным соотношением

$$S_m = \frac{3,5}{-\ln \tau}. \quad (12)$$

Тогда для среднего значения S_m в вертикальном направлении в слое H_1 получим

$$S_{m, \text{верт}} = \frac{3,5}{-\ln \tau^{H_1}} = \frac{3,5}{\alpha (\theta_{180}) L_{\text{эфф},1} \sin \gamma} \quad (12a)$$

и для среднего значения в горизонтальном направлении (для стандартной единичной километровой длины)

$$S_{m, \text{гориз}} = \frac{3,5}{(-\ln \tau)_{H_1}} = \frac{3,5}{[\alpha (\theta_{180})]_{H_1}}. \quad (12b)$$

Имея какое-либо одно значение $L_{\text{эфф}}$ и варьируя углы γ , можно было бы получать сколь угодно тонкие слои H . Однако и это представляется очевидным, наличие лишь одного значения $L_{\text{эфф}}$ сузило бы измерительные возможности метода.

Насколько выгоднее иметь i значений $L_{\text{эфф}}$, будет ясно видно из дальнейшего.

Введем теперь при том же угле наклона γ прожектора вторую теньевую зону, дающую $L_{\text{эфф},2}$, укладываемуюся в отрезок BB' , т. е. $L_{\text{эфф},2} = BB'$. По аналогии с предыдущим случаем можем написать для средней вертикальной прозрачности слоя H_2

$$\tau^{H_2} = \tau^{L_{\text{эфф},2} \sin \gamma} = e^{-\alpha (\theta_{180}) L_{\text{эфф},2} \sin \gamma}. \quad (13)$$

Как видно из рис. 5, $L_{\text{эфф},2}$, за исключением слоя $AB = h_1$, равного разности между 2-й и 1-й теньевыми зонами, полностью проходит путь, пройденный $L_{\text{эфф},1}$, и лишь на участке $A'B'$ проникает в новый слой.

Легко определить прозрачность этого слоя. Для этого напомним один из законов физической оптики, гласящий о том, что если имеются две среды, прозрачность одной из которых равна τ_1 , а другой τ_2 , то суммарная прозрачность $\tau_{\text{сумм}}$ обеих сред равна произведению прозрачностей каждого слоя, т. е.

$$\tau_{\text{сумм}} = \tau_1 \tau_2. \quad (14)$$

В разбираемом нами случае $\tau_{\text{сумм}}$ относится к τ^{H_2} и τ_1 к τ^{H_1} . Поскольку из (14) вытекает, что

$$\tau_2 = \frac{\tau_{\text{сумм}}}{\tau_1}, \quad (15)$$

то искомая средняя прозрачность слоя $\Delta H_1 = H_2 - (H_1 - h_1)$ определится по аналогии с (15)

$$\tau^{\Delta H_1} = \tau^{H_2 - (H_1 - h_1)} = \frac{\tau^{H_2}}{\tau^{(H_1 - h_1)}} = \frac{\tau^{L_{\text{эфф},2} \sin \gamma}}{\tau^{(L_{\text{эфф},1} - h_1) \sin \gamma}},$$

или

$$\tau^{\Delta H_1} = \tau^{(L_{\text{эфф},2} - L_{\text{эфф},1} + h_1) \sin \gamma} = e^{-\alpha (\theta_{180}) [(L_{\text{эфф},2} - L_{\text{эфф},1} + h_1) \sin \gamma]}. \quad (16)$$

Вводя последующие теневые зоны при том же угле наклона γ прожектора, аналогичным образом получим значения прозрачности слоев $\tau^{\Delta H_2}, \dots, \tau^{\Delta H_i}$.

В частности, для прозрачности слоя $\tau^{\Delta H_i}$ получим

$$\tau^{\Delta H_i} = \tau^{H_i - (H_i - 1 - h_i - 1)} = \tau^{[L_{эфф, i} - L_{эфф, (i-1)} + h_i - 1] \sin \gamma},$$

где h_{i-1} — разность соответственно между i и $(i-1)$ теневой зоной.

Общая суммарная вертикальная прозрачность всех пронзидированных слоев $\Delta H_1, \Delta H_2, \dots, \Delta H_i$ будет равна

$$\begin{aligned} \tau_{\text{сумм, верт}}^{H_i + \Delta H_1 + \Delta H_2 + \dots + \Delta H_i} &= \tau^{H_i} \tau^{[H_2 - (H_1 - h_1)]} \tau^{[H_3 - (H_2 - h_2)]} \times \dots \\ &\dots \times \tau^{[H_i - (H_{i-1} - h_{i-1})]} = \\ &= \tau^{\{L_{эфф, 1} + (L_{эфф, 2} - L_{эфф, 1} + h_1) + \dots + (L_{эфф, i} - L_{эфф, (i-1)} + h_{i-1})\} \sin \gamma} = \\ &= \exp \{ \alpha(\theta_{180}) [L_{эфф, 1} + (L_{эфф, 2} - L_{эфф, 1} + h_1) + \dots \\ &\dots + (L_{эфф, i} - L_{эфф, (i-1)} + h_{i-1})] \sin \gamma \}. \end{aligned} \quad (17)$$

Для перехода от послойной прозрачности (или суммарной вертикальной прозрачности) и наклонной прозрачности под углом β к горизонту достаточно все показательные функции в (17) умножить на $\text{cosec } \beta$.

Переход от прозрачности к видимости в вертикальном, наклонном и горизонтальном направлениях осуществляется (по 12), (12а), (12б).

Такова в общих чертах теория послойного зондажа и негоризонтальной прозрачности атмосферы.

Из изложенной теории вытекает, что чем более тонкие вариации теневых зон допускает установка, тем точнее производится измерение послойной прозрачности. Однако следует помнить, что каждая теневая зона требует своего градуировочного графика. Если теневых зон слишком много, то обработка данных осложняется.

§ 8. Применение теневых зон и вариаций $L_{эфф}$ для измерения высоты верхней границы однородного замутненного слоя атмосферы

Практика наблюдений с описываемыми ниже макетами установок обратного светорассеяния показала, что почти всегда существует некоторый тонкий приземный слой атмосферы с однородным помутнением. Это имеет место не только по отношению к приземным туманам, но также и к дымкам различной оптической плотности. С помощью вариаций $L_{эфф}$ оказывается чрезвычайно просто определить высоту верхней границы оптически однородного слоя. Поскольку этот случай со всех точек зрения интересен и важен, остановимся на теории и описании методики подобных измерений.

Обратимся к рис. 6. Пусть H представляет собой высоту приземного однородно замутненного слоя, которую надлежит определить.

Сначала при горизонтальном положении установки и при использовании одной-двух теневых зон определяем величину S_m (по величине полученных сигналов и градуировочной номограмме). Зная S_m , по таблице типа табл. 3 находим значение $L_{эфф}$ для каждой теневой зоны.

Затем, используя самую дальнюю теневую зону и зная для нее величину $L_{эфф, 1}$, медленно увеличиваем углы наклона прожектора, следя за показаниями указывающего прибора. Когда $L_{эфф, 1}$ частично выйдет за пределы слоя H , сигнал изменится, чему будет соответствовать угол наклона γ_1 .

Высота однородно замутненного слоя для данного значения $L_{эфф,1}$ будет равна (рис. 6)

$$H_1 = L_{эфф,1} \sin \gamma_1.$$

Затем используем другую (меньшую) теньевую зону с меньшим значением $L_{эфф,2}$ и продолжаем наклон прожектора.

Так же как и в предыдущем случае, останавливаем подъем прожектора, как только величина сигнала изменится. Аналогично получаем

$$H_2 = L_{эфф,2} \sin \gamma_2.$$

Процедуру повторяем для всех теньевых зон, имеющих в нашем распоряжении.

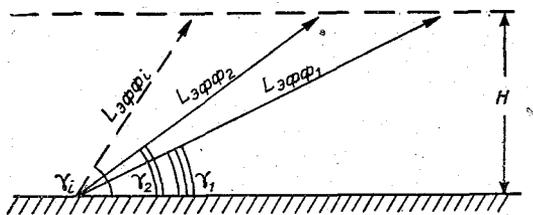


Рис. 6. Схема определения высоты однородно замутненного слоя атмосферы с помощью вариаций теньевых зон.

Наиболее достоверное значение H однородно замутненного слоя определится как среднее арифметическое из всех полученных значений H_i

$$H = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{i=n} H_i. \quad (18)$$

Такова одна из возможностей установки при использовании вариаций теньевых зон.

§ 9. Конструкция и схема установки

Установка для измерения прозрачности атмосферы в горизонтальном и негоризонтальном направлениях, предназначенная на данной стадии для работы в темное время суток, была реализована в двух вариантах макетов. В первом макете, изготовленном и испытанном в 1960—1961 гг., теньевые зоны были созданы специальными непрозрачными дисками, образующими теньевые конусы и расположенными перед приемным устройством (см. рис. 2). Во втором, более совершенном макете было выбрано расположение приемников сбоку, что обеспечило большие теньевые зоны без дополнительного затенения прожектора и ослабления его силы света. Этот вариант здесь и будет более подробно рассмотрен.

В фокусе 60 см прожектора устанавливалась ртутная лампа сверхвысокого давления (СВДШ-250-3) с паспортной яркостью 20 ксб, обеспечивающая модуляцию светового потока с двойной частотой сети ($f_0 = 100$ гц), что позволило применить простейший усилитель переменного тока и исключить влияние фона в сумеречное и темное время. В качестве фотоэлектрического индикатора был использован фотоэлектрический умножитель типа ФЭУ-22 с последующим усилителем пере-

менного тока. Наиболее важными требованиями для любой измерительной установки являются ее надежность и достоверность измерений данных. Схема должна быть построена таким образом, чтобы ошибки за счет изменения параметров самой установки (изменение чувствительности фотоумножителя, яркости источника света и т. д.) были исключены и не влияли бы на результат измерения.

Применение нулевого дифференциального метода измерения с двумя двигателями — модулирующим и исполнительным — в данном случае ввиду наличия целого ряда специфических особенностей оказалось бы очень сложным как в конструктивном, так и в схемном решении.

Авторы выбрали иной путь решения задачи. Как и в обычных дифференциальных схемах, на фотокатод фотоэлектрического приемника поступают два световых потока: измерительный, полученный за счет рассеяния светового потока от частиц аэрозоля, и контрольный в виде светового потока, поступающего непосредственно от того же источника света и не зависящего от измеряемого сигнала. Однако эти световые потоки не коммутируются поочередно, как это делается в нулевых схемах, а поступают на фотокатод одновременно. Чтобы в дальнейшем после прохождения усилительной схемы контрольный и измерительный сигналы могли бы быть разделены, контрольный световой поток предварительно подвергается дополнительной модуляции с помощью механического модулятора.

В разработанной схеме после разделения обоих сигналов контрольный сигнал автоматически регулирует уровень измерительного сигнала. Схема регулировки построена таким образом, что сигнал на выходе измерительной системы пропорционален частному от деления этих двух сигналов. При таком решении ошибки за счет параметров самой системы будут исключены. Сама схема деления достаточно проста и надежна и не требует обычного дополнительного реверсивного двигателя.

На рис. 7 изображена конструкция макета установки. К барабану прожектора жестко крепится штанга цилиндрической формы 3, на которой располагаются два фотоэлектрических приемника 1, поочередно переключающихся на измерительную схему. Каждый фотоэлектрический приемник снабжен оптической насадкой 2, угол поля зрения которой выбран равным $35'$, т. е. близким к углу расхождения прожекторного пучка ($40'$): Приемники ориентированы таким образом, что точка входа в прожекторный луч ближнего к прожектору приемника располагается на расстоянии 20 м от прожектора, а дальнего — на расстоянии 35 м от прожектора. Это обеспечивает для первого приемника теневую зону приблизительно 20 м, для второго — приблизительно 35 м.

Таким образом, измеряя поочередно сигнал от этих двух фотоумножителей и меняя углы подъема прожектора, можно осуществить проникновение в прожекторный луч на различную его глубину и под различными углами к земной поверхности.

Фотоэлектрические приемники (ФЭУ-22) вместе с делителями располагаются в металлических кожухах и имеют три степени свободы. Это дает возможность выбрать требуемое расстояние от барабана прожектора и осуществить точную юстировку системы на требуемую величину теневой зоны.

Величина максимально возможной теневой зоны определяется тем минимальным уровнем сигнала, который может быть уверенно измерен при наличии высокой прозрачности атмосферы.

Контрольный сигнал поступает на молочное стекло 8, укрепленное перед отверстием 7 в стенке барабана. Предварительно этот световой поток модулируется механическим модулятором. Модулятор 9 и 10

состоит из диска с 16 зубцами и моторчика, прикрепленного к барабану прожектора изнутри.

Модулированный световой поток поступает на отражающую стеклянную пластинку 6 и от нее на фотокатод фотоэлектрического приемника. Измерительный световой поток проходит через эту же пластинку практически без ослабления.

Отражающая стеклянная пластинка имеет все необходимые юстировочные степени свободы.

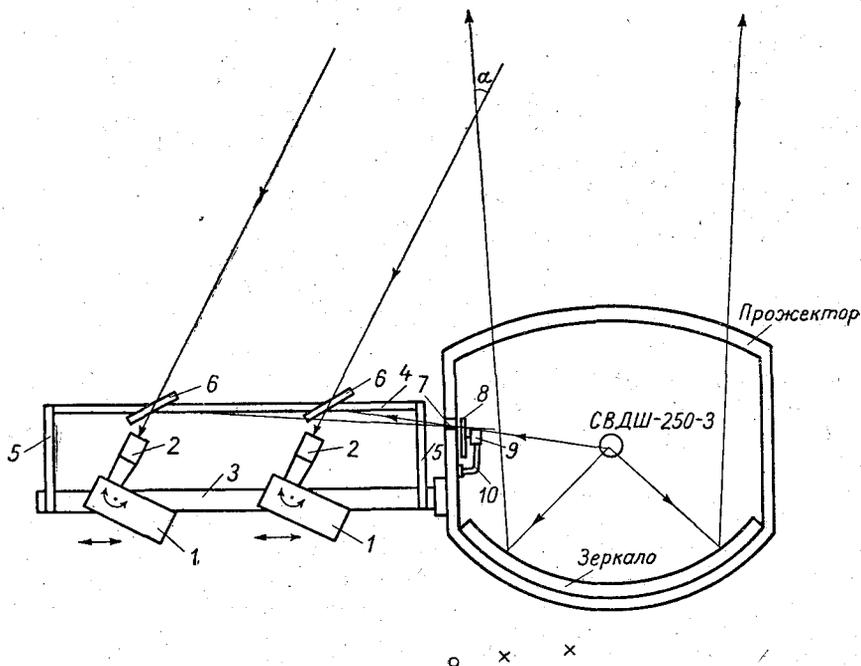


Рис. 7. Схема макета установки «Наклонный луч» 1962 г. с двумя теневыми зонами.

Цилиндрическая трубка 4, на которой укрепляется пластинка 6, жестко связана с основной штангой 3 при помощи уголковых кронштейнов 5. Однако наличие двух фотоумножителей и необходимость их переключения в процессе работы являются крупными недостатками данного макета. В случае когда требуется наличие нескольких теневых зон, задача еще более усложняется. В дальнейшем предполагается переход на работу с одним фотоэлектрическим приемником и вращающейся призмой по типу инфракрасных головок. Такое решение упростит систему, увеличит ее надежность, а также даст возможность плавного скольжения по лучу прожектора. В такой системе можно выбрать любое требуемое количество теневых зон.

Ниже рассматривается один из эскизных вариантов такой установки.

На неподвижной консоли или штанге, жестко закрепленной с барабаном прожектора (аналогично ранее рассмотренной конструкции), предполагается узел, состоящий из неподвижного фотоэлектрического приемника и вращающейся призмной головки (рис. 8 а, б).

Вращение призмы 1 осуществляется вокруг вертикальной оси OO на несколько градусов в выбранных фиксированных точках и таким образом, что происходит как бы скольжение вдоль луча прожектора.

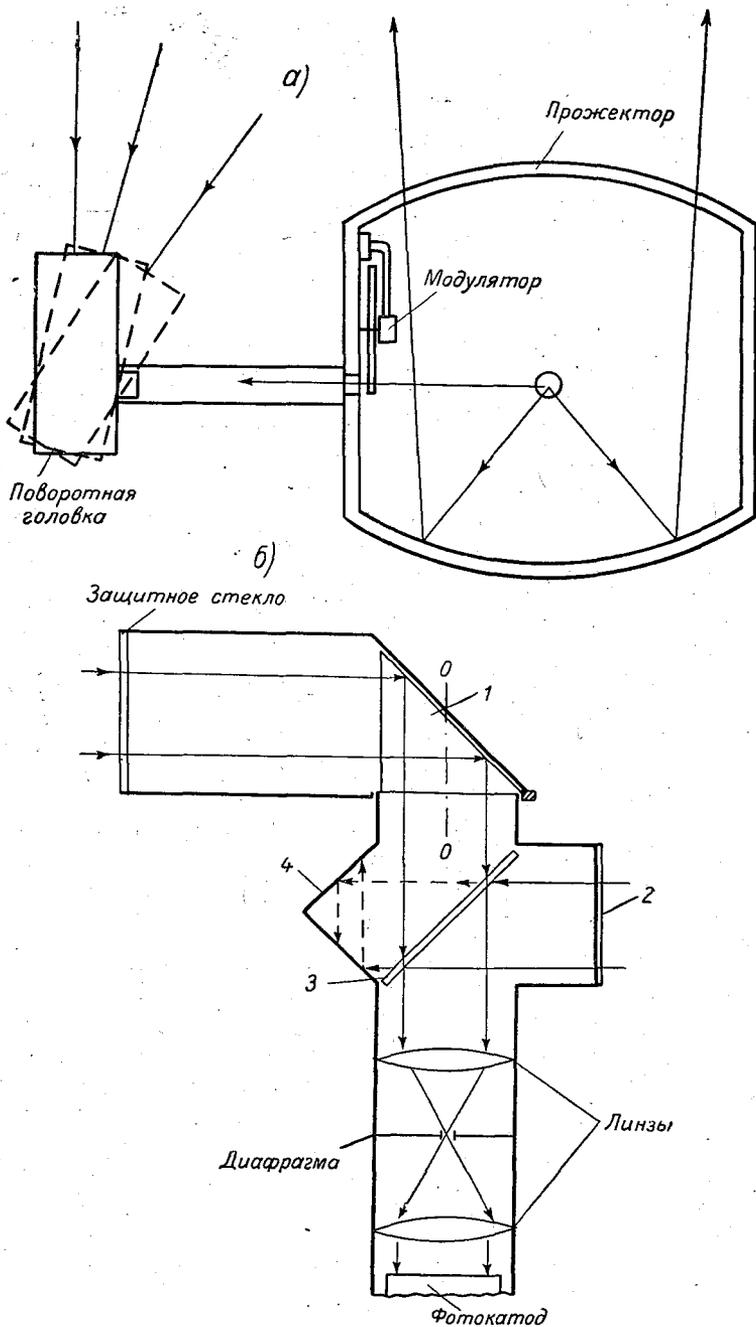


Рис. 8. Эскизный вариант установки «Наклонный луч» эксплуатационного типа с поворотной призмной головкой.
 а — общая схема установки, б — конструктивная схема оптической головки.

Фотокатод фотоэлектрического приемника располагается на оптической оси системы. При повороте призмы на некоторый заданный угол относительно оптической оси прожектора изображение светового пятна будет проектироваться на одну и ту же поверхность фотокатода. Контрольный сигнал через специальное окно с молочным стеклом 2 поступает на отражательную пластинку 3, находящуюся перед оптической системой фотоэлектрического приемника, и отразившись от нее — на фотокатод приемника. Часть контрольного светового потока, прошедшего отражательную пластинку, поступает на черный поглотитель 4.

Поворот призмной головки, а также вращение самого прожектора по заданным направлениям будет осуществляться автоматически с пульта управления.

Исполнители приступили к разработке такого образца установки эксплуатационного типа.

§ 10. Характер корреляции между интенсивностью обратного светорассеяния и прозрачностью атмосферы

Для окончательного суждения о возможности использования метода обратного светорассеяния для измерения прозрачности атмосферы необходимо выяснить характер корреляции между величиной измеряемого сигнала и прозрачностью атмосферы.

Очевидно, что если при одной и той же прозрачности атмосферы величина измеряемого сигнала будет меняться в широких пределах вне каких-либо закономерных связей, то принцип обратного светорассеяния окажется неприменимым не только для измерения негоризонтальной, но также и горизонтальной прозрачности.

Таким образом, выяснение характера корреляции между прозрачностью атмосферы и интенсивностью обратного светорассеяния является принципиально важным моментом.

Этот вопрос был исследован на обоих изготовленных макетах, и результаты в обоих случаях оказались полностью тождественными.

Характер корреляции отчетливо выявился в процессе градуировки обеих установок и последующего накопления экспериментальных данных по каждой.

Градуировка установок производилась относительно значений S_m , измеренных в горизонтальном направлении с помощью всех средств, имеющихся на Фотометрическом полигоне.

Результаты исследования представлены графически на рис. 9. По ординатам и абсциссам в логарифмическом масштабе отложена соответственно величина измеренного сигнала u_c и значение S_m в км. Как показывают графики, в такой системе координат между интенсивностью обратного светорассеяния и прозрачностью атмосферы существует четкая линейная зависимость. С отклонениями от средней прямой в пределах $\pm 25\%$ уложилось более 90% всех измеренных точек.

На графиках представлена лишь часть полученных данных, всего же по обеим установкам и по всем использованным теневым зонам имеется около 700 измеренных точек.

Весь имеющийся экспериментальный материал показывает, что не существует никаких незакономерных больших колебаний измеряемого сигнала при одном и том же атмосферном помутнении.

Этот важный результат находится в полном согласии с американскими данными, опубликованными в [2].

Такое совпадение данных не является случайным и, по-видимому,

можно утверждать, что линейная корреляция (в логарифмическом масштабе координат) между интенсивностью обратного светорассея-

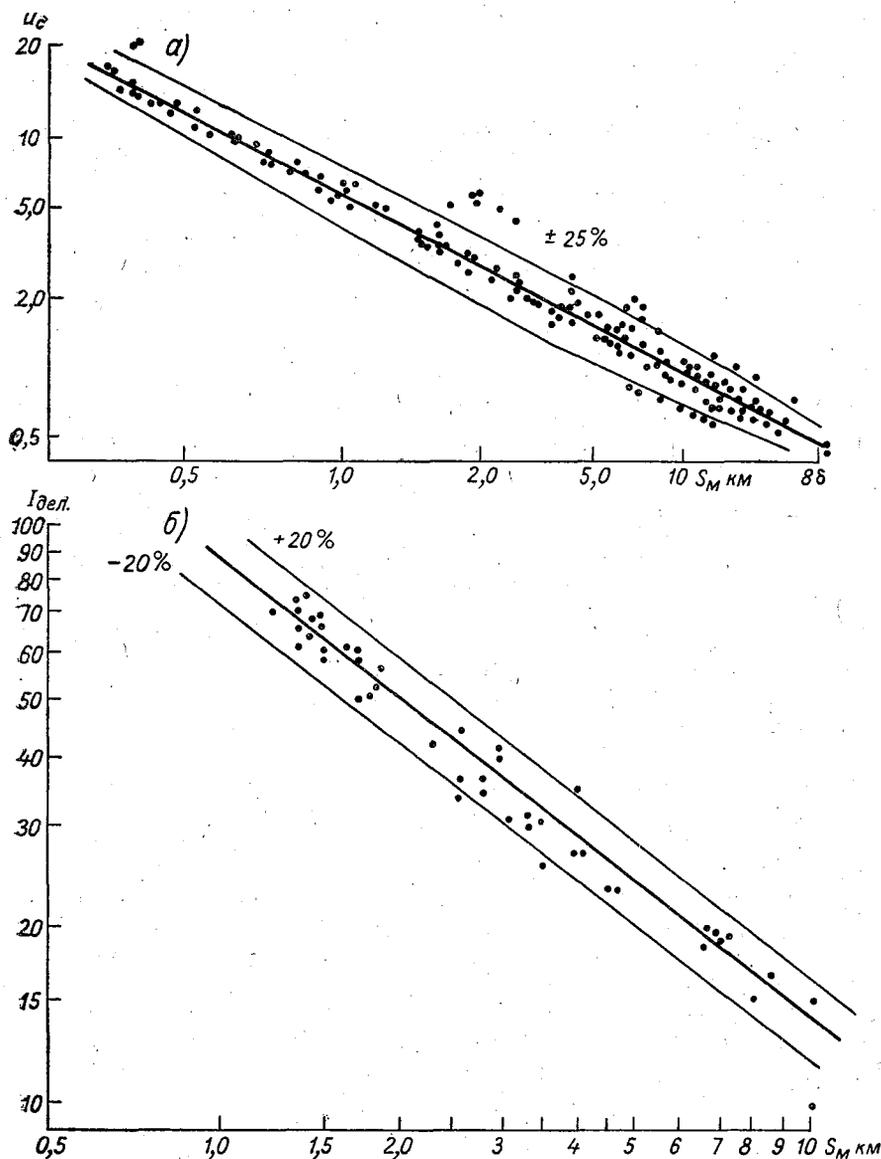


Рис. 9. Корреляция между интенсивностью обратного светорассеяния и метеорологической дальностью видимости.

а — на установке 1960 г. (теньевая зона 20 м), б — на установке 1962 г.

ния и прозрачностью атмосферы является общим свойством этого метода.

Изложенное находится в резком разногласии с результатами работы, проведенной на нефелометре с переменным углом визирования и опубликованной в [5]. На этом приборе, имеющем освещаемый объем воздуха всего около 5 см^3 , получилось, что при угле $\theta = 180^\circ$ интенсивность обратного светорассеяния претерпевает при данной прозрачности

атмосферы большой разброс, достигающий до 700—1000%. Причем этот разброс сохраняет свою величину как при малых, так и при больших прозрачностях. Поразительно, что ни одно из нескольких сот наших измерений и ни одно из 200 американских измерений не подтверждает данных работы [5].

Если только нефелометр с переменным углом и очень малым объемом не содержит дефектов конструктивного или технического порядка, то указанное разногласие проистекает, возможно, из-за различий в рассеивающих свойствах между микроскопически малым объемом, использованным в нефелометре, и большими объемами (десятки и даже сотни кубических метров), достигаемыми в установках обратного светорассеяния. Если это подтвердится в дальнейшем, то можно будет сделать вывод, что очень малые объемы характеризуют не рассеивающие свойства реальной атмосферы, а лишь рассеивающие свойства самих малых объемов.

§ 11. Экспериментальная проверка значений $L_{эфф}$

Проверка соответствия расчетного значения $L_{эфф}$ с его действительным экспериментальным значением является важным этапом в разработке метода. Такая проверка была бы легко осуществима, если в луче прожектора можно было бы создать «черную дыру» подходящих размеров.

Наилучшим материалом для подобных целей оказалось черное полированное марблитовое стекло, поставленное под углом 45° к падающим лучам. Однако исполнители не располагали таким количеством этого стекла, чтобы из него можно было бы изготовить большой черный экран. Фанерный щит, окрашенный черной матовой краской, оказался совершенно непригодным, так как в луче прожектора он давал яркое диффузное свечение.

Был построен щит 5×4 м из черного бархата. Но оказалось, что и он в луче прожектора довольно ярко светит. Все же с ним удалось проверить $L_{эфф}$ при видимости, не превосходящей 1,5 км. При больших значениях видимости яркость бархата значительно превосходит яркость прожекторной дымки, сигнал резко возрастает, измерения становятся невозможными.

При метеорологической видимости от 200 до 1500 м перекрывание луча прожектора бархатом приводит к резкому падению сигнала, которое затем уменьшается по мере отодвигания щита от прожектора.

Проверка $L_{эфф}$ заключалась в измерении процентного уменьшения сигнала при закрывании луча прожектора щитом относительно величины сигнала, даваемого «свободным», незакранированным лучом и принимаемого за 100% для бесконечно протяженного слоя. Это уменьшение сигнала, несмотря на недостатки бархата, давало для значений $S_m = 0,5$ и 1,2 км удовлетворительное согласие с теоретическим значением $L_{эфф}$. Однако при больших прозрачностях бархат отражает слишком много света и проверить значения $L_{эфф}$ в этих случаях экспериментально не удалось. Эту работу намечено продолжить в будущем с экраном из марблита.

§ 12. Измерение высоты верхней границы однородно замутненного приземного слоя

Одним из первых результатов, полученных при испытаниях построенных макетов, было обнаружение существования почти во всех случаях тонкого приземного слоя с однородным помутнением.

Существование такого слоя характеризуется тем, что при подъеме прожектора (с данной теневой зоной) до некоторой угловой высоты сигнал не меняется и лишь за пределами ее изменяется в ту или иную сторону.

Рассмотрим один из случаев зондажа, полученный на первом макете установки. Значение горизонтальной видимости по показанию регистратора М-37 составляло 2 км. Горизонтальная прозрачность, измеренная на макете по всем трем теневым зонам, лежала в пределах от 0,9 до 2,3 км (табл. 4). Этой горизонтальной прозрачности соответствовали указанные в таблице под каждой теневой зоной значения $L_{эфф}$. При подъеме прожектора до угловых высот, отмеченных для каждой теневой зоны фигурными скобками, сигнал не менялся или менялся незначительно, т. е. $L_{эфф}$ для данной теневой зоны находилось в достаточно однородном слое. Тогда для высоты H однородно замутненного слоя получаем:

а) для теневой зоны 20 м

$$H_1 = L_{эфф,1} \sin \gamma_1 = 100 \sin 45^\circ = 100 \cdot 0,71 = 71 \text{ м,}$$

б) для теневой зоны 30 м

$$H_2 = L_{эфф,2} \sin \gamma_2 = 140 \sin 20^\circ = 140 \cdot 0,34 = 48 \text{ м,}$$

в) для теневой зоны 40 м

$$H_3 = L_{эфф,3} \sin \gamma_3 = 200 \sin 20^\circ = 200 \cdot 0,34 = 68 \text{ м.}$$

Окончательно для наиболее достоверной высоты H верхней границы однородного помутнения имеем по (18)

$$H = \frac{H_1 + H_2 + H_3}{3} \approx 60 \text{ м.}$$

За пределами этого слоя прозрачность атмосферы, как видно из табл. 4, возрастает. Возрастание прозрачности с высотой за пределами слоя с однородным помутнением не является преобладающим случаем.

Таблица 4

S_m фактического, км	γ°	Теневая зона, м								
		20			30			40		
		сигнал u_c	S_m измеренное	$L_{эфф}$	сигнал u_c	S_m измеренное	$L_{эфф}$	сигнал u_c	S_m измеренное	$L_{эфф}$
2	0	3,6	1,9	100	2,1	2,3	140	1,6	2,2	200
	10	3,6	1,9		1,9	2,6		1,5	2,4	
	20	3,3	2,2		1,8	2,8		1,45	2,6	
	45	2,5	2,8		1,0	4,8		0,8	6,5	
	60	2,0	3,7		120	0,8		10,0	200	
	90	1,6	4,7	130	0,5	50	0,4	50		

Два таких случая представлены в табл. 5.

Средняя высота слоя с однородным помутнением составила в первом случае приблизительно 85 м, во втором приблизительно 30 м. С этих высот и выше прослеживается наличие слоя с большим помутнением. Наконец, были нередки случаи, когда помутнение атмосферы оказывалось однородным по высоте в пределах имеющих значений

$L_{эфф}$. Один из таких случаев приведен в табл. 6. Практически по всем трем теневым зонам сигнал не меняется до угла возвышения $\gamma=75^\circ$. Высоту H этого слоя легко подсчитать по выражению (18).

Таблица 5

S_m фактическое, км	γ°	Теневая зона, м								
		20			30			40		
		сигнал u_c	S_m измеренное	$L_{эфф}$	сигнал u_c	S_m измеренное	$L_{эфф}$	сигнал u_c	S_m измеренное	$L_{эфф}$
6	0	0,75	6,0	130	0,40	7,0	170	0,33	6,0	230
	10	0,69	6,7		0,39	7,0		0,31	6,9	
	20	0,77	6,0		0,48	5,0		0,33	6,0	
	30	0,88	4,6		0,48	5,0		0,40	4,6	
	45	1,15	3,5		0,67	3,6		0,50	3,5	
	60	1,35	3,0		0,69	3,4		0,59	2,8	
90	1,17	3,4	0,73	3,4	0,60	2,8				
5	0	1,9	4,0	130	1,1	4,7	170	0,9	4,6	230
	10	1,8	4,5		1,2	4,2		1,0	3,9	
	20	2,5	2,8		1,6	3,2		1,35	2,6	
	45	4,0	1,8		2,2	2,3		1,9	1,9	
	60	4,0	1,8		2,2	2,3		1,7	2,1	
	90	3,8	1,9		2,05	2,4		1,5	2,3	

Примечание. Таблица получена при такой дымке, когда звезд не было видно.

Таблица 6

S_m фактическое, км	γ°	Теневая зона, м								
		20			30			40		
		сигнал u_c	S_m измеренное	$L_{эфф}$	сигнал u_c	S_m измеренное	$L_{эфф}$	сигнал u_c	S_m измеренное	$L_{эфф}$
12—15	0	0,49	14	150	0,29	14	200	0,22	13	250
	10	0,49	14		0,29	14		0,22	13	
	20	0,50	12		0,28	15		0,22	13	
	30	0,51	12		0,29	14		0,23	13	
	45	0,51	12		0,30	13		0,23	13	
	60	0,53	11		0,29	14		0,22	13	
	75	0,49	14		0,27	20		0,20	23	
	90	0,44	20		0,23	30		0,17	40	
10	0	0,62	8,0	150	0,36	8,6	200	0,25	10,2	250
	10	0,59	8,9		0,39	7,6		0,26	9,5	
	20	0,62	8,0		0,37	8,0		0,25	10,2	
	30	0,62	8,0		0,36	8,6		0,25	10,2	
	45	0,62	8,0		0,35	9,0		0,24	11,0	
	60	0,59	8,9		0,34	10,0		0,23	11,9	
	75	0,57	9,8		0,29	15,0		0,20	23	
	90	0,54	10,0		0,26	23,0		0,19	39	

§ 13. Измерение негоризонтальной прозрачности

Наибольший интерес представляет возможность определения послойной прозрачности, а затем и негоризонтальной по любому направлению.

Покажем на примере данных, приведенных в табл. 4, и расчетов по формулам § 7, как это может быть произведено. Для этого случая выше было найдено, что в приземном слое до высоты порядка 60 м располагается однородно замутненный слой.

Ход изменения видимости по каждой теневой зоне позволяет получить послойный зондаж на основе несколько других рассуждений, чем это было изложено выше.

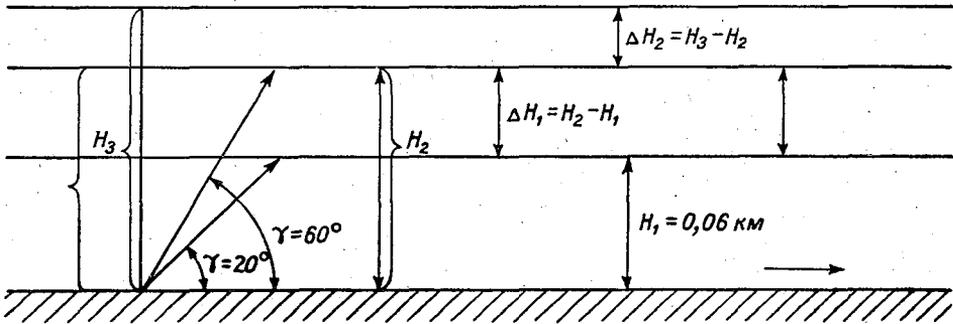


Рис. 10. Измерение послойной прозрачности атмосферы.

Для теневой зоны, равной 20 м, до $\gamma = 45^\circ$ сигнал практически не меняется. Для вертикального направления это дает слой толщиной 60 м со значением $S_m = 2$ км по всему слою. Следовательно, для этого однородного слоя, исходя из зависимости

$$\tau^H = e^{-\alpha H} = e^{-\frac{3,5}{S_m} H},$$

имеем:

а) для вертикальной прозрачности слоя $H_1 = 0,06$ км

$$\tau^{0,06} = e^{-\frac{3,5}{2} \cdot 0,06} = e^{-0,10},$$

а для вертикальной видимости в этом слое

$$-\ln \tau^{0,06} \cong 0,10 \text{ и } S_{m, \text{верт}} = \frac{3,5}{0,10} \cong 35 \text{ км,}$$

б) горизонтальная видимость в этом же слое для километровой единичной длины составляет

$$0,06 (-\ln \tau) = \frac{3,5}{2} 0,06 = 1,75 \text{ или } S_m = 2 \text{ км.}$$

Для теневой зоны 20 м при $\gamma = 60^\circ$ средняя видимость равна 3,7 км (см. табл. 4), $L_{\text{эфф}} = 120$ м. Эта видимость будет средней для слоя толщиной (рис. 10).

$$H_2 = L_{\text{эфф}} \sin 60^\circ = 120 \cdot 0,87 = 105 \text{ м.}$$

Средняя прозрачность в слое H_2 будет равна

$$\tau^{H_2} = e^{-\frac{3,5}{S_M} \cdot 0,11} = e^{-\frac{3,5}{3,7} \cdot 0,11} \equiv e^{-0,11}$$

Средняя прозрачность в слое $\Delta H_1 = H_2 - H_1 = 45$ м будет равна

$$\tau^{\Delta H_1} = \frac{\tau^{H_2}}{\tau^{H_1}} = \frac{e^{-\frac{3,5}{S_M} H_2}}{e^{-0,10}} = \frac{e^{-\frac{3,5}{3,7} \cdot 0,105}}{e^{-0,10}} \equiv e^{-0,01}$$

Вертикальная видимость в слое $\Delta H_1 = 45$ м равна

$$-\ln \tau^{0,04} = 0,01 \text{ или } S_{M, \text{верт}} = \frac{3,5}{0,01} = 350 \text{ км.}$$

Горизонтальная видимость в слое ΔH_1 равна

$$0,04(-\ln \tau) = 0,01, \quad -\ln \tau = 0,25,$$

или

$$S_{M, \text{гориз.}} = \frac{3,5}{0,25} \equiv 15 \text{ км.}$$

При угле подъема прожектора $\gamma = 90^\circ$ и при той же теневой зоне, равной 20 м, значение $S_M = 4,7$ км, что дает $L_{\text{эфф}} = 140$ м. Средняя высота слоя $H_3 = 140$ м. Высота слоя $\Delta H_2 = 140 - 105 = 35$ м.

Прозрачность слоя ΔH_2

$$\tau^{\Delta H_2} = \frac{\tau^{H_3}}{\tau^{H_2}} = e^{-\frac{3,5}{4,7} \cdot 0,14 + \frac{3,5}{3,7} \cdot 0,105} = e^{-0,105 + 0,100} = e^{0,005}$$

Вертикальная видимость в слое $\Delta H_2 = 0,035$ км будет равна

$$S_{M, \text{верт}} = \frac{3,5}{0,005} = 700 \text{ км.}$$

Горизонтальная видимость в слое ΔH_2 на километровую единичную длину

$$a = \frac{0,005}{0,035} = 0,14, \quad S_{M, \text{гориз.}} = \frac{3,5}{0,14} = 25 \text{ км.}$$

Так получается послойный зондаж с одной теневой зоной и с одним значением $L_{\text{эфф}}$.

Покажем на последнем примере, как можно получить послойный зондаж при наличии двух теневых зон.

В том же случае (см. табл. 4) для теневой зоны, равной 30 м, и $\gamma = 45^\circ$ среднее значение $S_M = 4,8$ км, чему соответствует $L_{\text{эфф}} = 170$ м (рис. 10).

Прозрачность слоя

$$\tau^{\Delta H'_1} = \tau^{(L_{\text{эфф}}, 2 - L_{\text{эфф}}, 1) \sin \gamma} = \tau^{(0,17 - 0,10) \sin 45^\circ} = \tau^{0,05},$$

или

$$\tau^{\Delta H'_1} = e^{\left(-\frac{3,5}{4,8} \cdot 0,17 + \frac{3,5}{2,8} \cdot 0,10\right) \sin 45^\circ},$$

или

$$\tau^{\Delta H'_1} = \tau^{0,05} = e^{-0,006}.$$

Вертикальная видимость в слое $\Delta H_1' = 50$ м

$$S_m = \frac{3,5}{0,006} = 600 \text{ км}$$

и горизонтальная для километровой длины

$$\alpha = \frac{0,006}{0,050} = 0,12 \text{ км}^{-1} \text{ и } S_{m, \text{гориз}} = \frac{3,5}{0,12} = 29 \text{ км.}$$

Сравнивая это значение S_m в слое $\Delta H_1'$ со значением $S_m = 15$ км в слое ΔH_1 , видим, что порядок величин сохраняется. Но следует признать, что для т. з. = 30 м значения получаются более точными, чем для т. з. = 20 м.

Из приведенных примеров видно, что предстоит еще большая работа по созданию быстрых и простых номографических приемов по обработке данных. Эта работа еще только начинается.

Изложенные примеры следует рассматривать только как иллюстрацию возможностей метода обратного светорассеяния.

Переход от послойной прозрачности к наклонной видимости в приведенном примере легко осуществить, пользуясь формулами (12 а, б). Этот переход настолько очевиден, что приводить его нет необходимости.

Выводы

Принцип обратного светорассеяния, дополненный теневыми зонами, позволяет следующее.

1. Прозрачность атмосферы (или S_m) может быть измерена по любому азимуту простым вращением прожектора. При этом с помощью системы теневых зон и соответствующих этим зонам вариаций $L_{\text{эфф}}$ может быть прослежена вкруговую однородность горизонтальной прозрачности атмосферы от нескольких десятков до нескольких сотен метров от прожектора.

2. Возможен послойный зондаж прозрачности атмосферы в пределах значений $L_{\text{эфф}, i}$ (0,3—0,5 км над землей).

3. Возможно определение суммарной вертикальной и наклонной прозрачности как среднее значение для данного $L_{\text{эфф}}$ или $L_{\text{эфф}} \sin \gamma$.

4. Возможно определение высоты приземного тумана или верхней границы слоя с однородным помутнением.

5. Как для прожектора, так и для приемника не требуется установка фундаментальных опор.

6. Ошибка измерения S_m лежит в пределах 25% по всему измеряемому диапазону: от туманов до высоких прозрачностей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гаврилов В. А. О нефелометрическом определении прозрачности атмосферы. Метеорология и гидрология, № 8, 1951.
2. Curcio and Knestrick. Correlation of atmospheric Trans. with Backscattering. J. O. S. A. № 10, 1958.
3. Norton M. N. Measurement of Atmospheric Transmissivity using Backscattered Light from a Pulsed Light Beam. J. O. S. A., № 6, 1961.
4. Automatical visibility meter. Electrical Supervisor N 7, 1957.
5. Бартенева О. Д. Исследование индикатрис рассеяния света в приземном слое атмосферы. Тр. 2-го междуведомственного совещания по актинометрии и атмосферной оптике. Гидрометеоздат, Л., 1961.

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НАКЛОННОЙ ВИДИМОСТИ ПРИ НИЗКИХ ОБЛАКАХ

Работа содержит основные результаты статистической обработки материала наблюдений за наклонной видимостью реальных объектов в условиях сплошной низкой облачности в светлое время суток холодного сезона 1955—1957 гг. Приведены статистические выводы о видимости под углом $2-3^\circ$ к горизонту на основании сопоставления одновременных наблюдений за горизонтальной и наклонной видимостью с уровнями 25, 50, 100 м при различных высотах низких облаков и горизонтальной видимости у земли (в существующих грациях), а также данные изменения уровня потери горизонта в связи с изменением дефицита точки росы.

1. Постановка задачи

До настоящего времени изучались в основном метеорологические явления, вызывающие ухудшение видимости лишь у земли в горизонтальном направлении.

В последние же годы в связи с повышенными требованиями к точности информации и прогноза дальности видимости появилась необходимость определения видимости под углом $2-3^\circ$ к горизонту с самолета, когда он находится на траектории спуска в нижней части глиссады снижения. Этот момент обычно соответствует пролету самолета над ближней приводной радиостанцией на высоте около 100 м, когда летчик, переходя к визуальному пилотированию с углом глиссады $\alpha \approx 2^\circ 40'$ ¹, должен увидеть под этим углом начало взлетно-посадочной полосы (ВПП) хотя бы на крайнем пороговом зрительном восприятии.

Таким образом, ставится вопрос об определении соотношения между наклонной видимостью, важной в то время, когда самолет находится на траектории спуска, и горизонтальной видимостью у земли, отвечающей моменту посадки самолета.

Этот вопрос является очень сложным и его решение затрудняется из-за отсутствия прежде всего фактических наблюдений за наклонной видимостью.

В этой области ведутся исследования главным образом в Главной геофизической обсерватории им. Воейкова [1, 2, 7, 11, 12]. Здесь развивается метод теоретического расчета различных оптических характеристик негоризонтальной видимости для случая высокой прозрачности ат-

¹ Это наиболее часто применяемая глиссада на большинстве аэродромов, где α — угол между направлением линии зрения и горизонтальной плоскостью.

мосферы при ясном небе или высокой облачности (выше 1000 м), а также разрабатывается проблема определения посадочной видимости в светлое время суток для случая безоблачного неба. При этом методика определения посадочной видимости основана на той предпосылке, что при малых углах планирования прозрачность атмосферы в наклонном направлении мало отличается от прозрачности в горизонтальном [2].

В основе указанных работ лежит теория фотометрических контрастов для однородной воздушной среды [10]. Считается, что «при хорошей горизонтальной прозрачности не бывает очень плохой вертикальной и обратно» [12].

За последние годы и в зарубежной литературе появился ряд статей, посвященных изучению метеорологических условий приземления самолетов [13, 14, 15].

Несмотря на большое количество работ как по исследованию оптических свойств воздуха, так и по измерению и расчету видимости, все же возможности прогноза посадочной видимости остаются весьма ограниченными. У синоптиков нет никаких «Указаний» не только по прогнозу, но прежде всего по диагнозу наклонной посадочной видимости, и до сих пор не видно путей практического решения этой проблемы, о важности которой указывается в проведенных в ГНИИ ГВФ исследованиях. Из этой работы следует, что пилоту при заходе на посадку в светлое время суток очень важно знать прежде всего дальность видимости ВПП, особенно при сложных метеорологических условиях, близких к минимальным для аэродрома, а не метеорологическую дальность горизонтальной видимости у поверхности земли.

Применяемые в настоящее время методы измерения дальности видимости и высоты нижней кромки облачности не всегда отражают условия, встречаемые пилотами при входе в глиссаду и при подходе на малой высоте к ВПП. Сложные метеорологические условия, затрудняющие приземление самолета, обычно создаются низкой слоистой облачностью и ухудшенной видимостью. Оба эти элемента тесно связаны друг с другом [3, 4, 6, 9]. Для этих элементов летной эксплуатацией установлены определенные минимумы. Но они, к сожалению, часто устанавливаются без достаточного научного обоснования, без связи друг с другом.

Обычно принято считать, что если пилот знает горизонтальную видимость у поверхности земли и высоту основания облаков, то он знает и высоту уровня обнаружения земли H^1 , допуская, что величина горизонтальной видимости существенно не меняется до самого основания облаков. При указанных допущениях наклонное расстояние, на которое пилот видит перед самолетом, должно быть равно горизонтальному, определяемому по горизонтальной видимости у поверхности земли. Поясним это примером. Пусть самолет идет на посадку под необходимым углом глиссады $\alpha \approx 2^\circ 40'$ к горизонту. В процессе посадки летчик должен знать:

а) начиная с какой высоты H он будет видеть достаточно хорошо землю (ВПП) под заданным углом глиссады α ;

б) на каком расстоянии s (по наклонной линии) после этого летчик будет видеть наземные объекты (ВПП) в каждый данный момент посадки. Допустим, в некоторый момент времени самолет находится под слоем низких облаков вблизи их основания — на высоте $H = 150$ м.

¹ H — высота, с которой летчик будет видеть землю, идя на посадку с углом глиссады $\alpha \approx 2^\circ 40'$, определяемым по $\sin \alpha \approx 0,05 \approx \frac{1}{20}$.

В этот момент горизонтальная видимость V у поверхности земли (по данным метеостанции) имеет значение около 3000 м. Слабый снег, дымка. Принимая $c=V$, летчик должен увидеть над указанным углом землю с уровня H , где

$$H = c \sin \alpha \approx \frac{1}{20} \cdot 3000 \approx 150 \text{ м.}$$

Но высота оснований облаков не обязательно является высотой обнаружения наземных объектов (ВПП). Имеется много факторов, влияющих на изменение видимости под слоем облаков, особенно под низкими облаками слоистых форм. Некоторые исследования по связи видимости с низкой облачностью производились автором еще на самом раннем этапе работы (1949—1950 гг.). Полученные величины о высотах низких слоистых облаков при соответствующем состоянии погоды у земли [4] отражают по существу «уровень потери горизонта»¹ и поэтому в известной мере характеризуют наклонную видимость. Однако эти исследования являются предварительными и они явно недостаточны. Представляется возможным несколько развить положения, изложенные в [3, 4, 8, 16].

В основу данного исследования положена идея о взаимосвязанности процессов формирования облаков нижнего яруса и изменения состояния подоблачного слоя воздуха, в частности его прозрачности. Конечной целью этой работы является получение некоторых критериев для прогноза тенденции наклонной видимости при некоторых определенных синоптических процессах, благоприятствующих формированию и рассеиванию слоистых облаков. В такой постановке этот вопрос решается впервые.

2. Методика наблюдений

Учитывая актуальность поставленной задачи, автором предпринята попытка комплексного анализа материала учащенного аэростатного зондирования в условиях низкой облачности с использованием специальных экспериментальных данных наблюдений за наклонной видимостью реальных объектов, проводившихся в светлое время в Центральной аэрологической обсерватории в г. Долгопрудном.

При выборе наземных объектов, визируемых с борта «привязника», было заранее учтено сравнительно равномерное (относительно стран света) размещение объектов — на небольших расстояниях до 2 км (не реже чем через 500 м друг от друга), далее через 2 км. При этом такие выбранные объекты, как служебные здания, жилые дома и различные сооружения, имели достаточно большие угловые размеры — не менее 1°.

Наблюдения содержали, кроме обычных аэрологических данных о температуре, влажности, направлении и скорости ветра, границах тумана и облаках, также дополнительные сведения, характеризующие наклонную видимость. К ним относятся: уровень потери горизонта, причины затуманивания визируемых объектов и углы обнаружения объектов у поверхности земли, определяемые по траектории на участке от места площади аэростата (с того или иного уровня H) до точки последнего хорошо различаемого ориентира, за которым объекты переставали быть видимыми.

¹ Под уровнем потери горизонта подразумевается самый нижний уровень видимости, соответствующий той высоте, с которой визируемый объект под интересующим углом 2—3° к горизонту перестает быть виден.

С целью получения данных, характеризующих наклонную видимость, к обычным приборам, установленным на привязном аэростате, был добавлен клинометр. С помощью этого прибора определялся угол α , т. е. угол между направлением линии зрения на наиболее удаленный объект, обнаруживаемый последним, и горизонтальной плоскостью (у поверхности земли). Измерение α производилось в четырех различных направлениях с помощью указателя движка, перемещающегося по шкале прибора.

Большую организационную помощь при выполнении этой работы оказали начальник лаборатории аэростатного зондирования Р. О. Тыдельская и старший инженер аэрометстанции ЦАО И. С. Скуратова, принимавшие непосредственное участие в разработке методики наблюдений за наклонной видимостью, а также бортаэрологи (Н. Т. Батова, И. М. Руднева и др.), которые вели подробные протокольные записи во время подъемов аэростата.

3. Использованный материал, его качество и методика обработки

Исследование базируется на экспериментальном материале, полученном при подъемах аэростата ЦАО. Как уже указывалось в предыдущем параграфе, с помощью клинометра бортаэрологом были определены углы между направлением на ближайшие объекты, которые переставали быть видимыми, и горизонтом. Затем путем решения тригонометрической задачи автором были рассчитаны соответствующие значения наклонной видимости для 2060 измерений, произведенных в светлое время суток с тех же стандартных площадок аэростата, с которых производились также и обычные аэрологические наблюдения за температурой, влажностью, ветром. Большая часть наблюдений (1320 из 2060) производилась при сплошной низкой облачности (ниже 300 м), сопровождающейся дымкой у земли и осадками в виде снежных зерен, слабого снега, ледяных игл, мороси или слабого дождя. Меньшая часть наблюдений (740 из 2060) производилась при неполной относительно высокой облачности (выше 300 м) и в безоблачные дни. Основные данные в светлое время суток и общая характеристика подъемов, проведенных в 1955—1957 гг., представлены в табл. 1. Наблюдения за горизонтальной видимостью у поверхности земли в период зондирования производились почти непрерывно.

Дополнительно использовались самолетные подъемы во Внуково, а также данные регистратора прозрачности атмосферы метеостанции Внуково за тот же период (1955—1957 гг.) и частично за 1958 г. (декабрь, март). Общий синоптический анализ процессов проводился по материалам Центрального института прогнозов. Поскольку данная работа имеет конечной целью установление некоторых критериев, которые могли бы служить прогностическими признаками тенденции изменения видимости с высотой в слое до 300 м (под низкими облаками), то в ее задачу входило и более детальное изучение синоптических условий и физический анализ их. В связи с этим, а также с целью выявления преобладающей роли отдельных факторов (адвективных и неадвективных), входящих в уравнение притока тепла, составлялись вспомогательные материалы: карты влажности, графики, диаграммы, вертикальные разрезы атмосферы и специальные карты четырех уровней: поверхности земли, 300, 600 и 1000 м. Карты четырех уровней составлялись с помощью приема, предложенного автором [5].

Основным предметом анализа изменений наклонной видимости, связанных с эволюцией облачности, являлся дефицит точки росы и

Таблица 1

Результаты наблюдений за наклонной видимостью

Даты серий	Число подъемов	Общее количество часов зондирования	Средняя высота подъема, м	Число случаев обнаружения объектов под различными углами к горизонту					
				1—3°	4—6°	7—10°	11—30°	более 30°	общее количество наблюдений
1955 г.									
3—5/II	6	15	550	7	29	25	17	68	146
9—12/II	8	22	600	66	24	20	46	30	186
14/II	2	6	800	15	8	4	—	—	27
16—17/II	4	12	450	6	7	2	—	—	15
19/II	2	6	550	9	7	—	4	—	20
23—26/II	8	24	600	19	19	17	2	4	61
28/II	2	6	300	2	2	—	—	—	4
1—5/III	10	35	550	13	6	—	—	—	19
7/III	2	8	800	11	2	6	33	—	52
Сумма	44	134	578	148	104	74	102	102	530
1956 г.									
6—7/I	8	46	680	98	69	41	35	25	268
12—13/I	8	48	820	77	50	55	97	21	300
9—11/III	12	72	860	70	50	32	27	16	195
24—25/XI	8	48	820	153	69	41	28	16	307
Сумма	36	216	795	398	238	169	187	78	1070
1957 г.									
30/1—1/II	8	48	760	87	60	59	37	42	285
26—27/II	8	48	860	26	44	42	30	33	175
Сумма	16	96	810	113	104	101	67	75	460
Сумма за 3 года	96	446	727	659	446	344	356	255	2060

изменение во времени его составляющих, т. е. изменений T и T_{α} в интересующем слое над данным пунктом.

В качестве основных причин рассматривались: адвекция, турбулентность (γ_v), радиационное охлаждение, состояние подстилающей поверхности.

Полученный экспериментальный материал в целом является вполне удовлетворительным. Однако он оказался не настолько полным, как было бы желательно. Отсутствовали некоторые дополнительные, но весьма важные виды наблюдений, например над водностью и микроструктурой облаков и тумана, что было вызвано техническими причинами. Качество наблюдений метеостанции Долгопрудного — ЦАО было несколько снижено отсутствием регистраторов прозрачности атмосферы. Однако, несмотря на указанные недостатки, ограничивающие возможности полного анализа процессов, собранный материал позволил более

широко подойти к рассмотрению вопроса о существовании подоблачного слоя ухудшенной видимости и связать его с физикой облакообразования.

Как известно [8, 16], летчики нередко встречают на высотах отдельные слои с резким ухудшением видимости. Это ухудшение видимости имеет вид дымки, образующейся под задерживающими слоями. Представляло интерес, однако, рассмотреть свойства самого нижнего приземного слоя воздуха, находящегося непосредственно под облаками. Последнее является весьма важным при выяснении вопроса о связи уровня потери горизонта со слоями инверсий температуры, которые характерны для низкой облачности. Такая постановка вопроса является, по-видимому, хорошим дополнением к анализу синоптических процессов. Она была использована и при анализе тех экспериментальных наблюдений за наклонной видимостью, на которых основана настоящая работа.

Видимость в слоях инверсий и под ними весьма существенно зависит от вертикального распределения значений точки росы и дефицита ее. Она обычно ухудшается при высокой относительной влажности (возрастание с высотой точки росы при уменьшении дефицита ее) и, наоборот, улучшается при большой сухости воздуха (убывание точки росы с высотой при увеличении дефицита ее) в соответствующих слоях. При этом в слоях формирования низких облаков и под ними видимость чаще всего ухудшается, а в слоях, где происходит рассеивание облачности, наоборот, улучшается.

При процессах рассеивающейся облачности и тумана наклонная видимость чаще всего приближается к горизонтальной видимости у земли и даже намного превосходит ее.

Указанное различие в состоянии видимости в слоях инверсий тесно связано как с условиями влагонасыщения, так и с особенностями стратификации нижнего слоя воздуха, обусловленными различными процессами.

Поскольку резкие процессы появления и рассеивания облаков нижнего яруса, как известно [5], тесно связаны со сменой знака адвективных изменений точки росы в направлении переноса, то этот признак может служить также общим признаком и резкого изменения прозрачности атмосферы, а стало быть и дальности видимости.

В связи с этим при анализе эволюции облачности и видимости большое значение приобретает правильное прослеживание траектории переноса воздушной массы и определение свойств воздуха, притекающего в интересующий нас район в нижних 300—600 м.

Трудно переоценить огромную роль адвекции теплого влажного воздуха в процессах возникновения слоистообразной облачности нижнего яруса. Но на возникновение слоистой облачности оказывает влияние также и неадвективное изменение температуры, и прежде всего та часть этого изменения, которая связана с радиационным охлаждением влажного слоя воздуха от подстилающей поверхности. На рис. 1 представлен случай эволюции слоистой облачности и связанное с нею изменение видимости у земли в районе Москвы (Долгопрудном) 9—11/III 1956 г. по 15 подъемам аэростата.

Можно видеть, что в нижнем полукилометровом слое воздуха происходила быстрая смена процесса от возникновения низких St в ночные часы до рассеяния их в дневные, что было обусловлено преобладающим влиянием радиации. Наблюдающееся ухудшение горизонтальной видимости у земли при увеличении амплитуды колебания нарастало со временем (кривая 3). Оно связано с общим и значительным понижением слоя St, эволюция которого (появление, рассеивание) происходила под низко расположенной инверсией, постепенно снижающейся до земли.

Возникновение их произошло в один и тот же период времени в ночь с 9 на 10/III при одних и тех же общих физических условиях, тесно связанных с радиационным теплообменом.

Последнее заставляет обратить особое внимание на происхождение инверсий, связанных с облаками. Приземные радиационные инверсии в литературе освещены достаточно полно. Однако инверсии, образующиеся на некоторой высоте от поверхности земли в слое формирования облачности, совершенно не изучены.

Указанное на рис. 1 распределение наклонной видимости под различными углами к горизонту перед появлением низкой слоистой облачности является весьма характерным. Быстрая смена процесса от рассеивания нижней облачности (вечером) до нового образования ее (в ночь с 9 на 10/III) обусловила неравномерное изменение по вертикали дальности наклонной видимости, а именно: в слое рассеивающейся облачности (300—600 м), существовавшей в предшествующие сутки, происходило значительное улучшение наклонной видимости, а в ниже лежащем слое, т. е. в слое формирования низких St, ухудшение ее.

Это хорошо видно из данных, представленных на рис. 1. Можно видеть, что в первый период наблюдений (15 час. 30 мин. 9/III) с уровней 300—400 м (вблизи нижней кромки ранее существовавшей облачности) наземные объекты обнаруживались лишь под большим углом 6—7° к горизонту, а в последующие 3 часа с этих уровней наземные объекты стали видны уже под малым углом 2—3° к горизонту и на расстоянии до 7—8 км. К этому времени основание облачности повысилось до 600 м. Но наряду с этим, как показывают данные, в нижних 100 м еще до появления низких St видимость ухудшалась примерно в три раза, а именно с 2857 до 955 м (с уровня 50 м) и с 1429 до 478 м (с уровня 25 м) при вполне удовлетворительной горизонтальной видимости у поверхности земли.

Обращает на себя внимание также поведение температуры и точки росы над слоем дымки (на уровне 300 м). Оно указывает на уменьшение дефицита точки росы незадолго до появления St (в ночь с 9 на 10/III) и, наоборот, на увеличение дефицита точки росы перед рассеиванием облачности в дневные часы (10/III). Большой дефицит точки росы сохраняется и в период возникновения тумана из St (в ночь с 10 на 11/III), верхняя граница которого вблизи рассматриваемого уровня отмечена приблизительно 300 м. Несколько ниже его воздух насыщен. Из слоя St выпадают слабые осадки: ледяные иглы, снежные зерна, а иногда слабый снег.

Возникновение St (тумана) произошло вследствие преобладающего радиационного охлаждения влажного слоя воздуха от земли до некоторого уровня при ослаблении скорости ветра в этом слое. Отсюда становится ясной огромная роль процессов приземного слоя воздуха в эволюции облачности и связанном с нею изменении видимости в нижних 300—600 м. Оказывается, что слоистая облачность может возникать при некоторых определенных условиях вследствие излучения.

Выше мы наметили лишь основные черты процесса, раскрывающего физические закономерности изменения видимости при формировании и рассеивании слоистых облаков.

Из анализа приведенных примеров хорошо видно, какие трудности представляет правильный диагноз вертикальной структуры подоблачного слоя даже при наличии данных зондирования атмосферы. Естественно, что еще большие трудности возникают при прогнозе посадочной видимости.

Так как никакими данными о величинах такой видимости синоптики

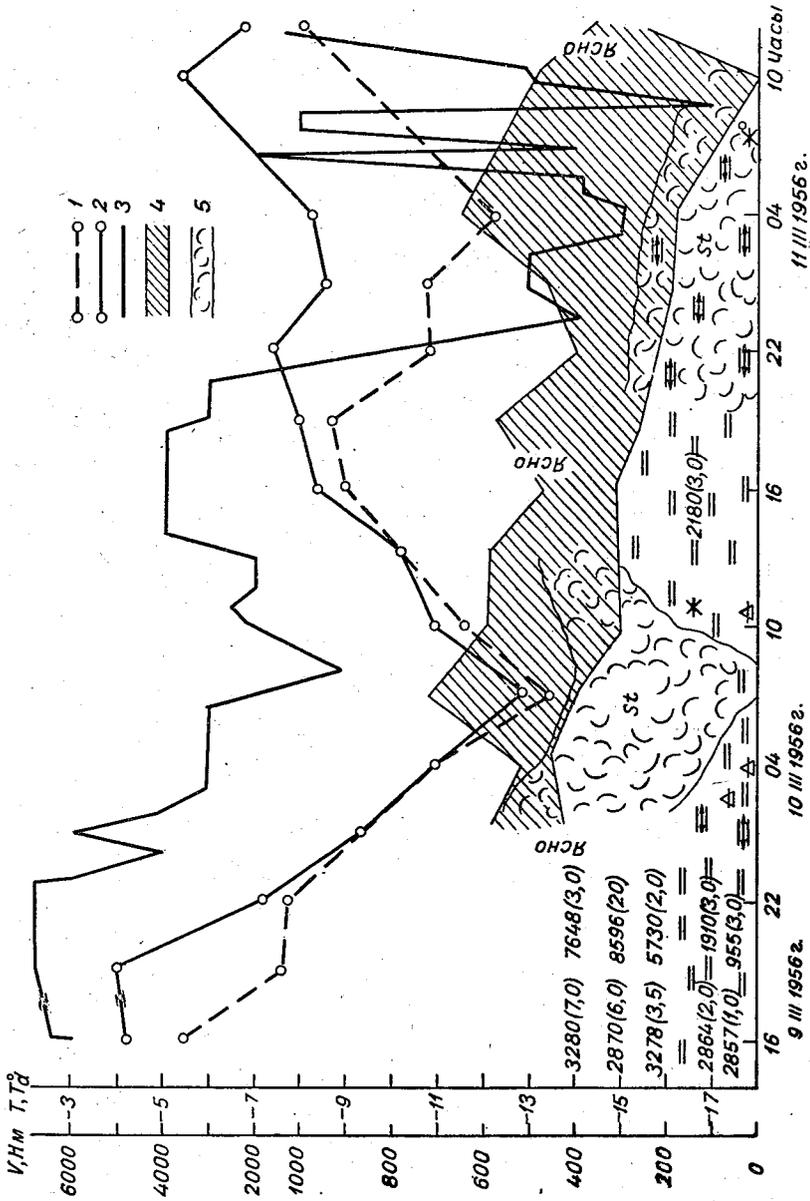


Рис. 1. Условия эволюции слоистой облачности и видимости в Москве (Долгопрудном) в период с 16 час. 9/III до 10 час. 11/III 1956 г.
 1, 2, 3 — соответственно ход температуры, точки росы на уровне 300 м и горизонтальной видимости у земли, 4 — границы инверсии, 5 — слой St.

пока не располагают, то, очевидно, этот вопрос должен решаться каким-то косвенным путем, например с помощью выяснения хотя бы приближенного соотношения между горизонтальной видимостью у земли и наклонной — посадочной видимостью под углом $2-3^\circ$ к горизонту.

Задачей настоящей работы, часть результатов которой публикуется в этом сборнике, и является попытка выяснения такого соотношения, которое в известной мере может быть учтено при диагнозе посадочной видимости в условиях сплошной низкой облачности, лимитирующей работу авиации в пунктах приземления самолетов.

4. Уровень обнаружения наземных объектов в зависимости от состояния облачности и величины горизонтальной видимости у земли

Чтобы выявить основные закономерности вертикального распределения видимости в подоблачном слое, была произведена статистическая обработка большого числа случаев одновременных наблюдений за наклонной и горизонтальной видимостью у земли в светлое время суток при различных высотах облаков нижнего яруса (ниже 600 м). При этом главное внимание было уделено анализу случаев видимости под малым углом ($2-3^\circ$) к горизонту, поскольку эти случаи в соответствии с поставленной задачей представляют наибольший практический интерес. Таких случаев в нашем материале оказалось 659 из 2060, причем преобладали в 64% низкие слоистые облака (ниже 300 м), сопровождающиеся дымкой у земли и осадками в виде снежных зерен, ледяных игл или мороси.

Данные табл. 2 дают общее представление о вероятности обнаружения наземных объектов в зависимости от величины горизонтальной видимости у земли. Из рассмотрения данных этой таблицы видно, что при горизонтальной видимости у земли менее 2 км обнаружение объектов менее вероятно, чем при горизонтальной видимости у земли более 2 км. Так, например, если облака очень низкие (ниже 100 м), то при горизонтальной видимости у земли в пределах 1000—2000 м наземные объекты обнаруживаются с уровня 25 м примерно в половине числа случаев, а при видимости у земли более 2 км в — 100% (верхняя часть табл. 2). Следует, однако, заметить, что такие случаи (облачность ниже 100 м, а горизонтальная видимость у земли более 2 км) в холодное полугодие над Европейской территорией СССР, как известно [4], встречаются редко, и в нашем материале они оказались лишь единичными (не более 10).

Наличие достаточно большого количества одновременных наблюдений (659) за горизонтальной и наклонной видимостью позволило произвести сопоставление высот различных уровней обнаружения и потери видимости горизонта в зависимости от примерного положения нижней кромки облачности и величины горизонтальной видимости у земли (в существующих градациях). Выявилось, что при горизонтальной видимости больше 2 км и высоте облаков меньше 100 м наклонная видимость ниже основания облаков составляет в среднем около 30% горизонтальной видимости у земли. При этом имеет место резкий разрыв в значениях дальности видимости при переходе от наземной к наклонной видимости даже в близлежащих к земле слоях.

Если облачность колеблется в пределах от 100 до 200 м, то верхний уровень обнаружения объектов под тем же углом $2-3^\circ$ к горизонту соответственно повышается и составляет в среднем около 50% горизонтальной видимости у земли, причем чем выше облачность и выше уровни наблюдения, тем наклонная видимость лучше.

При облаках с основанием порядка 200—300 м уровень обнаружения объектов повышается до 100 м и даже несколько больше. В этих случаях

Вероятность обнаружения реальных объектов (под углом 2—3° к горизонту) с различных уровней наблюдений в зависимости от величины горизонтальной видимости у земли при различных высотах низкой облачности

Облачность, м		Уровни наблюдений, м											
		25		50		100		150		200		300	
		N	n	N	n	N	n	N	n	N	n	N	n
Ниже 100	Горизонтальная видимость у земли, м												
	Менее 500	49	2 (4)	56	4 (7)	40	0	40	0	32	0	24	0
	500—1000	19	9 (47)	20	4 (20)	12	0	24	0	32	0	28	0
	1000—2000	16	9 (56)	24	9 (38)	23	0	35	0	28	0	12	0
	2000—4000	6	6 (100)	4	4 (100)	—	—	—	—	4	0	30	0
более 4000	4	4 (100)	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
Сумма	94	30 (32)	104	21 (20)	75	0	99	0	96	0	94	0	
100— 200	1000—2000	24	21 (88)	12	5 (42)	9	0	4	0	12	0	12	0
	2000—4000	27	25 (93)	36	26 (72)	28	14 (50)	28	2 (7)	24	1 (4)	20	0
	Сумма	51	46 (90)	48	31 (65)	37	14 (38)	32	2 (6)	36	1 (3)	32	0
200— 300	1000—2000	4	3 (75)	11	6 (55)	8	2 (25)	16	0	4	0	8	0
	2000—4000	44	42 (95)	37	37 (100)	43	43 (100)	35	15 (43)	48	12 (25)	32	1 (3)
	более 4000	—	—	—	—	—	—	—	—	8	6 (75)	16	6 (38)
	Сумма	48	45 (94)	48	43 (90)	51	45 (88)	51	15 (29)	60	18 (30)	56	7 (12)

Примечание. N — количество наблюдений, n — число случаев обнаружения объектов, в скобках даны значения вероятностей в процентах.

наклонная видимость (при $\alpha=2-3^\circ$) приближается к горизонтальной видимости у земли. Таким образом, выявляется определенная связь между изменением дальности видимости по вертикали и высотой слоистых облаков, что в свою очередь подтверждает и несколько расширяет представление о существовании подоблачного слоя ухудшенной видимости.

Как известно [6], самый нижний уровень основания слоистой облачности соответствует той высоте, на которой наблюдатель, летящий на самолете, теряет видимость горизонта. Но, как показывает анализ нашего материала, при выходе из слоистой облачности видимость горизонта появляется не сразу, а лишь несколько спустя. Это зависит как от высоты нижней кромки облачности, так и от величины горизонтальной видимости у земли и генетического состояния облачности. В слоях, где происходит разрушение облачности, видимость улучшается, а в слоях формирования облаков, наоборот, ухудшается. При этом чем ниже облака, тем уровень обнаружения наземных объектов ниже, и он находится на расстоянии, равном в среднем половине высоты основания облаков.

Слой ухудшенной видимости под низкими облаками прослеживается довольно четко лишь для облаков типа St высотой до 150—200 м. Ухудшение наклонной видимости под слоистыми облаками связано главным образом с подоблачной дымкой, что объясняется особенностями структуры нижней кромки облаков. В связи с этим представляет значительный интерес более подробное рассмотрение вопроса о соотношении горизонтальной и наклонной видимости под слоем низких облаков.

5. Соотношение между горизонтальной и наклонной видимостью при низких облаках

В какой мере сравнимы значения наклонной видимости с горизонтальной видимостью у земли? Результаты наших сравнений $V_{\text{накл}}$ и $V_{\text{гор}}$ для случаев низкой облачности (0—300 м) представлены в табл. 3. Они показывают, что чаще всего (в 65% случаев) видимость в наклонном направлении хуже, чем в горизонтальном направлении у земли, особенно в нижних 100 м. Как следует из данных этой таблицы, все случаи ухудшенной наклонной видимости ($V_{\text{накл}} < V_{\text{гор}}$) приходятся на самые нижние уровни — до высоты 100 м. Такое ухудшение наклонной видимости связано главным образом с подоблачной дымкой, представляющей, как известно [6], наиболее мелкокапельную нижнюю часть основания слоистой облачности. Кроме этого, осадки или снижение более плотной части нижней кромки облачности, состоящей из более крупных капель, могут также значительно сократить дальность наклонной видимости по сравнению с горизонтальной видимостью у земли.

Последнее положение подтверждается рис. 2, который дает представление о крайних пределах возможного отклонения величины наклонной видимости от горизонтальной у земли под слоем низких облаков. На этом рисунке по вертикали отложены значения наклонной видимости (при $\alpha=2-3^\circ$) для случаев с осадками (кружки) и без осадков, но с дымкой (треугольники), а по горизонтали — соответствующие данные одновременных наблюдений за горизонтальной видимостью у земли.

Сравнение этих данных показывает, что при значительном ухудшении горизонтальной видимости у земли — до 1000 м (при осадках) наклонная видимость падает до 200 м, а при сравнительно небольшом ухудшении горизонтальной видимости у земли — до 3000 м (при дымке) наклонная видимость при наличии низкой облачности также существенно

Таблица 3

Число случаев обнаружения объектов при сравнении наклонной $V_{\text{накл}}$ и горизонтальной $V_{\text{гор}}$ видимости у земли

Соотношение между $V_{\text{накл}}$ и $V_{\text{гор}}$	Высота облачности, м			Общее число случаев	Процент
	ниже 100	100—200	200—300		
$V_{\text{накл}} > V_{\text{гор}}$	1 (0)	2 (1)	29 (9)	32	10
$V_{\text{накл}} = V_{\text{гор}}$	7 (2)	16 (5)	59 (18)	82	25
$V_{\text{накл}} < V_{\text{гор}}$	43 (14)	76 (24)	85 (27)	204	65
Сумма	51 (16)	94 (30)	175 (54)	318	100

Соотношение между $V_{\text{накл}}$ и $V_{\text{гор}}$	Уровни наблюдений, м						Общее число случаев	Процент
	25	50	100	150	200	300		
$V_{\text{накл}} > V_{\text{гор}}$	7 (2)	2 (1)	4 (1)	8 (2)	9 (3)	2 (1)	32	10
$V_{\text{накл}} = V_{\text{гор}}$	10 (3)	15 (4)	33 (10)	9 (3)	10 (3)	5 (2)	82	25
$V_{\text{накл}} < V_{\text{гор}}$	104 (33)	78 (25)	22 (7)				204	65
Сумма	121 (38)	95 (30)	59 (18)	17 (5)	19 (6)	7 (3)	318	100

Примечание. В скобках дано число случаев обнаружения в процентах.

ухудшается — до величины порядка 800—500 м. Отсюда следует вывод, что наклонная видимость под слоем низких облаков (ниже 200 м) при некоторых условиях может быть в 4—5 раз хуже горизонтальной видимости у земли. Самая плохая (менее 1000 м) наклонная видимость наблюдается при низких St (не выше 100 м) даже при сравнительно удовлетворительной горизонтальной видимости у земли в 2—3 км. Чем выше облачность, тем наклонная видимость лучше при тех же значениях горизонтальной видимости у земли.

В табл. 4—5 представлены результаты подсчетов вероятностей различных соотношений между горизонтальной видимостью у земли и наклонной видимостью (под углом 2—3° к горизонту) при различных высотах слоистых облаков. При этом подсчеты произведены отдельно для уровней в 50 и 100 м. С этой целью для каждой комбинации значений горизонтальной видимости у земли и высоты нижней кромки низких облаков выбирались соответствующие значения наклонной видимости, определяемой с того или иного уровня наблюдений под углом 2—3° к горизонту, а затем подсчитывалась вероятность различных значений наклонной видимости (на различных наклонных расстояниях) в данной комбинации.

Рассматривая различные градации наклонной видимости в нижних ста метрах (табл. 4—5), легко выявить, что при плохой горизонтальной видимости у земли (менее 2 км) значения наклонной видимости не превышают 1500 м, причем на уровне 50 м, а также и 25 м они колеблются чаще всего в пределах 500—1000 м и реже менее 500 м.

Таблица 4

Соотношение между горизонтальной видимостью у земли и наклонной видимостью с уровня 50 м (под углом 2—3°)

$H_{\text{обл}}$ м	Горизонтальная видимость у земли, м	Наклонная видимость (м) с уровня 50 м							сумма	
		менее 500	500— 1000	1000— 1500	1500— 2000	2000— 4000	более 4000	N	n	
		n	n	n	n	n	n			
Ниже 100	Менее 500	—	2 (3,5)	2 (3,5)	—	—	—	56	4 (7)	
	500—1000	2 (10)	2 (10)	—	—	—	—	20	4 (20)	
	1000—1500	—	—	—	—	—	—	4	0	
	1500—2000	4 (20)	3 (15)	2 (10)	—	—	—	20	9 (45)	
	2000—4000	—	3 (75)	1 (25)	—	—	—	4	4 (100)	
	Сумма	6 (5)	10 (10)	5 (5)	—	—	—	104	21 (20)	
100— —200	Менее 500	—	—	—	—	—	—	—	—	
	500—1000	—	—	—	—	—	—	—	—	
	1000—1500	—	1 (9)	4 (33)	—	—	—	12	5 (42)	
	1500—2000	—	—	—	—	—	—	—	—	
	2000—4000	1 (3)	18 (50)	4 (11)	2 (5)	1 (3)	—	36	26 (72)	
	Сумма	1 (2)	19 (40)	8 (17)	2 (4)	1 (2)	—	48	31 (65)	
200— —300	Менее 500	—	—	—	—	—	—	—	—	
	500—1000	—	—	—	—	—	—	—	—	
	1000—1500	—	1 (25)	—	—	—	—	4	1 (25)	
	1500—2000	—	4 (58)	1 (14)	—	—	—	7	5 (72)	
	2000—4000	—	6 (16)	16 (44)	4 (11)	9 (24)	2 (5)	37	37 (100)	
	Сумма	—	11 (23)	17 (35)	4 (9)	9 (19)	2 (4)	48	43 (90)	

Примечание. Здесь и в табл. 5 n — число случаев, в скобках даны значения вероятностей в процентах, N — количество наблюдений.

Таблица 5

Соотношение между горизонтальной видимостью у земли и наклонной видимостью с уровня 100 м (под углом 2—3°)

$H_{\text{обл}}$ м	Горизонтальная видимость у земли, м	Наклонная видимость (м) с уровня 100 м						сумма	
		менее 500	500— 1000	1000— 1500	1500— 2000	2000— 4000	более 4000	N	n
		n	n	n	n	n	n		
Ниже 100	Менее 2000	горизонт потерян						75	0
100— —200	Менее 2000	горизонт потерян						9	0
	2000—4000	—	—	—	6 (21)	8 (29)	—	28	14 (50)
	Сумма	—	—	—	6 (16)	8 (22)	—	37	14 (38)
200— —300	1000—1500	горизонт потерян						4	0
	1500—2000	—	2 (50)	—	—	—	—	4	2 (50)
	2000—4000	—	—	3 (7)	11 (25)	25 (58)	4 (10)	43	43 (100)
	Сумма	—	2 (4)	3 (6)	11 (21)	25 (49)	4 (8)	51	45 (88)

Выясняется, что при плохой горизонтальной прозрачности не бывает очень хорошей вертикальной, но не наоборот, как это указано в [11]. Статистика показывает, что при сравнительно хорошей горизонтальной видимости у земли наклонная видимость (при низких облаках) может быть как хорошей, так и очень плохой, что в значительной мере зависит от высоты нижней кромки слоистой облачности и от положения наблюдателя по отношению к основанию облачности. При облачности ниже 200 м наклонная видимость чаще всего имеет малые значения порядка 500—1000 м даже при вполне удовлетворительной горизонтальной видимости у земли.

Наклонная видимость с уровня 25 м при облачности не выше 200 м в 60—67% случаев хуже наземной видимости на 3 соседние градации, а именно: $V_{гор} = 2-4$ км, а $V_{накл} = 500-1000$ м. Аналогичное соотношение имеет место и при наблюдении за видимостью с уровня 50 м. Как показывает табл. 4, при $H_{обл} = 100-200$ м, а $V_{гор} = 2-4$ км половина случаев наклонной видимости имеет значения в пределах 500—1000 м. Но чем выше облачность, тем наклонная видимость лучше при тех же значениях горизонтальной видимости у земли. Так, например, при $H_{обл} = 200-300$ м ($V_{гор} = 2-4$ км) наклонная видимость с уровня 50 м в 84% случаев не менее 1000 м, а с уровня 100 м в 93% случаев не менее 1500 м, причем в $\frac{2}{3}$ случаев она равна горизонтальной видимости у земли и даже более ее (на 10%).

Таким образом, наклонная видимость с более высокого уровня порядка 100 м чаще всего имеет и более высокое значение наклонной видимости. Но при этом облачность должна быть не ниже 200 м, а горизонтальная видимость у земли не менее 2 км. Вообще говоря, при высоте основания облаков более 200 м горизонтальная видимость у земли может служить некоторым критерием наклонной видимости в нижних 100 м. Очевидно, дальность наклонной видимости под слоем низких облаков весьма существенно зависит от уровня наблюдения при данной высоте облачности и горизонтальной видимости у земли.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что наиболее вероятное обнаружение земли (под углом $2-3^\circ$ к горизонту) при низких облаках имеет место лишь в нижних 100 м, если при этом облака будут иметь основание не ниже 200 м, а горизонтальная видимость у земли не менее 2 км. При этом наиболее вероятный уровень обнаружения наземных объектов X находится на расстоянии, равном в среднем половине высоты основания облаков $X = \frac{1}{2} \cdot H_{обл}$.

Чем ниже облачность, тем уровень обнаружения земли дальше отстоит от основания облаков.

Приведенные данные (табл. 4—5) могут быть приспособлены с некоторым приближением к рассмотрению условий приземляющегося самолета, поскольку они дают общее представление о количественной зависимости между наклонной и горизонтальной видимостью у земли при данной высоте облаков.

При рассмотрении вопроса о соотношении между горизонтальной и наклонной видимостью хочется обратить внимание на следующий факт. Весной 1958 г. на фотометрическом полигоне ГГО в пос. Воейково был поставлен эксперимент по измерению наклонной видимости в туманах и дымках. Одновременно с измерением наклонной видимости производилось измерение метеорологической дальности видимости в горизонтальном направлении. Измерения наклонной видимости проводились по методу относительной яркости. Всего было сделано 50 измерений. Они показали, что в 50% случаев прозрачность атмосферы в наклонном нап-

равлении оказалась хуже, чем в горизонтальном направлении у поверхности земли. В результате этой работы были получены выводы о том, что значения наклонной видимости больше или равны горизонтальной видимости у земли при относительно высокой прозрачности атмосферы. При значительном помутнении атмосферы имеет место обратное соотношение, т. е. часто наблюдается, что прозрачность слоя воздуха в наклонном направлении меньше прозрачности в горизонтальном направлении.

Сопоставляя результаты наших сравнений горизонтальной и наклонной видимости с результатами только что указанных сравнений ГГО, мы находим некоторую аналогию, несмотря на то эксперимент ГГО

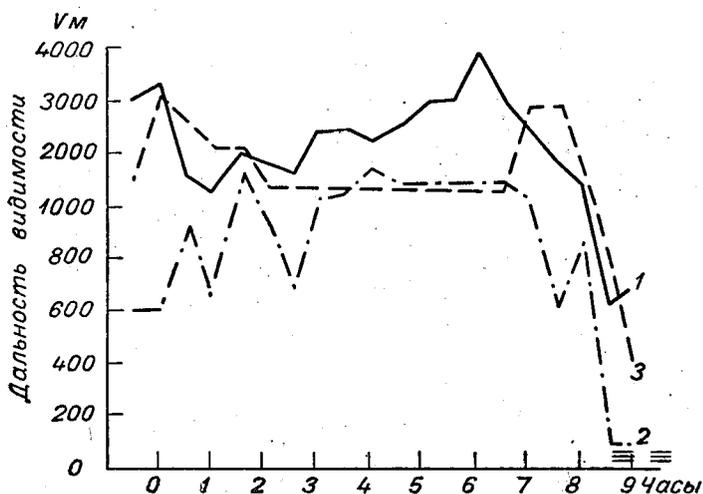


Рис. 3. Горизонтальная видимость по регистраторам у земли (1) и на высоте около 15 м (2) и по ориентирам (3) по данным Внуково 19/XII 1956 г.

относится лишь к очень тонкому слою до высоты от земли всего в 3,5 м, причем измерения ГГО производились не сверху вниз, как это делалось нами, а наоборот, снизу вверх. Сопоставляя наши результаты с результатами эксперимента ГГО, можно говорить об общности основных выводов, полученных разными авторами на разном материале и различными способами, что указывает на их объективность. На этом основании делается вывод о том, что наклонная видимость чаще всего ухудшается в приземных слоях. Прозрачность приземного слоя этого воздуха, а стало быть и видимость на некоторой высоте даже под малым углом 2—3° к горизонту в большинстве случаев хуже, чем в горизонтальном направлении у земли. При относительно высокой прозрачности атмосферы в этом слое наклонная видимость приближается к горизонтальной видимости у земли, что более вероятно лишь при условии, когда облачность располагается на уровнях не ниже 200 м, а горизонтальная видимость у земли не менее 2 км.

Сейчас становится совершенно очевидным, что вертикальное помутнение под слоистыми облаками в нижних ста метрах неоднородно и оно распределяется по высоте далеко не одинаково.

В качестве примера, иллюстрирующего справедливость положения о вертикальной неоднородности приземного слоя воздуха при низких облаках, рассмотрим рис. 3. На этом рисунке представлены кривые, характеризующие прозрачность атмосферы в горизонтальном

направлении у земли и на высоте около 15 м при определенном состоянии погоды, а именно при низких St , снижающихся к утру (19/XII 1956 г.) до тумана у земли. Измерения горизонтальной метеорологической дальности видимости у земли и на высоте около 15 м произведены во Внуково с помощью регистраторов прозрачности М-37 на старте у земли (кривая 1) и на здании метеостанции (кривая 2), а также по ориентирам местности (кривая 3).

Как показывает рис. 3, ход кривых записи двух регистраторов (у земли и на высоте 15 м) почти совпадает, но абсолютные величины дальности видимости различны. Видимость у земли намного лучше, чем на высоте. Так, например, в 00 час. этого дня видимость у земли (кривая 1) составляет около 3000 м, а на высоте 15 м (кривая 2) всего лишь 600 м. Ход кривых указывает также и на значительные колебания дальности видимости во времени.

Таким образом, есть основания предполагать, что в очень тонком слое от земли до высоты 15—25 м при некоторых определенных физических процессах имеют место значительные колебания прозрачности атмосферы, а стало быть и дальности видимости.

Это говорит о том, что надо учитывать и какие-то другие факторы, к числу которых следует отнести в первую очередь те или иные особенности развития физических процессов, приводящих в итоге к изменению в состоянии насыщения отдельных слоев.

6. Изменение уровня потери горизонта в связи с изменением дефицита точки росы

Чтобы полнее выяснить физические условия ухудшения наклонной видимости, рассмотрим, в какой связи находится это ухудшение, в частности понижение уровня потери горизонта, с состоянием насыщения нижних слоев воздуха, т. е. с изменением дефицита точки росы. С этой целью было отобрано 57 случаев с низкой облачностью (28 случаев с формирующейся и 29 с рассеивающейся). Для каждого такого случая были определены локальные трехчасовые изменения влагонасыщения воздуха в слое от земли до высоты нижней кромки облачности. В основном это был слой 0—300 м.

Результаты такого анализа представлены на рис. 4. На нем по горизонтальной оси отложены трехчасовые изменения дефицита точки росы, а по вертикальной — соответствующие изменения уровня потери горизонта. Точки соответствуют одновременным изменениям значений указанных элементов за три часа до формирования облачности (зачерненные кружки) и за три часа до ее рассеивания (открытые кружки).

Как можно видеть, в нижней части графика располагается большая часть случаев (80%) понижения уровня потери горизонта при уменьшении дефицита точки росы $\delta(T - T_d) < 0$, что соответствует процессу появления низкой облачности (зачерненные кружки). Напротив, точки верхней части графика (90% случаев), соответствующие процессу рассеивания облачности, характеризуют повышение уровня потери горизонта вследствие увеличения дефицита точки росы $\delta(T - T_d) > 0$.

Можно сказать, что между изменением дефицита точки росы и уровнем потери горизонта существует однозначная связь, а именно уменьшение дефицита точки росы приводит к понижению уровня потери горизонта, а увеличение дефицита — к повышению уровня потери горизонта.

В отдельных случаях зачерненные кружки (на рис. 4), соответствующие случаям появления облачности, попали в верхнюю часть графика, где воздух удалялся от состояния насыщения; наоборот, незачерненные

кружки, соответствующие случаям рассеивания низких облаков, попали в нижнюю часть графика, где воздух приближался к насыщению. Это объясняется непропорциональностью процесса изменений во времени температуры и точки росы в период подготовки условий для появления и рассеивания облачности [4]. Поскольку наиболее благоприятные условия для уменьшения дефицита точки росы [$\delta(T - T_d) < 0$] наблюдаются

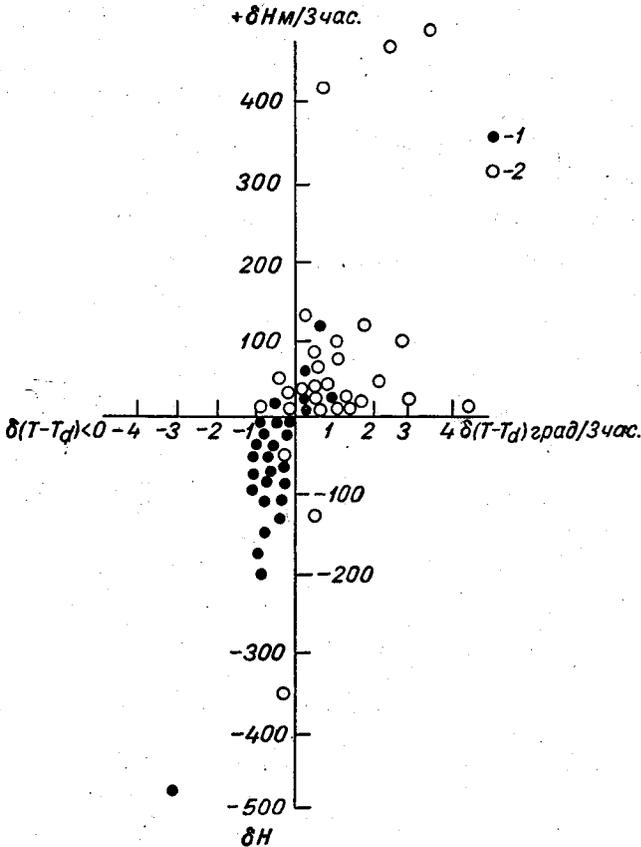


Рис. 4. Трехчасовые изменения дефицита точки росы $\delta(T - T_d)$ и соответствующие изменения уровня потери горизонта δH в слое до 300 м.

1 — перед появлением низкой облачности, 2 — перед рассеиванием облачности.

вблизи нижней кромки формирующейся облачности и являются, как следует из той же работы, признаком положения ее нижней границы, то, очевидно, этот признак может служить также признаком изменения положения уровня потери горизонта.

Таким образом, результаты анализа аэрологических данных дают основание для следующего вывода: значительное изменение по вертикали дальности видимости (ухудшение, улучшение) тесно связано с изменением влагонасыщения и стратификации воздуха в нижних 300 м, а также зависит от генетического состояния облачности (формирование, разрушение). Этот процесс (ухудшение, улучшение видимости) происходит одновременно. До появления низких St видимость ухудшается сначала на некоторой высоте, а затем у земли.

В заключение можно сказать, что наклонная видимость даже под очень малым углом ($2-3^\circ$ к горизонту) не всегда тождественна горизонтальной видимости у земли. Следовательно, вопрос о посадочной видимости нельзя сводить лишь к горизонтальной метеорологической видимости у земли.

Для определения на сети АМСГ наклонной видимости, а также всестороннего ее изучения необходимо измерять ее приборами, установленными под углом $2-3^\circ$ к горизонту сверху вниз в различных азимутах, в любое время суток и при любой погоде. Только таким путем можно добиться повышения качества информации о посадочной видимости, обеспечивающей безопасность посадки самолетов при метеорологической видимости меньше 2 км и высоте облачности ниже 200 м.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гаврилов В. А. Об инструментальном определении дальности видимости реальных объектов. Тр. ГГО, вып. 42(104), 1953.
2. Гаврилов В. А. Прозрачность атмосферы и видимость. Гидрометеиздат, Л., 1958.
3. Гоголева Е. И. Диагноз и прогноз низкой облачности. Методические указания по авиационной метеорологии, вып. 18. Гидрометеиздат, Л., 1952.
4. Гоголева Е. И. Условия возникновения низкой облачности над Европейской территорией СССР и возможности ее прогноза. Гидрометеиздат, Л., 1956.
5. Гоголева Е. И. Изменения дефицита точки росы перед появлением и рассеиванием облачности высотой ниже 600 м. Тр. ЦИП, вып. 80, 1959.
6. Зак Е. Г., Марфенко О. В. Структура нижней кромки облачного покрова. Тр. ЦАО, вып. 7, 1952.
7. Полякова Е. А. Исследование микроструктуры дождей в связи с вопросом об их прозрачности. Тр. ГГО, вып. 68, 1957.
8. Пчелко И. Г. Условия полета во фронтальной зоне над Европейской территорией Союза. Гидрометеиздат, М., 1941.
9. Решикова А. А., Тонкова З. В. О связи высоты нижней границы облаков с дальностью видимости. Тр. ЦАО, вып. 7, 1952.
10. Шаронов В. В. Измерение и расчет видимости далеких предметов. Гостехиздат, Л., 1947.
11. Шифрин К. С., Минин И. Н. К теории негоризонтальной видимости. Тр. ГГО, вып. 68, 1957.
12. Шифрин К. С., Пятовская Н. П. Таблицы наклонной дальности видимости и яркости дневного неба. Гидрометеиздат, Л., 1959.
13. Перла А. Видимость и высота оснований облаков. La Meteorologie, № 33, Ser. 4, vol. 9—18, 1954.
14. Тассель Р. К вопросу об определении и измерении условий приземления. La Meteorologie, № 3, 1954.
15. Фремминг Э. Исследование горизонтальной видимости под низкими облаками с целью получения данных, имеющих практическое значение для авиации. Meteorologische Annalen, 13, d. 4, № 15, 1959.
16. Руководство по краткосрочным прогнозам погоды, ч. II. Гидрометеиздат, Л., 1954.

О. И. КАСАТКИНА (ГОЛИКОВА), Л. Б. КРАСИЛЬЩИКОВ

АВТОМАТИЧЕСКАЯ СМЕНА ФИЛЬТРОВ ПРИ РЕГИСТРАЦИИ СИЛЬНО МЕНЯЮЩИХСЯ СВЕТОВЫХ ПОТОКОВ

Отношения световых потоков, соответствующих максимуму и минимуму рассеяния света каплями воды диаметром 5—50 мк, могут достигать 10^4 . Для сохранения приблизительно постоянной точности измерений при записи индикатрис рассеяния света макетами облачных капель предлагается устройство, автоматически включающее и выключающее необходимые ослабляющие светофильтры.

Интенсивность света, рассеянного каплями диаметром 5—50 мк сильно изменяется в зависимости от угла рассеяния. Отношения световых потоков, соответствующих максимумам и минимумам рассеяния могут достигать 10^4 .

Регистрация такого интервала интенсивностей неосуществима без ослабления света в заданное число раз при помощи клиновых или ступенчатых ослабителей.

В объективном нефелометре, разработанном авторами, для измерения индикатрис рассеяния света макетами облачных капель рассеянный свет принимается фотоумножителем, перемещающимся по дуге круга в области углов 5 — 175° вокруг рассеивающего образца. Сигналы фотоумножителя регистрируются электронным потенциометром типа ЭППВ-51.

Для сохранения приблизительно постоянной точности измерений при записи индикатрис рассеяния необходимо иметь мало меняющийся уровень освещенности фотокатода ФЭУ, для чего требуется введение нескольких фильтров. Для выбора светофильтров зададимся следующими условиями.

Шкала потенциометра типа ЭПП имеет 270 мм. Пусть запись производится в пределах от 30 до 240-го деления. При этом регистрацию следует осуществлять таким образом, что при подходе указателя к 240-му делению надо ввести фильтр с ослаблением, равным 8. В этом случае каретка с указателем вернется к 30-му делению и при дальнейшем увеличении интенсивности света начнет вновь перемещаться по шкале направо. Для перекрытия всего диапазона изменений светового потока требуется $n - 1$ фильтров, где n — целое число, $n \geq \frac{\lg 10\,000}{\lg 8}$.

В нашем случае требуется 4 светофильтра, введение которых в измеряемый пучок света вручную практически сводит на нет возможность регистрации из-за быстрых и частых изменений интенсивности с углом рассеяния.

Для регистрации индикатрисы необходимо иметь автоматическое введение более плотного фильтра при достижении 240-го деления и введение менее плотного фильтра при подходе указателя к 30-му делению со стороны больших отклонений. Схема автоматического переключения светофильтров представлена на рис. 1. Диск с фильтрами сидит на оси реверсивного мотора МС-160, включением которого управляет система контактных пластин. На оси мотора отработки РД-09 электронного потенциометра имеется позиционный регулятор, состоящий из двух кулачков $П_1$ и $П_2$ и связанных с ними двух контактов $К_1$ и $К_2$.

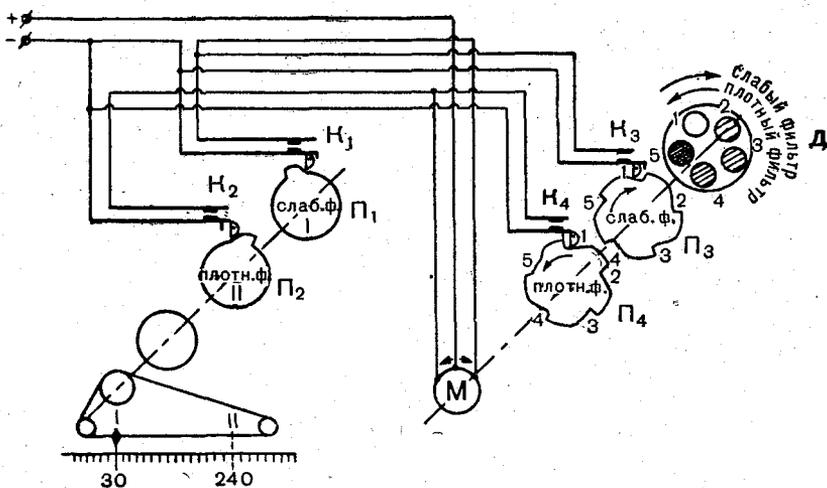


Рис. 1. Схема автоматического переключения светофильтров.

Параллельно с последними включены контакты $К_3$ и $К_4$, связанные с профильными дисками $П_3$ и $П_4$, непосредственно сидящими на одной оси с обоймой с фильтрами.

Рассмотрим работу данной схемы. Пусть интенсивность рассеянного света велика и движок потенциометра доходит до 240-го деления. В этот момент кулачок $П_2$ замыкает контакт $К_2$, а контакт $К_1$ при вращении кулачка $П_1$ против часовой стрелки не замыкается. При замкнутом $К_2$ подается напряжение на одну из обмоток мотора МС-160 так, чтобы диск $Д$ вращался в сторону более плотных фильтров, т. е. против часовой стрелки (рис. 1). При вращении диска замыкается шунтирующий контакт $К_4$, а указатель ЭПП перемещается и размыкает контакт $К_2$. При совмещении центра фильтра с осью пучка мотор останавливается, так как размыкается контакт $К_4$, серва которого попадает в углубление в профильном диске, соответствующее определенному светофильтру.

Рассмотрим аналогично случай, когда рассеяние мало и движок потенциометра подходит к делению 30. В этом случае мотор РД-09 вращается по часовой стрелке, кулачок $П_1$ своим выступом замыкает контакт $К_1$, а контакт $К_2$ оказывается в нерабочем состоянии.

При замкнутом контакте $К_1$ подается напряжение на другую обмотку мотора, так что диск $Д$ вращается в сторону более слабых фильтров (по часовой стрелке). Когда более слабый фильтр встает на свое место, серва контакта попадает в углубление и контакт размыкается. Диск останавливается.

Необходимо иметь в виду, что при очень больших интенсивностях рассеянного света будет необходим светофильтр плотнее, чем фильтр, находящийся в позиции 5, но следующей позицией является позиция 1, представляющая собой отверстие диска, не закрытое фильтром. Чтобы не произошло резкого возрастания принимаемого светового потока, углубление 5, отвечающее позиции 5, делается более широким, чтобы контакт K_4 после размыкания контакта K_2 еще не успел замкнуться и диск не перешел в положение 1.

ИСКЛЮЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ НЕПОСТОЯНСТВА ИСТОЧНИКА СВЕТА ПРИ ОБЪЕКТИВНЫХ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЯХ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТЕНЦИОМЕТРА

В статье описано приспособление к электронному потенциометру ЭППВ-51, регистрирующему индикатрисы рассеяния света макетами облачных капель, служащее для устранения влияния колебаний потока ртутной лампы типа СВДШ-250-3 на результат фотометрирования рассеянного пучка.

Для точных фотометрических измерений обычно используется нулевой метод и соответствующие приборы сравнения (клиновые или диафрагменные фотометры). Однако в ряде случаев при объективных измерениях находят применение однолучевые приборы. При этом существенную помеху измерениям оказывает изменение светового потока лампы, причем если световой поток лампы накаливания стабилизировать сравнительно несложно, то поток дуговой или ртутной лампы гораздо труднее поддерживать постоянным.

Разработанный в ГГО лабораторный объективный нефелометр с переменным углом предусматривает работу по однолучевой схеме и требует для создания интенсивного светового потока с малым углом расхождения применения ртутной лампы высокой яркости.

Для уменьшения ошибок, связанных с изменениями потока лампы, нами построено приспособление к электронному потенциометру ЭППВ-51, регистрирующему индикатрисы рассеяния. Оно служит для устранения влияния колебаний потока лампы на результат фотометрирования рассеянного пучка. Сущность этого устройства заключается в том, что оно позволяет заменить запись светового потока $\Phi_{\text{изм}}$, рассеянного в данном направлении, записью отношения этого потока к некоторому начальному потоку Φ_0 , зависящему от общего светового потока лампы.

Запись отношения осуществляется при помощи потенциометра следующим образом. Подаваемое на вход потенциометра напряжение является мерой измеряемого светового потока и равно $V_{\text{вх}} = k_1 \Phi_{\text{изм}}$. Измеряемое напряжение связано с отклонением движка и каретки линейного потенциометра и питающим реохорд напряжением V_0 простым соотношением $V_{\text{вх}} = \frac{g}{l} V_0$, где g — отклонение движка, l — длина реохорда.

Как видно из приведенного выражения, если напряжение V_0 сделать пропорциональным потоку лампы $V_0 = k_2 \Phi_0$, то $k_1 \Phi_{\text{изм}} = k_2 \Phi_0$, и,

следовательно, отклонение каретки $g = \frac{k_1}{k_2} l \frac{\Phi_{\text{изм}}}{\Phi_0}$ явится мерой отношения измеряемого потока $\Phi_{\text{изм}}$ к начальному потоку Φ_0 .

Так как измеряемый поток составляет долю α от начального, которая, собственно, и должна быть получена в результате измерения, то, как видно из соотношения $g = \frac{k_1}{k_2} l \alpha$, изменение потока лампы Φ_0 не влияет на отклонения движка и указателя электронного потенциометра. Для

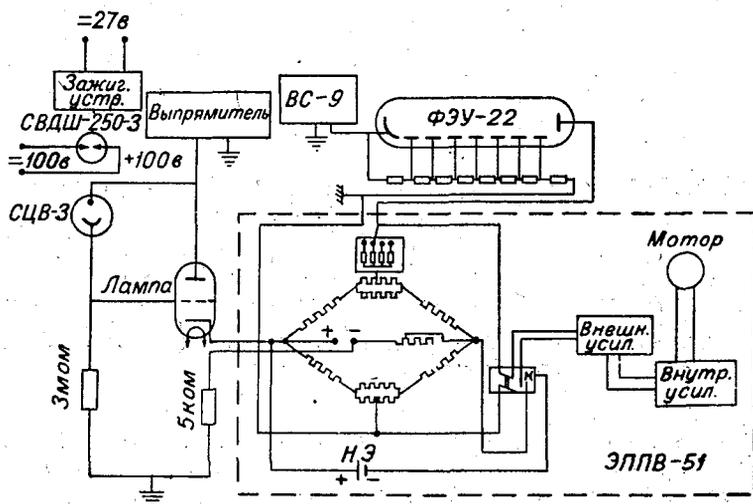


Рис. 1. Схема включения электронного потенциометра с устройством для записи отношения.

питания реохорда потенциометра напряжением V_0 , пропорциональным потоку Φ_0 , собрана схема катодного повторителя на триоде 6С19С. Выходное напряжение катодного повторителя зависит от освещенности включенной в цепь сетки триода фотоэлемента СЦВ-3, освещаемого потоком Φ_0 . Это напряжение подается на зажимы включения элемента, который предварительно должен быть отключен.

Схема катодного повторителя собирается на крышке батарейного отсека ЭППВ-51, на ней же крепятся штепсельные разъемы для присоединения фотоэлемента и подачи питающих напряжений.

Схема входных цепей ЭППВ-51 с устройством для записи отношения приведена на рис. 1.

СУТОЧНЫЙ И ГОДОВОЙ ХОД МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ ДАЛЬНОСТИ ВИДИМОСТИ

На основании статистической обработки лент регистратора прозрачности атмосферы конструкции В. И. Горышина получен годовой и суточный ход вероятности различных градаций видимости на метеостанции Кирполье-Полигон (фотометрический).

Данные наблюдений за метеорологической дальностью видимости до сих пор не систематизированы. В климатологических справочниках нет ни значений видимости в каком-либо районе, ни пределов ее изменения.

На основной сети метеорологических станций наблюдения за дальностью видимости ведутся визуально. Исключение составляют АМСГ, где в течение нескольких лет работают регистраторы прозрачности атмосферы, разработанные в Главной Геофизической Обсерватории В. И. Горышиным [1]. Огромное преимущество этих приборов состоит в том, что впервые появилась возможность получить непрерывную запись прозрачности атмосферы. Но эти приборы направлены только на оперативное обслуживание авиации и выключение их на время высоких прозрачностей нарушает однородность рядов наблюдений и делает невозможным использование этих данных для климатологической обработки [2, 3].

Такой регистратор прозрачности работает в течение 10 лет на метеостанции Кирполье-Полигон (фотометрический).

Некоторые результаты обработки лент этого самописца прозрачности и составляют содержание данной статьи.

Метеостанция Кирполье-Полигон находится на фотометрическом полигоне Главной геофизической обсерватории. Она расположена на берегу небольшого озера на высоте 30 м над уровнем моря. Станция недостаточно репрезентативна для данного района, так как окружена лесом, болотом и озером. Все это может увеличить повторяемость низких градаций видимости, например за счет радиационных туманов в июле—августе. Однако станция имеет и некоторое преимущество, состоящее в отсутствии искусственных источников загрязнения вблизи станции. Изменения прозрачности, регистрируемые прибором, связаны исключительно с физическими процессами, происходящими в атмосфере.

Регистратор прозрачности находится под постоянным квалифицированным контролем и обслуживается наблюдателями, имеющими большой опыт работы по атмосферной оптике. Показания прибора все время

корректируются визуально по видимости естественных объектов и проверяются в условиях высокой прозрачности в соответствии с наставлением [4].

Использование объективного регистрирующего прибора, основанного на фотометрировании пучка света, прошедшего слой замутненной атмосферы, впервые дает возможность сравнивать дневные и ночные наблюдения.

Расстояние между прожектором и приемной частью прибора равно 240 м. Выбранная величина базы позволяет определять метеорологическую дальность видимости в интервале 0,3—3 км с ошибкой 10%. С увеличением значений прозрачности ошибки определения ее возрастают, однако не превышают 40% при дальности видимости, равной 10 км. Величины дальности видимости >10 км определяются еще менее точно. Это затрудняет обработку материала. Каждая градация определяется со своей степенью точности. Нельзя дать средних значений элемента, как принято в климатологии. Впрочем, поскольку речь идет о дальности видимости, средние здесь не имеют никакого смысла из-за очень большой изменчивости этой величины. Действительно, в течение часа прозрачность атмосферы может измениться в десятки раз. По-видимому, целесообразнее дать изменение различных градаций видимости.

Наибольший интерес для практики представляют низкие видимости, они лучше обеспечиваются прибором и им было уделено основное внимание.

В тумане отдельно рассматривались дальности видимости 0—500 м и 500—1000 м. Затем от 1 км до 10 км градации взяты через 1 км, а все значения больше 10 км объединены в одну группу.

Весь имеющийся в нашем распоряжении материал — ленты непрерывной регистрации дальности видимости — был обработан через час, и подсчитана средняя суточная, месячная и годовая повторяемость различных градаций дальности видимости. Обработке подверглись наблюдения за семилетний период, т. е. за период после того как прибор прошел сдаточные испытания. Из табл. 1 видно, что лучше всего представлены зимний сезон. Кстати, эти месяцы и наиболее интересны в смысле повторяемости низких видимостей. Летние наблюдения есть только за три года, так как по ряду причин прибор не всегда работал летом.

Таблица 1

Месяц	1955 г.	1956 г.	1957 г.	1958 г.	1959 г.	1960 г.	1961 г.	Сумма за месяц
I	—	557	645	713	623	686	668	3 892
II	—	511	660	602	642	602	637	3 654
III	—	671	654	675	646	664	681	3 991
IV	—	612	636	657	698	675	—	3 278
V	—	—	718	668	744	599	—	2 729
VI	—	—	717	713	504	—	—	1 934
VII	—	—	723	570	511	—	—	1 804
VIII	—	717	691	—	711	—	—	2 119
IX	—	712	697	702	711	—	—	2 822
X	—	732	739	621	732	—	—	2 824
XI	—	613	679	692	—	—	695	2 679
XII	521	502	725	730	696	—	656	3 830
Сумма за год	521	5627	8284	7343	7218	3226	3337	35 556

Количество наблюдений за каждый месяц составляет в среднем 650, однако колеблется в некоторых пределах. Это вызвано тем, что был исключен из обработки весь недоброкачественный или сомнительный материал. Однако в целом количество точек достаточно велико, чтобы можно было произвести статистическую обработку и сделать некоторые выводы.

Прежде всего интересно сопоставить, каково соотношение между частотой появления различных градаций. Это хорошо иллюстрируется табл. 2. В процентном отношении повторяемость низких видимостей очень мала. За все время наблюдений оказалось всего 746 случаев с дальностью видимости менее 1 км, что составляет 2,1% всего числа случаев. На весь интервал 0—4 км, наиболее интересный для авиации, приходится только 16%.

На рис. 1 показано, как распределяется в течение года повторяемость различных градаций. По горизонтали отложены месяцы, по вертикали — повторяемость градаций в процентах от общего числа случаев для каждой отдельной градации.

Из рисунка отчетливо видно, что в зимние месяцы велика относительная роль низких видимостей. По мере перехода от зимних месяцев к летним повторяемость низких градаций уменьшается довольно быстро, летом она совсем мала, с июня постепенно увеличивается, достигая максимума в январе.

Интересно, что в апреле и ноябре относительная доля градаций 0—1, 1—2, 2—4 км примерно одинакова.

Соотношение между повторяемостью отдельных градаций различно в зимние и летние месяцы. Например, с апреля по октябрь чрезвычайно редко встречаются видимости 1—2 км. С ноября по март повторяемость этой градации в относительных единицах (по отношению к общему числу случаев с дальностью видимости, равной 1—2 км) оказывается наибольшей. Такой же обратный ход зимой и летом имеют и градации 2—4 и 4—10 км.

Очевидно, в летний период создаются благоприятные условия для устойчивого существования одних градаций видимости, а в зимнее время — других. Возможно, это связано с природой и размерами частиц, образующих помутнение.

Самая большая амплитуда годового хода повторяемости получается для градации 1—2 км. Например, в январе наблюдается в среднем в 14 раз больше случаев с дальностью видимости 1—2 км, чем в июле.

Дальность видимости, равная 4—10 км, распределена более или менее равномерно по месяцам. Амплитуда годового хода невелика. В зимние месяцы повторяемость этого интервала видимостей в два с половиной раза больше, чем летом.

Кривая повторяемости туманов имеет 2 максимума, приходящиеся на март и август, но, по-видимому, максимум в августе имеет чисто местное значение и связан с микрорельефом и расположением станции.

И, наконец, последняя кривая на рис. 1, характеризующая годовую ход дальности видимости больше 10 км, имеет максимум повторяемости не в зимние месяцы, как все предыдущие кривые, а летом. В летнюю половину года прозрачность атмосферы в горизонтальном направлении больше, чем зимой.

Регистратор прозрачности не дает возможности получить точные значения высоких прозрачностей. Все наши исследования ограничиваются областью до 10 км. Не менее интересно было бы проследить и за верхним пределом дальности видимости. Для этой цели использовались книжки КМ-1. Для каждого месяца была подсчитана сумма часов,

Таблица 2

Градации, км	Число случаев	Проценты
0—1	746	2,1
1—2	1 348	3,8
2—3	1 678	4,7
3—4	1 875	5,3
4—5	1 921	5,4
5—6	1 653	4,6
6—7	1 379	3,9
7—8	1 753	4,9
8—9	1 013	2,9
9—10	2 924	8,3
>10	19 192	54,0
Сумма	35 619	100,0

Таблица 3

Месяцы	Сумма часов	Проценты
I	107	1,4
II	132	1,7
III	457	5,9
IV	574	7,4
V	1575	20,3
VI	1030	13,3
VII	847	10,9
VIII	721	9,3
IX	908	11,7
X	844	10,9
XI	332	4,3
XII	203	2,6
Сумма за год	7730	100

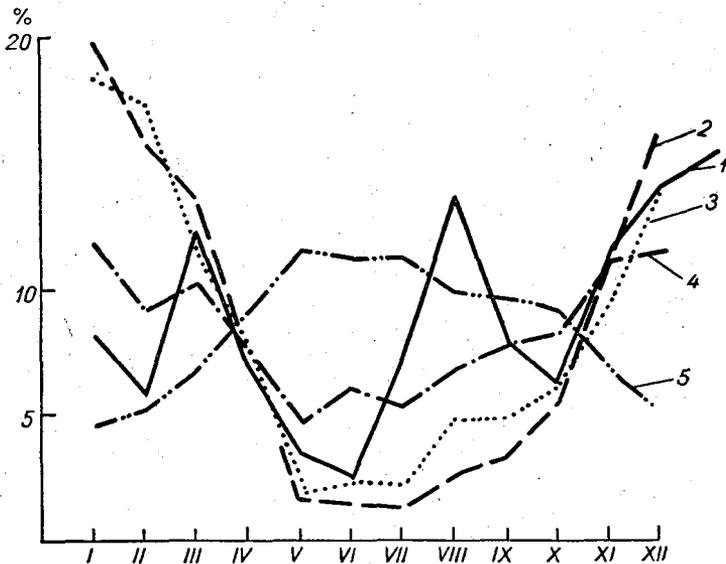


Рис. 1. Годовой ход повторяемости различных градаций видимости в % от общего числа случаев.

1 — $S_M < 1$ км, 2 — $S_M = 1-2$ км, 3 — $S_M = 2-4$ км, 4 — $S_M = 4-10$ км,
5 — $S_M > 10$ км.

отмеченных значком чистый воздух (). Такая обработка проведена для всех месяцев с марта 1956 г. по ноябрь 1962 г. Всего за это время на метеостанции Кирполье-Полигон было зафиксировано 7730 часов чистого воздуха. Из них 20% всего количества часов приходится на май. В табл. 3 дано наглядное представление о годовом ходе чистого воздуха. Четко выраженный максимум прозрачности в мае сменяется довольно значительным уменьшением повторяемости чистого воздуха в летние месяцы. Такой ход, видимо, можно объяснить повышением температуры и влажности в летние месяцы, что хорошо подтверждает

выводы предыдущей работы автора [5]. В сентябре появляется вторичный максимум, но выраженный менее ярко.

В табл. 3 дано процентное выражение каждой градации для среднего числа случаев за 7 лет. Если проанализировать материал отдельно за каждый год, оказывается, что максимум прозрачности не всегда бывает в мае. Например, в 1958 г. максимальное число часов с чистым воздухом приходится на июнь и сентябрь, в 1960 г. максимумы тоже в июне

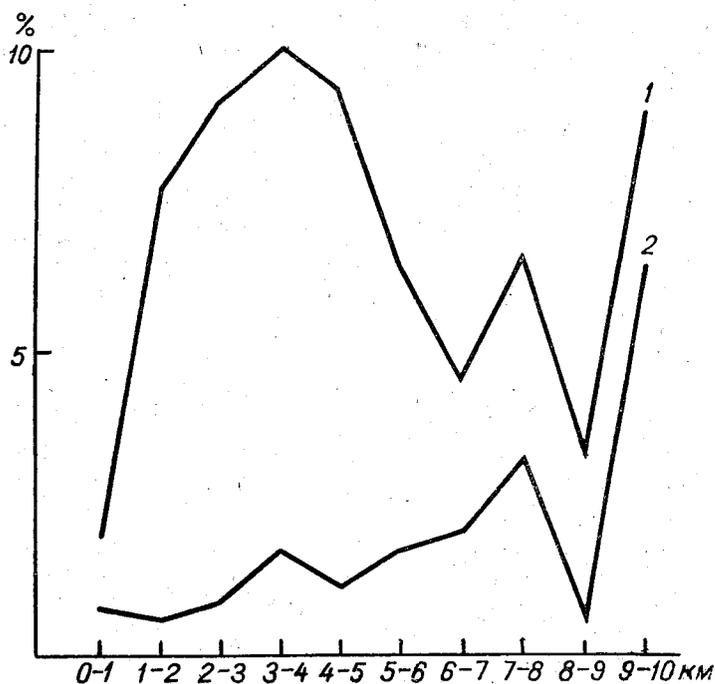


Рис. 2. Вероятность появления различных градаций видимости в течение месяца.
1 — январь, 2 — май.

и сентябре, причем сентябрьский максимум больше июньского. Сопоставление за эти же годы полей температуры и влажности показывает, что смещение максимумов прозрачности связано с изменением режима температуры и влажности в эти месяцы.

Например, средняя относительная влажность воздуха за семилетний период в мае равна 65%, в августе 78%, в сентябре 84%. Несмотря на большие значения относительной влажности в сентябре, средняя продолжительность числа часов с чистым воздухом, согласно табл. 3, в сентябре больше, чем в августе. Однако средняя температура воздуха за тот же период в августе 14,5°, а в сентябре 9°. Таким образом, можно сделать заключение, что высоким прозраčnostям свойственны определенные соотношения характеристики температуры и влажности воздуха [5].

Можно проследить наличие некоторой закономерности и в изменении повторяемости различных градаций от месяца к месяцу. По внешнему виду все кривые распадаются на два типа — зимний и летний. Представители каждого типа изображены на рис. 2. По оси абсцисс отложены градации видимости от 0—1, 1—2 км и т. д. до 10 км через один

километр, по оси ординат — повторяемость в процентах. Верхняя кривая построена для января, нижняя для мая. Вместо июля (как принято в климатологии) выбран май, потому что это месяц с самой высокой прозрачностью и он дает самый отчетливый характер летнего типа кривой. К тому же июльские данные могут быть менее репрезентативны из-за расположения станции вблизи озера, как было указано выше. Летний тип распространяется на все месяцы с мая по сентябрь и характеризуется вогнутостью в самом начале кривой, приходящейся на видимости 0—4 км. Затем идет некоторое увеличение повторяемости в сторону больших значений видимости.

Начиная с октября впадина постепенно заполняется, появляется другая группа кривых, характерным представителем которых является кривая 5 на рис. 3. Как видно из рисунка, зимний тип обнаруживает резкое увеличение повторяемости градаций видимости 0—4 км. К зимнему типу относятся также апрель и октябрь. В условиях Воейково это месяцы, когда бывают метели и снегопады.

Таким образом, оказывается, что отдельно группируются месяцы без твердых осадков, они дают другой ход повторяемости. Увеличение повторяемости низких градаций видимости в зимний период объясняется влиянием метелей и снегопадов.

Вторичный максимум, приходящийся на 7—8 км, прослеживается во все месяцы. Возможно, что дымки с дальностью видимости 7—8 км оказываются очень устойчивыми в любое время года и часто встречаются.

Таблица 4

Повторяемость различных градаций видимости (% от общего числа случаев)

Месяц	Градации, км										
	0—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6	6—7	7—8	8—9	9—10	>10
I	2,0	7,9	9,1	10,0	9,3	6,4	4,6	6,5	3,4	9,0	32
II	1,4	6,2	8,2	9,7	8,7	6,0	4,9	6,0	3,8	9,2	36
III	3,0	5,3	5,9	6,1	6,0	6,6	4,2	5,4	3,2	8,5	46
IV	1,7	9,9	3,9	4,3	4,1	4,0	2,5	4,4	2,4	7,7	62
V	0,85	0,66	0,95	1,8	1,3	1,8	2,1	3,3	0,7	6,5	80,1
VI	0,62	0,57	0,88	1,5	4,3	2,6	2,6	3,7	1,4	5,7	77,5
VII	1,8	0,55	0,56	1,8	2,9	1,9	2,0	3,0	1,5	6,3	77,4
VIII	3,3	1,0	1,6	3,3	3,6	3,5	2,7	4,2	2,0	6,7	68
IX	1,9	1,3	2,1	2,9	4,0	2,8	3,2	3,6	2,7	9,5	66,4
X	1,5	2,1	3,3	3,0	3,5	3,7	4,5	4,5	2,5	8,5	62,5
XI	2,8	4,3	4,9	4,7	5,4	5,6	5,7	6,5	4,4	8,8	47
XII	3,4	6,3	7,5	6,8	7,7	6,5	5,2	5,5	4,0	9,5	35,7

На основании данных табл. 4 могут быть построены кривые обеспеченности для всех месяцев года. Они четко разделяются на 3 группы. В первую группу входят май, июнь, июль.

Вместе группируются кривые для зимних месяцев: января, февраля и декабря. Январь — месяц с самой низкой прозрачностью — стоит несколько обособленно. Февраль и декабрь очень близки по своим оптическим характеристикам и между ними и январем существует некоторый разрыв. Март и ноябрь не являются чисто зимними месяцами, но их кривые обеспеченности примыкают тоже к зимней группе.

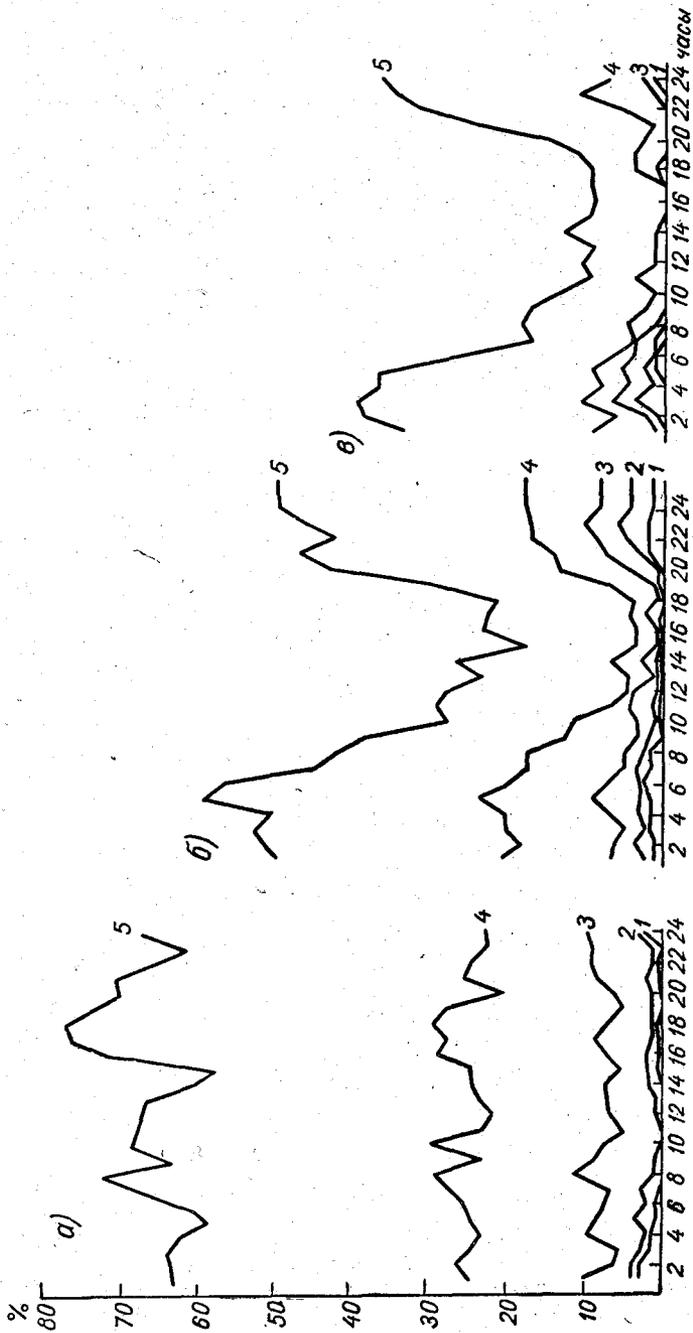


Рис. 3. Суточный ход повторяемости различных градаций видимости для января (а), апреля (б) и мая (в).
 1 - $S_M < 0,5$ км, 2 - $S_M = 0,5 - 1$ км, 3 - $S_M = 1 - 2$ км, 4 - $S_M = 2 - 4$ км, 5 - $S_M = 4 - 10$ км.

И, наконец, третья группа — кривые переходного типа, соответствующие апрелю, августу, сентябрю и октябрю.

Средняя обеспеченность различных градаций видимости для каждой из трех групп дана в табл. 5. Конечно, в другом пункте следует ожидать другого объединения месяцев по характеру изменения видимости, но, вероятно, в одной группе будут месяцы с выпадением снега и с метелями, а в другой — летние месяцы, характеризующиеся полным отсутствием таковых.

Таблица 5

Средняя обеспеченность различных градаций видимости для трех групп (%)

Градация, км	Группа кривых обеспеченности			Градация, км	Группа кривых обеспеченности		
	I	II	III		I	II	III
0—1	2,5	2,1	1,1	6—7	41,6	20,5	11,3
1—2	8,5	3,9	1,7	7—8	47,6	24,7	14,6
2—3	15,6	6,6	2,5	8—9	51,4	27,1	15,8
3—4	23,1	10,0	4,2	9—10	60,4	35,2	21,9
4—5	30,5	13,8	7,0	>10	39,6	64,8	78,1
5—6	36,7	17,3	9,1				

Суточный ход видимости не может быть непосредственно записан приборами типа регистратора прозрачности, поскольку диапазон изменения прозрачностей в естественных условиях очень велик, а возможности прибора ограничены, так как измерение и регистрация каждой градации видимости производится с различной точностью. Тем не менее статистическая обработка многолетнего материала наблюдений позволила выявить некоторые закономерности, связанные с изменением видимости в течение суток.

На рис. 3 представлен суточный ход градаций видимости 0,5, 0,5—1, 1—2, 2—4 и 4—10 км для января, апреля и мая (слева направо). По горизонтальной оси отложено время, по вертикали — интегральная повторяемость числа случаев в процентах. На рисунке видно, как все кривые в апреле, а еще больше в мае, приближаются к оси абсцисс, т. е. уменьшается вероятность появления низких градаций видимости и, наоборот, увеличивается вероятность появления видимости >10 км.

Вместе с улучшением прозрачности увеличивается и амплитуда суточного хода. Действительно, в январе суточный ход имеет место только для низких градаций 0—0,5 и 0,5—1 км, отмечаемых на метеорологических станциях как туман. На рис. 3 это две нижние кривые. Виден слабо выраженный суточный ход с минимумом повторяемости видимостей до 1 км в дневное время. Градация 1—2 км уже дает беспорядочные изменения видимости, связанные, по-видимому, с зимними осадками, которые искажают общую картину суточного хода, вызванного физическими процессами, приводящими к образованию или уничтожению частиц, составляющих помутнение. Появление метелей и снегопадов равновероятно в любое время суток, а значит, и вероятность появления той или иной градации видимости в зимнее время зависит, во-первых, от повторяемости самих явлений метели и снегопада и, во-вторых, от степени ослабления видимости этими явлениями.

В апреле и мае обнаруживается четкий суточный ход во всех градациях с максимумом повторяемости высоких прозрачностей в дневные часы и минимумом ночью.

Из всего вышесказанного можно делать следующие выводы.

Дальность видимости закономерно изменяется в течение года, достигая максимума повторяемости высоких прозрачностей летом и минимума зимой.

Повторяемость градаций дальности видимости 1—2, 2—4 и 4—10 км имеет обратный ход в зимние и летние месяцы.

Дальность видимости имеет четкий суточный ход для тех месяцев, характерной чертой которых является отсутствие метелей и снегопадов. Зимние осадки нарушают закономерности суточного хода.

Необходим дальнейший анализ материала для выяснения влияния различных физических процессов на характер суточного и годового хода метеорологической дальности видимости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Методы климатологической обработки метеорологических наблюдений. Под ред. О. А. Дроздова. Гидрометеиздат, Л., 1957.
2. Дроздов О. А. Основы климатологической обработки метеорологических наблюдений. Изд. ЛГУ, 1956.
3. Горышин В. И. Установка для измерения и регистрации прозрачности атмосферы. Тр. ГГО, вып. 100, Л., 1960.
4. Наставление гидрометеорологическим станциям и постам, вып. 3, ч. I, 1962.
5. Довгялло Е. Н. Связь дальности видимости с метеорологическими условиями. Тр. ГГО, вып. 109, Л., 1961.

Е. Н. ДОВГЯЛЛО, Н. М. ГОРЬ

К ВОПРОСУ О СВЯЗИ ВИДИМОСТИ С НИЖНЕЙ ГРАНИЦЕЙ ОБЛАКОВ

В статье излагаются результаты сопоставления высоты нижней границы облаков, метеорологической дальности видимости в горизонтальном направлении и влажности. Используются данные шаропилотных зондирований и измерений прозрачности атмосферы установкой М-37 в Воейково за период с 1956 по 1962 г. Показано отсутствие корреляционной связи между высотой облачности и видимостью.

Последнее время большое внимание уделяется вопросу о связи величины дальности видимости с высотой нижней границы облаков [1, 2, 3]. Вопрос этот является очень актуальным для авиации, так как и высота облаков, и видимость лимитируют условия посадки.

На фотометрическом полигоне в Воейково имеется круглосуточная регистрация прозрачности атмосферы [4]. Пункт аэрологического зондирования, находящийся в Воейково, располагает данными о высоте облаков, которая определяется ежедневно по шаропилотным наблюдениям. Интересно было сопоставить эти величины и сравнить полученные результаты с исследованиями других авторов.

Основное внимание уделялось случаям с высотой нижней границы облаков до 300 м; так как по данным ряда авторов [2, 3, 5] существует связь между высотой низких облаков и величиной горизонтальной дальности видимости у земли.

Из данных аэрологического зондирования за период с 1956 по 1962 г. были отобраны все случаи с высотой облаков ниже 1000 м. Для тех же моментов времени, в которые определялась высота облаков, с лент регистратора прозрачности были сняты значения метеорологической дальности видимости в горизонтальном направлении и выписаны величины относительной влажности у земли. Затем производилось сопоставление значений дальности видимости с высотой облачности (рис. 1).

На рис. 1 представлена связь между высотой нижней границы облаков и метеорологической дальностью видимости, нанесенной в логарифмическом масштабе на оси ординат. Кружками на рисунке выделены слоистые облака, а крестиками — слоисто-кучевые, так как именно для этих форм облачности в большинстве случаев авторами [1, 2, 3, 5, 6] отмечается связь с дальностью видимости в горизонтальном направлении. За семь лет в разные сезоны было получено 815 случаев преимущественно с низкой облачностью, но без осадков.

Так как установка М-37 определяет большие прозрачности атмосферы с малой точностью, все случаи с дальностью видимости больше 20 км были нанесены на рисунке как случаи с видимостью, равной 25 км, хотя на самом деле дальность видимости могла быть больше 50 км. При рассмотрении рисунка в целом можно сказать, что существуют какие-то условия, для которых в слабой степени намечается связь между видимостью и высотой облаков.

Действительно, при высоте облаков больше 600 м отмечено только три случая с метеорологической дальностью видимости меньше 4 км,

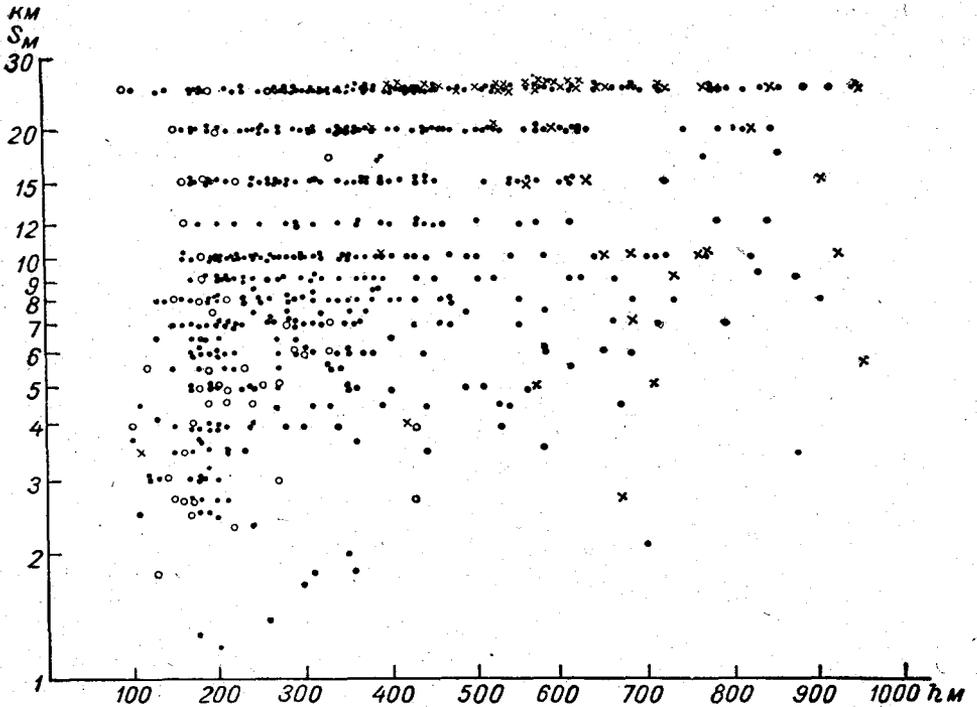


Рис. 1. Связь метеорологической дальности видимости с высотой нижней границы облаков.

однако для низких облаков, высота которых не превышает 200 м, из 177 случаев только в 45 случаях, т. е. в 25%, дальность видимости оказалась меньше 4 км, а в 75% случаев дальность видимости была больше 4 км, причем изменялась в очень широких пределах. В 12 случаях дальность видимости была больше 20 км при высоте нижней границы облаков 200 м. Нельзя сказать, что какие-либо преимущества в этом отношении имеют слоистые облака. Они в основном группируются в пределах первых 300 м, однако дальность видимости при этом весьма разнообразна. Так, например, 17/V 1962 г. в 14 час. высота слоистых облаков составляла 90 м, а дальность видимости при этом была больше 20 км. Аналогичные случаи хорошо видны на графике.

Следует отметить, что шаропилотный метод дает завышенную высоту облаков, так как некоторое время шар еще виден, хотя он находится уже в облаке. В первую очередь это относится к слоистым облакам, не имеющим четкой нижней границы [6]. Значит, в наших данных

высота облаков еще меньше указанной, однако нельзя сказать на основании рис. 1 о существовании корреляционной связи между высотой облаков и горизонтальной дальностью видимости и ни в коей мере нельзя судить по видимости о высоте облаков и наоборот.

Одновременно с данными о высоте облаков были выписаны значения приземной относительной влажности u . Существует ряд методов расчета высоты нижней границы облаков (вернее высоты уровня конденсации) по наземным данным [7, 8], причем основным исходным элементом для этих расчетов является относительная влажность воздуха. Чем

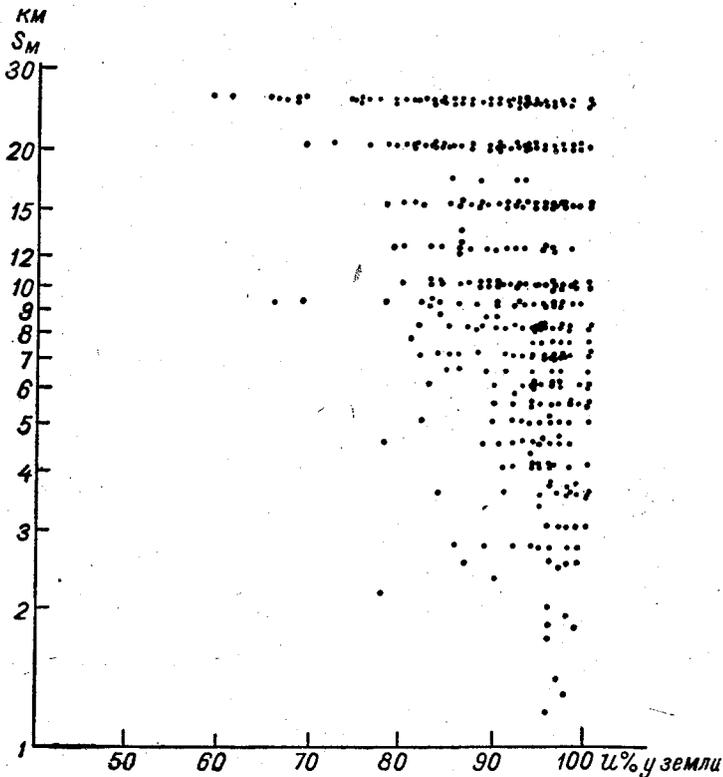


Рис. 2. Связь метеорологической дальности видимости с относительной влажностью.

выше относительная влажность, тем ближе к земле расположены облака. С другой стороны, существует некоторая связь и между видимостью и относительной влажностью; нельзя сказать, что она однозначна [9], тем не менее при относительной влажности, близкой к 100%, мала вероятность того, что видимость будет больше 20 км, и, наоборот, увеличивается вероятность появления более низких градаций видимости.

Эта зависимость построена по данным, полученным одновременно с измерением высоты облачности, и показана на рис. 2. На горизонтальной оси отложена относительная влажность воздуха у земли, по вертикали в логарифмическом масштабе даны значения горизонтальной дальности видимости в километрах. По внешнему виду этот рисунок аналогичен рис. 1.

И в том и в другом случае можно говорить лишь о наличии тенденции ухудшения видимости при низкой облачности и при высокой относительной влажности. Более точных результатов из этих данных получить нельзя.

Поскольку и высота нижней границы облаков, и видимость в какой-то степени определяются влажностью воздуха у земли, намечается и связь между ними, однако она не настолько определена, чтобы можно было вывести какие-то заключения для прогноза. Нет оснований для того, чтобы ожидать получения более четких связей при увеличении числа наблюдений.

Не имеет смысла определять высоту облачности для того, чтобы вывести суждение о видимости, так как с такой же точностью это можно сделать и по относительной влажности, что гораздо проще. С другой стороны, разумнее вычислять высоту облаков по эмпирическим формулам [8] на основании приземных данных, чем пользоваться для этой цели сведениями о видимости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гоголева Е. И. Условия возникновения низкой облачности над Европейской территорией СССР и возможности ее прогноза. Гидрометеоздат, Л., 1956.
2. Сборник методических указаний по авиационной климатологии. Гидрометеоздат, Л., 1959.
3. Резчикова А. А., Тонкова З. В. О связи высоты нижней границы облаков и дальности видимости. Тр. ЦАО, вып. 7, 1952.
4. Довгялло Е. Н. Суточный и годовой ход метеорологической дальности видимости. См. настоящий сборник.
5. Пчелко И. Г. Прогноз видимости. Руководство по краткосрочным прогнозам погоды, ч. П. Гидрометеоздат, Л., 1954.
6. Зак Е. Г., Марфенко О. В. Структура нижней кромки облачного покрова. Тр. ЦАО, вып. 7, 1952.
7. Честная И. И. Об определении нижней границы облаков по наземным данным. Тр. ГГО, вып. 2, 1947.
8. Дубровин А. В. Определение высоты низких облаков по наземным данным. Метеорология и гидрология, № 9, 1962.
9. Довгялло Е. Н. Связь дальности видимости с метеорологическими условиями. Тр. ГГО, вып. 109, 1961.

Е. Н. ДОВГЯЛЛО

ДАЛЬНОСТЬ ВИДИМОСТИ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЯХ

На основании статистического изучения прозрачности атмосферы на фотометрическом полигоне Главной геофизической обсерватории в Воейково дана повторяемость различных градаций метеорологической дальности видимости в туманах, дымках, метелях, снегопадах, дождях, мороси и мгле.

Такие метеорологические явления, как туман, снегопад, метель, дождь и т. д., в разной степени влияют на дальность видимости. Чтобы выяснить, каков характер распределения различных градаций видимости в этих явлениях, были использованы записи прозрачности атмосферы, полученные установкой М-37 на оптическом полигоне Главной Геофизической Обсерватории [1]. Данные с лент регистратора снимались каждый час. Градации метеорологической дальности видимости были взяты через 1 км до 10 км. Значения дальности видимости больше 10 км объединялись вместе.

Для тумана весь интервал был разделен на градации через 200 м, так как распределение дальности видимости в тумане имеет наибольшее значение для практики.

Всего за 7 лет на метеостанции Кирполье-Полигон получено 688 значений дальности видимости в тумане. Из них 353 случая, т. е. больше половины, приходится на значения дальности видимости меньше 400 м. Регистратор прозрачности установлен на расстоянии 240 м от прожектора, поэтому невозможно выяснить, сколько случаев было с дальностью видимости меньше 200 м, хотя это представляет несомненный интерес. Число случаев с дальностью видимости от 400 до 600 м и от 600 до 800 м примерно одинаково, 139 и 109 соответственно. Меньше всего случаев с дальностью видимости, равной 800—1000 м, причем сюда вошли все случаи, когда дальность видимости равна точно 1 км. В этой градации всего 87 случаев. Итак, можно сказать, что при туманах наиболее часто встречающимися являются дальности видимости меньше 400 м.

По своим оптическим и физическим свойствам непосредственно к туману примыкает дымка. Деление между ними чисто условное, не обоснованное какими-либо физическими закономерностями. Однако по сравнению с дымкой туман — явление гораздо более редкое. В дымке градации взяты через 1 км до 10 км, но мы не ограничивались дымкой в метеорологическом смысле, т. е. до 10 км, а подсчитывали и случаи с видимостью больше 10 км и относили их к дымке, так как дымка в оптическом смысле слова будет и при видимостях, больших 10 км.

В релейской атмосфере, совершенно лишенной посторонних взвешенных частиц, тоже будет дымка, обязанная своим происхождением молекулам воздуха. Дымка метеорологическая, т. е. та, которая, согласно наставлению, отмечается наблюдателями метеорологических станций, составляет всего 36% всех случаев дымки в оптическом смысле. Распределяется она по градациям внутри 10 км довольно равномерно, имеет небольшое увеличение повторяемости градации 7—8 и 9—10 км. Меньше всего дымок, характеризующихся величиной дальности видимости 1—2 км.

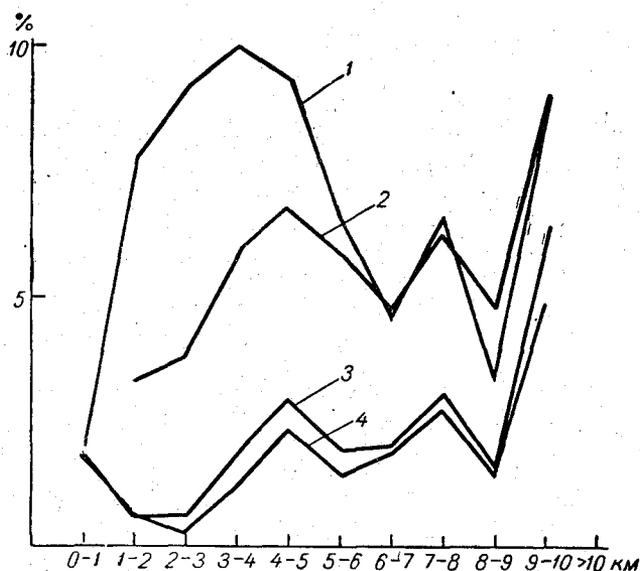


Рис. 1. Кривые распределения повторяемости различных градаций видимости только в дымках (2, 4) и в целом во всех явлениях (1, 3) за месяц.

1, 2 — январь, 3, 4 — июль.

Для каждого отдельного месяца распределение дальности видимости по градациям оказывается различным.

В зимние месяцы имеет место общее увеличение повторяемости всех низких градаций с преобладанием значений видимости 4—5 км. В летние месяцы, наоборот, чаще встречаются случаи с дальностью видимости больше 5 км. Что касается дальности видимости 7—8 и 9—10 км, то этих случаев много в течение всего года. Данные повторяемости для каждого месяца отдельно даны в табл. 1.

Из сопоставления этой таблицы с общей повторяемостью различных градаций видимости [2] видно, что в целом годовой ход видимости определяется дымкой даже в зимние месяцы.

Сравнение кривых распределения видимости для всего месяца в целом и для дымок, наблюдавшихся в течение этого же месяца, обнаруживает несомненное сходство. Такие кривые для января (1, 2) и июля (3, 4) приведены на рис. 1. Из рисунка видно, что различие между ними больше в зимнее время и меньше в летнее. Если проследить эту пару кривых для всех месяцев, оказывается, что в зимнее время различие касается в основном области низких видимостей до 6 км, а в летнее время от 6 км и выше.

Таблица 1

Месяцы	Градации видимости, км										Всего точек
	1,1—2,0	2,1—3,0	3,1—4,0	4,1—5,0	5,1—6,0	6,1—7,0	7,1—8,0	8,1—9,0	9,1—10,0	>10	
Январь	113 3,3	132 3,8	200 5,8	231 6,7	197 5,8	160 4,7	212 6,2	160 4,7	336 9,8	1688 49,5	3429
Февраль	89 3,6	145 5,9	162 6,6	179 7,3	140 5,7	109 4,5	141 5,7	99 4,1	245 10,0	1129 46,3	2438
Март	119 3,1	167 4,4	173 4,6	197 5,2	229 6,1	175 4,6	218 5,8	148 3,9	326 8,6	2033 53,7	3785
Апрель	51 1,4	89 2,5	104 2,9	112 3,1	125 3,5	100 2,8	135 3,7	104 2,9	274 7,6	2531 69,8	3625
Май	10 0,35	20 0,7	36 1,3	23 0,8	39 1,4	37 1,3	74 2,6	22 0,8	144 5,0	2454 86	2859
Июнь	11 0,53	9 0,4	15 0,7	41 2,0	36 1,7	39 1,9	58 2,8	19 0,9	114 5,5	1718 83	2060
Июль	11 0,6	4 0,23	21 1,2	40 2,3	24 1,4	31 1,8	46 2,7	25 1,4	84 4,9	1444 83,5	1730
Август	32 1,5	35 1,6	68 3,2	90 4,2	72 3,4	52 2,4	89 4,2	40 1,9	140 6,6	1514 71	2132
Сентябрь	23 0,9	35 1,5	42 1,75	60 2,5	47 2,0	51 2,1	70 2,9	52 2,2	179 7,5	1840 77	2399
Октябрь	46 1,9	45 1,8	52 2,1	75 3,0	83 3,4	116 4,7	108 4,4	49 2,0	181 7,3	1702 69,4	2487
Ноябрь	47 2,2	57 2,6	53 2,4	69 3,2	90 4,2	115 5,3	130 6,0	93 4,3	212 9,8	1293 59,9	2159
Декабрь	75 3,8	107 5,5	98 5,0	99 5,1	93 4,8	99 5,1	92 4,7	74 3,8	198 10,1	1019 52,1	1954
Сумма	627	845	1024	1216	1175	1084	1373	885	2433	20365	31027

Из всех месяцев года февраль обладает самым большим количеством метеорологических дымок с максимумом повторяемости градации 4—5 км.

Годовой ход повторяемости дымок аналогичен годовому ходу повторяемости значений дальности видимости. Он представлен на рис. 2, где отчетливо виден максимум в феврале, наиболее резкий для градации 1—2 км, в отличие от максимальной повторяемости этой градации в январе для общего годового хода. Градации 1—2, 2—4 и 4—10 км имеют противоположный ход зимой и летом, что, по-видимому, связано

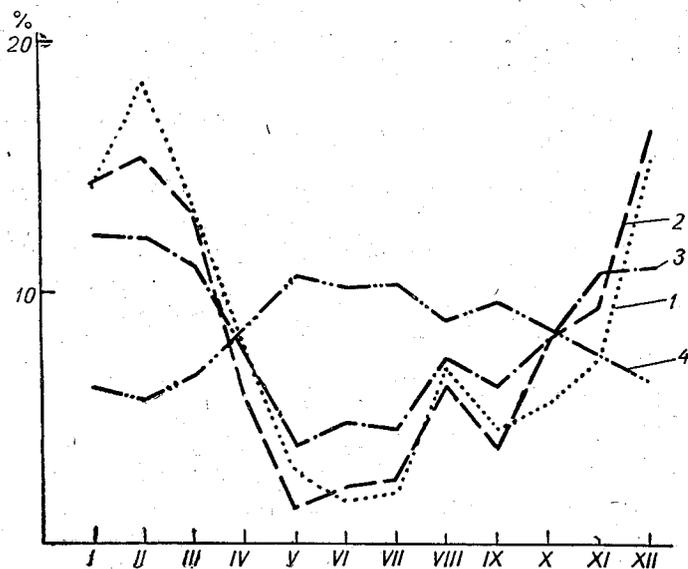


Рис. 2. Годовой ход повторяемости различных градаций метеорологической дальности видимости в дымках (в процентах от общего числа случаев за год для каждой градации отдельно).

1 — $S_M = 1 \div 2$ км, 2 — $S_M = 2 \div 4$ км, 3 — $S_M = 4 \div 10$ км, 4 — $S_M > 10$ км.

с различием физических состояний атмосферы в эти сезоны. На это обстоятельство указывает и тот факт, что продолжительность существования различных интервалов дальности видимости в дымках не одинакова зимой и летом.

На рис. 3 представлены кривые распределения продолжительности различных градаций метеорологической дальности видимости в дымках. По оси абсцисс в логарифмическом масштабе отложены интервалы времени, по оси ординат повторяемость дымок указанной продолжительности. Повторяемость для каждой отдельной градации дана в процентах от общего числа случаев различной длительности, которые имели место в течение месяца.

Нижняя группа кривых построена для января, верхняя — для июля. Изучалась продолжительность сильного тумана, слабого тумана, сильной дымки и дымки с дальностью видимости 2—4 и 4—10 км.

Из рисунка видно, что в зимнее время увеличивается продолжительность непрерывного существования всех градаций метеорологической дымки. В 27 случаях продолжительность градации 4—10 км > 10 час. Летом крайние градации 0—0,5 и 4—10 км имеют некоторое число случаев с продолжительностью больше 2 час., все же остальные дымки с дальностью видимости от 0,5 до 4 км существуют кратковременно.

в среднем не более получаса. Самые малые изменения при переходе от зимы к лету претерпевают крайние градации 0—0,5 и 4—10 км.

Градация 0—0,5 км (сильный туман) имеет 2 максимума как зимой, так и летом. Соотношение между ними одинаковое, т. е. преобладающее число случаев имеет продолжительность жизни от 15 мин. до получаса, реже встречаются сильные туманы, существующие от 30 мин. до часа. Сравнительно большее число туманов имеет продолжительность от 2 до

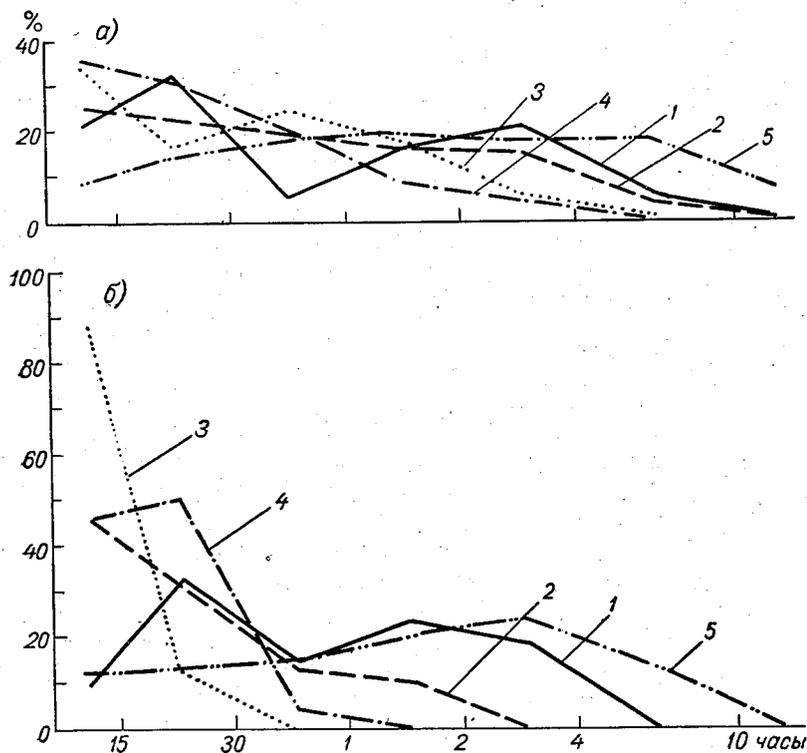


Рис. 3. Кривые распределения продолжительности существования различных градаций видимости в дымках для января (а) и июля (б).
 1 — $S_M > 0,5$ км, 2 — $S_M = 0,5 \div 1$ км, 3 — $S_M = 1 \div 2$ км, 4 — $S_M = 2 \div 4$ км, 5 — $S_M = 4 \div 10$ км.

4 час., хотя число таких случаев меньше, чем туманы с продолжительностью 15—30 мин. Июльская кривая, соответствующая сильным туманам, имеет тоже два максимума, приходящихся на интервалы времени 15—30 мин. и 1—2 часа. В отличие от января, совсем не встречаются туманы, продолжающиеся более 4 час.

Кривые дальности видимости 4—10 км для зимы и лета также похожи по внешнему виду. Летом имеет место небольшое преобладание числа случаев с продолжительностью жизни 2—4 часа и уменьшается по сравнению с зимой число случаев с дымкой, которая длится больше 10 час.

Слабый туман и дымки, характеризующиеся значениями дальности видимости 1—2 и 2—4 км, имеют плавные кривые продолжительности в зимнее время, указывающие на постепенное уменьшение числа случаев по мере увеличения интервала времени, в течение которого они существуют. Июльские кривые, относящиеся к этим же градациям, характеризуются резким уменьшением частоты появления слабого тумана и сильной дымки с продолжительностью более 30 мин.

Наиболее резкий ход имеет градация видимости 1—2 км. Действительно, в 88% случаев сильная дымка с дальностью видимости 1—2 км существует не более 15 мин.

Итак следует отметить, что в зимнее время увеличивается не только число случаев с низкими значениями видимости, но и продолжительность их существования.

По характеру кривых распределения повторяемости значений метеорологической дальности видимости близки к дымке мгла и морось. Это видно из табл. 2.

В условиях Воейкова происхождение мглы связано с юго-западным и южным ветром, приносящим дым с ленинградских предприятий. Мгла дает максимум повторяемости в градации 2—4 км. Очевидно, такое сильное ослабление видимости обусловлено не только мглой, но и в значительной степени влажной мутностью, присутствующей в воздухе вместе со мглой.

Морось обычно бывает вместе с дымкой. Чаше всего при мороси значения дальности видимости равны 2—3 км, в 84% метеорологическая дальность видимости не превышает 6 км. Однако следует отметить, что общее число случаев с моросью и мглой чрезвычайно мало, поэтому ослабление видимости этими явлениями не имеет существенного значения для практики.

Повторяемость метелей и снегопадов в зимнее время велика, и в то же время и метель и снегопад существенно влияют на прозрачность атмосферы. Вопросу о связи дальности видимости в снегопаде и метелях с интенсивностью этих явлений посвящена работа Е. А. Поляковой [3]. Там же показано, насколько велико ослабление дальности видимости этими явлениями. К этому можно добавить, что детальное исследование повторяемости дальности видимости отдельно в метелях и снегопадах показывает, что наибольшее снижение видимости достигается именно при метелях. В 25% случаев дальность видимости равна 1—2 км. В 58% случаев видимость в метелях меньше 4 км. Метели, сопровождающиеся скоростью ветра больше 10 м/сек., имеют настолько быстрые изменения видимости, что все эти случаи не поддаются обработке, поэтому число метелей невелико.

Снегопад имеет наибольшую повторяемость значений видимости 2—3 км. Максимум не резкий. В 40% случаев видимость меньше 4 км.

И метель, и снегопад оказывают большое влияние на суточный и месячный ход повторяемости дальности видимости в зимнее время. На рис. 1 видно, что большое расхождение между кривыми месячного хода повторяемости различных градаций и кривой повторяемости в дымках обусловлено уменьшением видимости за счет осадков. Даже максимум общей кривой смещен относительно максимума в дымках. Твердые осадки дают сильное ослабление видимости в области низких градаций видимости до 6 км. В летнее время расхождение между кривыми вызвано дождем. Кстати, оно больше в сентябре и октябре, когда увеличивается количество дождей.

Ослабление дальности видимости дождем изучено Е. А. Поляковой [4, 5]. В этих работах установлена корреляционная зависимость между интенсивностью дождя (преимущественно летнего) и степенью ослабления прозрачности атмосферы.

В данной работе подсчитана повторяемость значений дальности видимости во всех осенних, зимних и летних дождях. В 70% случаев дальность видимости оказалась меньше 10 км, в 30% — больше 10 км. Дождь не снижает дальности видимости настолько, чтобы служить препятствием в работе всех видов транспорта. Действительно, число случаев

Таблица 2

Метеорологические явления	Градации видимости, км											Число случаев	
	0—0,5	0,5—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6	6—7	7—8	8—9	9—10		>10
Метель	14	55	208	119	86	71	50	28	30	19	46	103	829
	1,7	6,6	25	14,4	10,4	8,6	6,0	3,4	3,6	2,3	5,5	12,5	100
Снегопад	3	59	427	560	546	420	304	215	234	128	240	465	3601
	0,1	1,6	11,8	15,5	15,1	11,6	8,5	6,0	6,5	3,5	6,7	13	100
Дождь	—	2	51	141	215	188	186	183	205	91	300	692	2254
	—	0,1	2,3	6,3	9,6	8,4	8,3	8,1	9,1	4,0	13,3	30,4	100
Морось	—	1	18	28	18	19	12	3	6	—	5	4	114
	—	0,1	15,8	24,5	15,8	16,7	10,5	2,8	5,2	—	4,4	3,5	100
Мгла	—	9	14	27	33	23	29	8	9	2	11	20	185
	—	4,8	7,6	14,6	17,8	12,4	15,6	4,3	4,8	1,1	6,0	10,8	100
Дымка	—	—	627	845	1024	1216	1175	1084	1373	885	2433	20355	31027

Таблица 3

Дата	Время, час. мин.	Градации видимости, км										Всего точек	Средняя видимость, км				
		1-2	2-3	3-4	4-5	5-6	6-7	7-8	8-9	9-10	>10		до дождя		после дождя		
													за 3 ча- са	за 1 час	перед дождем	через 1 час	через 3 часа
19/X 1958	13 36	1	12	35	16	21	17	24	6	22	21	175	>20	>20	>20	>20	>20
21/X 1958	18 10	4	14	16	10	9	5	7	1	15	79	160	>20	>20	>20	15	>20
30/IV 1962	1 00	12	21	10	25	20	11	6	2	8	8	115	20	13	>20	>20	>20
27/IV 1962	7 20							24	21	10	83	83	20	20	>20	4	3
29/X 1957	9 42			19	51	32	20	17			139	139	7	7,5		20	20
27/X 1957	0 06		2	17	16	17	20	7	11	4	7	101	20	14	>20	9	15
18/X 1957	8 48		7	9	9	5	13	11	4	10	30	98	7	6,5		10	10
25/VIII 1956	2 12		10	30	19	23	2	3	1	3	1	92	18	13	20	13	18
31/VIII 1956	0 30			11	7	12		7	5	8	46	96	()	()		>20	>20
2/VII 1957	23 00		18	35	12	8	3	2	1	5	17	101	>20	>20		>20	>20
6/VI 1957	2 30		6	19	18	16	3	6	1		2	71	>20	>20			20
1/VI 1957	11 36		1	2	7	5	3	21	6	21	20	86	>20	20		>20	>20
29/IV 1958	20 18	5	7	11	6	2	1	4	7	5	48	48	>20	>20		2,5	5,5
9/XI 1957	6 48	1	27	25	22	10	20	18	2	3	6	134	8	9		20	()
10/V 1957	3 00	18	12	4	10	3	2	3	2	3	8	65	>20	>20		13	20

с дальностью видимости меньше 4 км составляет в дожде всего 18%. Следует отметить, что непосредственно дождь незначительно ослабляет видимость [4], но часто дождь сопровождается дымкой, появляющейся до дождя или во время дождя. Непосредственно перед дождем иногда происходит улучшение видимости. Бывает так, что видимость отличная до дождя и после дождя, а во время дождя одновременно с ним появляется дымка и в целом получается значительное снижение видимости. Дымка, образовавшаяся во время дождя, часто сохраняется на некоторое время и после него. Несколько таких случаев в качестве примера приведены в табл. 3. Значения видимости сняты через 6 мин.

Сопоставляя все вышеизложенное относительно ослабления прозрачности атмосферы различными метеорологическими явлениями, следует отметить, что самое большое снижение видимости дает туман, однако число случаев тумана относительно невелико. Метель и снегопад ослабляют прозрачность атмосферы несколько меньше, но оба эти явления повторяются в зимнее время значительно чаще, чем туман, и поэтому могут создавать серьезные препятствия в работе всех видов транспорта, особенно в местах, отличающихся обилием метелей и снегопадов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Горышин В. И. Установка для измерения и регистрации прозрачности атмосферы. Тр. ГГО, вып. 100. Л., 1960.
2. Довгялло Е. Н. Суточный и годовой ход метеорологической дальности видимости. См. настоящий сборник.
3. Полякова Е. А., Третьяков В. Д. Исследование метеорологической дальности видимости при снегопадах. Тр. ГГО, вып. 100, 1960.
4. Полякова Е. А. Дальность видимости в зоне дождя. Метеорология и гидрология, № 8, 1956.
5. Полякова Е. А. Исследование метеорологической дальности видимости в дождях. Тр. ГГО, вып. 100, 1960.

ВИДИМОСТЬ, РАЗМЕРЫ ПОМУТНЯЮЩИХ ЧАСТИЦ И ФОРМУЛА ТРАБЕРТА

Обобщение и анализ имеющихся данных приводят к выводу о возможности практического использования формулы Траберта при учете (с помощью простого коэффициента) характера распределения капелек по размерам. Показана применимость специальных атмосферно-электрических измерений (в комплексе с измерениями видимости) для исследования частиц дымки.

Очевидная связь дальности видимости с размером и массой помутняющих частиц, содержащихся в единичном объеме, была представлена впервые с помощью простой формулы австрийским метеорологом В. Трабертом в 1901 г. [22]. Траберт заинтересовался этой задачей в связи с появившейся тогда работой Н. Экгольма [10], в которой, между прочим, рассматривался вопрос о межзвездном поглощении света. Так как строгое определение метеорологической дальности видимости S_m в зависимости от порога контрастной чувствительности глаза ε и коэффициента экстинкции α

$$S_m = \frac{-\ln \varepsilon}{\alpha} \quad (1)$$

было дано Кошмидером [15] только через двадцать с лишним лет после появления работы Траберта [22], коэффициент пропорциональности C в формуле Траберта

$$S_m = C \frac{r}{\omega}, \quad (2)$$

где r — радиус капелек и ω — водность, играл сначала роль некоторой эмпирической константы. Благодаря этому полученное Трабертом общее выражение (2) оказалось правильным, несмотря на то что физические допущения, сделанные первоначально при его выводе, не соответствовали, как выяснилось позднее, имеющимся реальным условиям. Следует заметить, что в литературе имеется сравнительно много ошибок в отношении оценки величины коэффициента C , которые частично дезориентируют читателя и приводят к некоторым дополнительным затруднениям при попытке практического использования формулы (2).

Естественно, что сам Траберт из-за отсутствия в то время (около 1900 г.) достаточно полных экспериментальных данных мог дать только очень грубую оценку величины C (так как величина коэффициента C зависит от единиц, применяемых для S_m , r и ω , условимся выразить

S_m в метрах, r — в микронах, w — в $г/м^3$). Полученное Трабертом значение $C=14$ завышено в несколько раз из-за того, что данные по водности и видимости, с одной стороны, и по среднему радиусу капель, с другой, взяты из различных источников (по Конраду и по Ассману), и туманам с большой водностью приписан слишком малый средний радиус капель. Характерно, что Траберт применил формулу (2) также для оценки дальности видимости при дожде; в рассмотренном им примере для сильного ливневого дождя (с интенсивностью осадков 50 мм/час) вычисленная дальность видимости оказалась довольно большой (700 м) в соответствии с завышенным значением C .

В 1919 г. Ричардсон [19], обработав данные наблюдений Конрада и Вагнера, получил значение $C=5,8$. Близкое значение ($C=6,1$) было выведено Келером [14] по наблюдениям в Норвегии. Несколько позднее (1931 г.) Страттон и Хаутон [21] вычислили теоретически значения коэффициента рассеяния для капелек воды, пользуясь формулами, предложенными Ми. Величина коэффициента рассеяния

$$\alpha_1 = 2\pi r^2 k(\rho) \quad (3)$$

зависит от параметра ρ , определяемого отношением радиуса капельки r к длине волны света λ' (в развернутом виде $\rho=2\pi r/\lambda'$). При достаточно больших значениях ρ функция $k(\rho)$ стремится к единице, и, в частности, для капель тумана можно приближенно положить

$$\alpha_1 = 2\pi r^2, \quad \alpha = 2\pi r^2 N, \quad (4)$$

где N — концентрация капелек. Подставляя это значение α в формулу (1), легко получить теоретическую величину C для монодисперсного тумана

$$S_m = \frac{-\ln \varepsilon}{2\pi r^2 N} = \frac{(-\ln \varepsilon) \frac{2}{3} r}{\frac{4}{3} \pi r^3 N} = \left(-\frac{2}{3} \ln \varepsilon\right) \frac{r}{w}, \quad (5)$$

откуда

$$C = \left(-\frac{2}{3} \ln \varepsilon\right). \quad (6)$$

При обычно принимаемом значении $\varepsilon=0,02$ формула (6) дает $C=2,6$ (по Хаутону [11] значение ε несколько увеличивается при малых значениях S_m ; например, для $S_m=300$ м и $S_m=50$ м указываемые им значения ε дают соответственно $C=2,1$ и $1,7$).

Таким образом, теоретическое значение коэффициента C для монодисперсного тумана оказывается значительно меньше значений C , полученных раньше на основании экспериментальных данных ($C \approx 6$). Однако еще Хаутон указал на необходимость учитывать распределение капелек по размерам. Если в формуле Траберта пользоваться средним арифметическим радиусом капель \bar{r} , то записывая ее более определенно

$$S_m = C \frac{\bar{r}}{w}, \quad (7)$$

необходимо ввести поправочный множитель к теоретическому значению коэффициента C . Величина этого поправочного множителя (обозначим его a_s) определяется следующей формулой:

$$a_s = \frac{\int_0^{\infty} r^3 N(r) dr \int_0^{\infty} N(r) dr}{\int_0^{\infty} r^2 N(r) dr \int_0^{\infty} r N(r) dr}, \quad (8)$$

где $N(r)dr$ — число капель с радиусом от r до $r + dr$. Полученные позднее данные [2] подтвердили, что при учете распределения капелек по размерам теоретические и экспериментальные значения удовлетворительно согласуются между собой. В частности, Брикар [9] теоретически получил значение $C = 5,8$.

В работе, опубликованной в 1950 г. [12], Кампе, ссылаясь на Синклера [20], утверждал, что формула (4) дает завышенное в два раза значение α ; при этом теоретическое значение C увеличивалось до 5, близко подходя к величинам, полученным раньше опытным путем. Но через два года Кампе [13] возвращается к формуле (4), указывая, что при узком спектре капель (встречающемся, например, в кучевых облаках) коэффициент C имеет ожидаемое значение ($\approx 2,5$), но при расширении спектра капель по размерам величина C начинает возрастать.

Известное внимание привлек одно время частный вопрос о том, почему оценка коэффициента рассеяния α для капелек (при больших ρ) по геометрической оптике не дает правильного значения (4), полученного Страттоном и Хаутоном. Миддлтон писал по этому поводу в своей книге [17]: «Теория Страттона и Хаутона содержит одну особенность, которая не имеет еще ясного объяснения. Для очень больших капелек $\alpha = 2\pi r^2 N$, но ослабление, связанное с ними, может быть исследовано элементарными методами геометрической оптики, дающими $\alpha = \pi r^2 N$. Частное обсуждение с одним из авторов теории не имело до сих пор успеха в отношении исследования причин расхождения, которое остается одной из немногих загадок атмосферной оптики».

Как заметил позднее К. С. Шифрин [7], причиной погрешности элементарного метода является дифракция света, при учете которой получается правильное значение α .

Подробнее следует остановиться на оценке коэффициента a_s , зависящего от распределения капелек по размерам. Бест [8], используя предложенную им функцию распределения капелек

$$1 - F = e^{-\left(\frac{r}{b}\right)^n}, \quad (9)$$

где F — относительный вклад капелек с радиусом менее r в общую водность, b и n — параметры распределения, несколько видоизменил формулу Траберта:

$$S_m = \frac{\left[\frac{2,6b}{\Gamma\left(1 - \frac{1}{n}\right)} \right]}{w}. \quad (10)$$

Недостатком этого варианта формулы Траберта является выпадение среднего радиуса капелек \bar{r} , который заменен параметрами распределения b и n .

Очень детальные исследования спектра облачных капелек были проведены недавно Л. М. Левиным [3], пользовавшимся для представления спектра капелек весьма общим гамма-распределением

$$n(r) = \frac{N}{\Gamma(\alpha + 1) \beta^{(\alpha + 1)}} r^\alpha e^{-\left(\frac{r}{\beta}\right)}, \quad (11)$$

частными случаями которого является ряд предложенных ранее выражений. Дополнительным преимуществом распределения Левина является то, что при большой общности оно приводит к очень простому выражению для коэффициента a_s . Действительно, при подстановке функ-

ции (11) в формулу (8) входящие в нее интегралы легко берутся и имеют следующие значения [3]:

$$\int_0^{\infty} r n(r) dr = \frac{\beta}{2} (\alpha + 1) \int_0^{\infty} n(r) dr,$$

$$\int_0^{\infty} r^2 n(r) dr = \frac{\beta^2}{4} (\alpha + 1) (\alpha + 2) \int_0^{\infty} n(r) dr,$$

$$\int_0^{\infty} r^3 n(r) dr = \frac{\beta^3}{8} (\alpha + 1) (\alpha + 2) (\alpha + 3) \int_0^{\infty} n(r) dr,$$

откуда

$$a_s = \frac{\alpha + 3}{\alpha + 1} = 1 + \frac{2}{\alpha + 1}. \quad (12)$$

Чтобы исключить параметр распределения α , заметим, что отношение моды R (радиуса, соответствующего максимуму кривой распределения) к среднему радиусу \bar{r} также зависит только от параметра α

$$\frac{R}{\bar{r}} = \frac{\alpha\beta}{\beta(\alpha+1)} = \frac{\alpha}{\alpha+1} = 1 - \frac{1}{\alpha+1}, \quad (13)$$

или

$$1 - \frac{R}{\bar{r}} = \frac{1}{\alpha+1}. \quad (14)$$

Подставляя (14) в формулу для a_s (12), получаем окончательно

$$a_s = 3 - 2 \frac{R}{\bar{r}}. \quad (15)$$

Полученная формула (15) практически интересна тем, что позволяет вычислить коэффициент a_s без дополнительной обработки экспериментальных данных (без определения параметров распределения), пользуясь только графиком $n(r)$ и средним арифметическим радиусом \bar{r} . Кроме того, формула (15), дающая точное значение a_s , когда $n(r)$ принадлежит к введенному Левиным широкому классу функций распределения, может быть использована еще шире для приближенной оценки a_s .

Из соотношения (12) следует, что коэффициент a_s может колебаться по крайней мере от 1 до 3 (так как параметр α не может принимать отрицательные значения); при этом интервал возможных теоретических значений коэффициента S формулы Траберта вполне охватывает данные экспериментальных определений S в различных условиях.

В случае когда значительную роль играют очень мелкие капли (с радиусом меньше 3 мк), могут стать заметными отклонения $k(\rho)$ от единицы; для получения соответствующих поправок представляют интерес подсчитанные Левиным [3] отношения эффективных оптических и геометрических размеров капель. Практически также было бы удобно, продолжив эти расчеты, определить поправочные коэффициенты a_p к величине $k(\rho)$, взятой по значению ρ , соответствующему среднему радиусу капелек.

На основании рассмотренных данных можно прийти к выводу, что экспериментальные и теоретические работы определенно говорят о возможности успешного применения формулы Траберта

$$S_m = \frac{2}{3} \left[\frac{\left(3 - 2 \frac{R}{r}\right) \ln \frac{1}{\varepsilon}}{a_p k(\bar{\rho})} \right] \frac{\bar{r}}{w} \quad (16)$$

(в том виде, как она может быть представлена теперь) при условии уточнения входящего в нее коэффициента применительно к имеющимся условиям, тем более, что обычно множитель $[a_p k(\bar{\rho})]^{-1}$ выпадает, практически обращаясь в единицу.

Естественно, что формула Траберта распространяется также в сторону больших размеров капель и применима для дождей, которые, однако, практически удобнее характеризовать не водностью, а интенсивностью осадков J .

Отмеченная выше необходимость учета распределения капель по размерам полностью сохраняется и в отношении дождей. Так, например, вычисленные Райтом в 1939 г. [23] коэффициенты экстинкции для дождей различной интенсивности (от 3 до 43 мм/час) вполне удовлетворительно представляются в сглаженном виде эмпирическим выражением типа формулы Поляковой [4]

$$\alpha = p^{j^{0.7}}, \quad (17)$$

но численное значение постоянного множителя p оказывается преуменьшенным в два раза. Райт пользовался правильной формулой (4) (подтвержденной недавно измерениями, сделанными во время дождей Поляковой [5]), поэтому заниженное значение p можно объяснить только неточностью исходных данных о распределении капель дождя по размерам. Это весьма вероятно, так как расчеты Райта основывались на результатах старых наблюдений Леонарда, относящихся к 1904 г. [16].

Значительно больше трудностей экспериментального характера встречается при переходе к исследованию в естественных условиях мелких, субмикронных частиц, для которых детально разработанные в настоящее время методы прямого измерения размеров капелек неприменимы. В этом случае полезный дополнительный материал могут дать специальные атмосферно-электрические измерения, так как присутствие тех или иных аэрозолей влияет и на видимость, и на ионизационное состояние атмосферы.

Например, уже давно было замечено, что видимость и электрическая проводимость воздуха часто изменяются параллельно; однотипность изменения этих элементов легко может быть объяснена физически. Однако действительно полезные результаты могут быть получены только при достаточно тщательном анализе отдельных факторов, правильной методике измерений и специальном выборе наиболее подходящей электрической характеристики. Предлагая в свое время метод измерения видимости по скорости рассеяния электрического заряда, Е. А. Чернявский [6] игнорировал все эти условия; его прибор измерял что-то близкое к проводимости воздуха, физического обоснования метода не было, и один из факторов, определяющих проводимость, но не связанный с прозрачностью воздуха, произвольно принимался постоянным для каждого отдельного измерения. Подобные работы только дискредитируют попытки использования атмосферно-электрических данных в других областях.

Несравненно более обоснованной была работа Р. А. Аллика [1], исследовавшего изменения величины R , пропорциональной средней про-

должительности жизни легких ионов и названной им электрическим фактором частоты воздуха. Легкие ионы, образующиеся в воздухе благодаря распаду радиоактивных веществ и действию космических лучей, частично рекомбинируют между собой, но в основном исчезают из-за захвата нейтральными и заряженными частицами аэрозолей (ядрами, как их называют в атмосферном электричестве). Очевидно, что средняя продолжительность жизни легких ионов ϑ обратно пропорциональна концентрации ядер Z (пренебрегая рекомбинацией)

$$\vartheta = \frac{1}{AZ}, \quad (18)$$

где A — некоторый коэффициент, зависящий от размера ядер.

Как показывает специальный расчет, электрический заряд ядер при стационарном состоянии можно не учитывать. Чтобы связать теперь ϑ с радиусом ядер r , необходимо представить в явной форме коэффициент A . Теоретически возможны два варианта: если радиус ядра r мал по сравнению с длиной свободного пробега иона l , то

$$A_1 = \pi v r^2 \quad (r \ll l),$$

тогда как при обратном соотношении ($r \gg l$)

$$A_2 = 4\pi r D,$$

где v — тепловая скорость ионов, D — коэффициент диффузии.

Экспериментальная проверка в естественных условиях выражения для коэффициента A_1 затруднительна. Коэффициент A_2 , значение которого получается по теории диффузии, начали использовать в работах по атмосферному электричеству сравнительно недавно, но применимость этого выражения может быть проверена по данным измерений проводимости при туманах. Первое экспериментальное обоснование применимости в естественных условиях расчетов, связанных с коэффициентом A_2 , было сделано Плювинажем [18] на основании немногих эпизодических наблюдений, охватывавших, однако, все необходимые элементы. В нашем распоряжении имелись обширные данные более чем для 100 туманов, но только по одному элементу — проводимости воздуха. Как показывает график, представленный на рис. 1, по данным атмосферно-электрических измерений преобладают умеренные туманы, а сильные туманы встречаются очень редко. Этот вывод вполне соответствует данным непосредственных наблюдений видимости.

Таким образом, имеются достаточно веские основания пользоваться коэффициентом A_2 , тем более, что вероятное соотношение величин r и l не дает никакого преимущества коэффициенту A_1 .

В то время, когда была выполнена работа Аллика [1], вопрос о выборе значения коэффициента A обычно не рассматривали, пользуясь просто предложенным раньше значением A_1 . Поэтому, сопоставляя выражения для ϑ и S_m (метеорологической дальности видимости)

$$\vartheta = \frac{1}{\pi v r^2 Z},$$

$$S_m = \frac{-\ln \varepsilon}{2\pi r^2 k(\rho) Z},$$

Аллик пришел к выводу, что соотношение $\frac{\vartheta}{S_m}$ пропорционально $k(\rho)$:

$$\frac{\vartheta}{S_m} = \left(\frac{2}{-v \ln \varepsilon} \right) k(\rho) = g k(\rho), \quad (19)$$

где g — определенный числовой коэффициент.

Обобщая результаты проведенных им систематических непосредственных измерений величины $w\Phi = R$ (названной электрическим фактором чистоты воздуха), Аллик вычислил значения $k(\rho)$ с помощью формулы (19) и попытался определить по ним соответствующие средние радиусы частиц r при различной видимости. Однако в ряде случаев значения $k(\rho)$, полученные по данным атмосферно-электрических измерений, значительно превышали известные теоретические величины. Это расхождение ставило вообще под сомнение полученные оценки r , так как

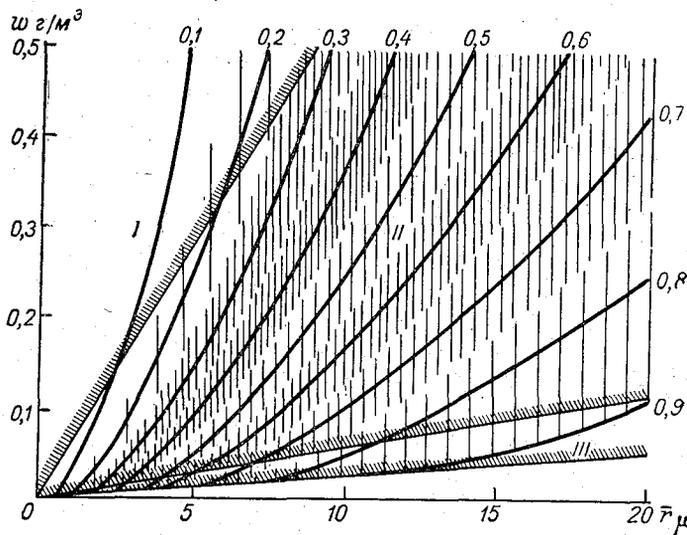


Рис. 1. Кривые линии — зависимость вычисленной проводимости воздуха λ при туманах от влажности w и радиуса капелек r μ . (за единицу принято нормальное значение λ). Прямые с косой штриховкой ограничивают области, соответствующие сильному (I), умеренному (II) и слабому туману (III).

Густота вертикальной штриховки пропорциональна фактической повторяемости различных значений проводимости при туманах по наблюдениям в Воейкове.

оправдываемость их в отдельном интервале могла быть чисто случайной. С другой стороны, теперь имеются определенные основания пользоваться в данном расчете коэффициентом A_2 вместо принятого раньше коэффициента A_1 . Новое значение величины

$$\frac{\Phi}{S_m} = \left(\frac{1}{-2D \ln \epsilon} \right) rk(\rho) = g' rk(\rho), \quad (20)$$

где g' — числовой коэффициент, оказывается пропорциональным не $k(\rho)$, а $rk(\rho)$, и можно оценить размер частиц r для всех наблюдений. Связь между средним радиусом частиц и видимостью по данным обработки измерений R и S_m , сделанных Алликом, представлена на рис. 2. В рассматриваемом диапазоне (при отсутствии тумана, $S_m > 1$ км) размеры частиц, определяющих наблюдаемое помутнение, составляют доли микрона и довольно резко возрастают с уменьшением видимости. Этот пример определенно указывает, что для исследовательских работ постановка специальных атмосферно-электрических измерений может дать интересные дополнительные данные, причем особенно ценно, что они могут охватить такие частицы, для которых обычные методы непосредственного измерения размеров становятся неприменимыми.

На рис. 3 дан схематический график примерного соотношения размеров частиц и видимости в различных условиях. Дожди, естественно, выпадают из общей тенденции к увеличению размеров частиц при уменьшении видимости, которая прослеживается от туманов до предельного случая релейевской атмосферы.

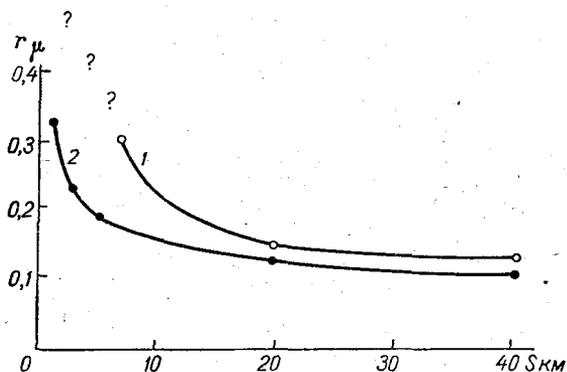


Рис. 2. Размеры помутняющих частиц при различной видимости.

1 — по расчетам Аллика (знаки ??? указывают, что расчет не позволяет определить радиус частиц), 2 — по новому расчету.

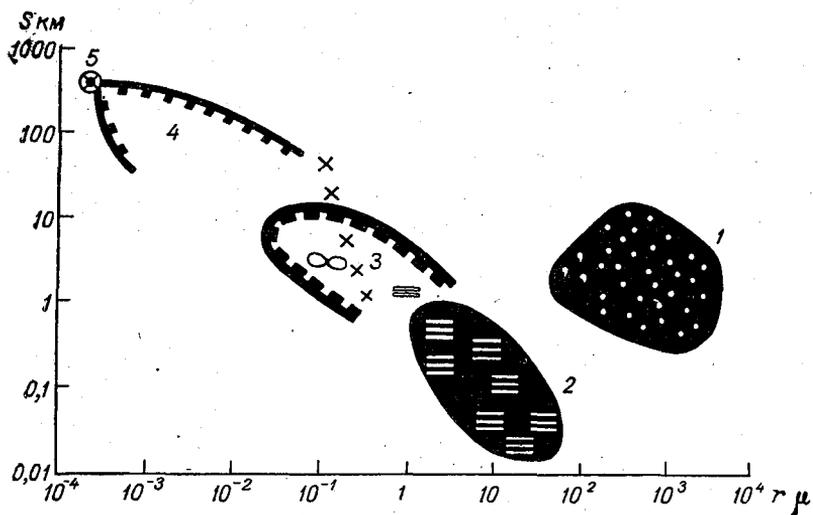


Рис. 3. Схематический график сопоставления размеров частиц и видимости.

Область 1 соответствует дождям, 2 — туманам, 3 — дымке и мгле, 4 — чистому воздуху. Точка 5 относится к случаю идеально чистой атмосферы. Крестиками представлены результаты пересчета данных Аллика.

Отмеченные на этом графике крестиками данные расчета, по наблюдениям Аллика, заполняют среднюю часть промежутка между туманами и чистым воздухом, но возможное уточнение связи между S_m и \bar{r} в этом интервале требует дальнейших исследований на основе более обширных экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аллик Р. А. Об электрическом факторе чистоты воздуха. Тр. НИУ ГУГМС, сер. 1, вып. 4, 1941.
2. Кирюхин Б. В. Об интенсивности и продолжительности радиационных туманов. Тр. НИУ ГУГМС, сер. 1, вып. 28, 1946.
3. Левин Л. М. О функциях распределения облачных капель по размерам. Оптическая плотность облака. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 10, 1958.
4. Полякова Е. А. Исследование микроструктуры дождей в связи с вопросом об их прозрачности. Тр. ГГО, вып. 68, 1957.
5. Полякова Е. А. Экспериментальная проверка формулы для коэффициента ослабления света в дожде. Тр. ГГО, вып. 68, 1957.
6. Чернявский Е. А. Дальность видимости и ее геофизические характеристики. Изв. АН СССР, сер. географ. и геофиз., т. 12, № 5, 1948.
7. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. ГТТИ, М., 1951.
8. Best A. C. A modified form of Trabert's formula. Journ. of Meteorol., No 3, 1953.
9. Bricard J. Annales de Géophysique, v. 1, No 2, p. 1, 1944.
10. Ekholm N. Über den Energie Vorrath, die Temperature und Strahlung der Weltkörper. S. A. Bihang till K. Svenska Vet.-Akad. Handlingar, B. 26, I, Nr. 1, 1900.
11. Houghton H. G. In Handbook of meteorology (F. A. Berry et al., eds.), McGraw Hill, New York, 1945.
12. Aufm Kampe H. J. Visibility and liquid water content in clouds in the free atmosphere. Journ. of Meteorol., v. 7, No 1, 1950.
13. Aufm Kampe H. J., Weickmann H. K. Trabert's formula and the determination of the water contents in clouds. Journ. of Meteorol., v. 9, No 3, 1952.
14. Köhler H. On water in clouds. Geofysiske Publikasjoner, v. 5, Oslo, 1930.
15. Koschmieder H. Beiträge zur Physik frei. Atmosph., B. 12, 1924.
16. Leonard P. Ober Regen. Meteorol. Zeitschr., B. 21, 1904.
17. Middleton W. E. K. Visibility in meteorology, sec. ed., p. 18, The University of Toronto Press, Toronto, Canada, 1941.
18. Pluvinage P. Etude théorique et expérimentale de la conductibilité électrique dans les nuages non orageux. Annales de Géophysique, v. 2, 1946.
19. Richardson L. F. Measurement of water in clouds. Proc. of the Royal Soc., ser. A, v. 96, p. 19, 1919.
20. Sinclair D. Light scattering by spherical particles. Journ. Opt. Soc. of America, v. 37, 1947.
21. Stratton J. A., Houghton H. G. A theoretical investigation of the transmission of light through fog. Phys. Rev., v. 38, 1931.
22. Trabert W. Die Extinktion des Lichtes in einem trüben Medium (Schweite in Wolken). Meteorol. Zeitschr., 1901.
23. Wright H. L. Atmospheric opacity: a study of visibility observation in the British Isles. Quart. Journ. of the Royal Meteorol. Soc., v. 65, No 281, 1939.

Н. И. НИКИТИНСКАЯ

СВОЙСТВА СОВРЕМЕННЫХ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ СВЕТОФИЛЬТРОВ

Интерференционные фильтры (ИФ) типа интерферометра Фабри и Перо предложены уже более 20 лет тому назад, но за последнее десятилетие теоретические и экспериментальные исследования в области многослойных покрытий получили весьма широкое развитие. Поэтому в настоящей обзорной работе делается попытка дать оценку ИФ с различных точек зрения, а также указать основные пути их усовершенствования.

Монохроматизация лучистого потока является одной из основных задач, с которыми сталкиваются исследователи, работающие в различных областях оптики. Монохроматизация излучения достигается, как известно, обычно применением дифракционной решетки или призмы. Однако далеко не во всех случаях их использование является наилучшим решением вопроса, особенно если необходимо выделение больших энергий или желательна простота монохроматизирующего устройства и нет нужды в подробной детализации структуры спектра. Во всех подобных случаях экспериментаторы прибегают к светофильтрам, которые при решении многих задач вполне успешно могут конкурировать с решеткой и призмой.

В послевоенные годы наряду с совершенствованием различных типов адсорбционных светофильтров начали появляться светофильтры, работающие на новых принципах. Среди них можно упомянуть, например, о светофильтрах Е. М. Брумберга и Христиансена, принцип работы которых связан с разницей в дисперсии различных оптических сред, об интерференционно-поляризационных светофильтрах, использующих явление интерференции поляризованных лучей, и др.

На явлении интерференции основано устройство нескольких типов светофильтров, но из них наибольшее распространение получили светофильтры, работающие на принципе построенного еще в 1897 г. интерферометра Фабри и Перо и предложенные Геффкеном в 1941 г. [3]. Эти светофильтры, являющиеся по сути дела интерферометрами Фабри и Перо с малой разностью хода лучей, привлекают в настоящее время большое внимание, и монохроматизация излучения во многих случаях достигается при их посредстве.

Устройство подобных светофильтров весьма просто: между двумя высокоотражающими полупрозрачными поверхностями создается оптическая разность хода интерферирующих лучей, благодаря чему в проходящем свете такое устройство пропускает только определенные области

лучистой энергии. На первоначальном этапе совершенствования подобных светофильтров в качестве высокоотражающего материала применялось серебро, а в качестве слоя, создающего разность хода лучей, — различные соли или в некоторых случаях слюда.

Теория светофильтров основывается на тех же принципах, исходя из которых произведен вывод основных формул, относящихся к теории интерферометра Фабри и Перо. Интенсивность излучения длины волн λ , прошедшая сквозь пластинку Фабри — Перо, определяется в виде

$$\Phi_{\lambda} = \frac{\Phi_{0\lambda} t_1 t_2 \alpha}{(1 - r\alpha)^2 - 4r \sin^2 \frac{\delta_1 + \delta_2 + 2n_s d_s}{2}}, \quad (1)$$

где Φ_{λ} и $\Phi_{0\lambda}$ — интенсивности падающего и прошедшего сквозь светофильтр излучения, t_1 и t_2 — пропускание двух полупрозрачных слоев, α — пропускание слоя, создающего разность хода лучом, r — средний коэффициент отражения высокоотражающих слоев, т. е. $r = \sqrt{r_1 r_2} n_s d_s$ — оптическая разность хода лучей, δ_1 и δ_2 — скачки фаз на границе отражающего слоя и слоя, создающего разность хода.

Из формулы (1) вытекает ряд совершенно очевидных положений: 1) спектр, прошедший сквозь фильтр, будет состоять из ряда чередующихся максимумов и минимумов интенсивности, 2) интенсивность прошедшей сквозь светофильтр радиации ни в какой области спектра не может быть равной нулю, 3) положения максимумов и минимумов интенсивности, их абсолютные значения и закон изменения интенсивности в полосе пропускания зависит от угла падения лучей и оптических констант слоев.

Дальнейшие выводы относительно прошедшей сквозь светофильтр радиации также могут быть получены из формулы (1). В частности, минимальное и максимальное пропускания светофильтров $\tau_{F\max}$ и $\tau_{F\min}$ могут быть определены в виде

$$\tau_{F\max} = \frac{t^2 \alpha}{(1 - r\alpha)^2}, \quad (2)$$

$$\tau_{F\min} = \frac{t^2 \alpha}{(1 - r\alpha)^2 + 4r\alpha}. \quad (3)$$

Важным является также вопрос о спектральной ширине области пропускаемой светофильтром; обычно принято в этих случаях определять ту зону пропускания, где $\tau_{\lambda} \leq \frac{\tau_{F\max}}{2}$. Эта величина, называемая полушириной области пропускания ω , может быть вычислена в виде

$$\omega = \frac{\lambda}{k} \frac{1 - R}{\frac{\lambda}{\pi} \frac{\partial \delta}{\partial \lambda} \sqrt{R}}, \quad (4)$$

где $\frac{\partial \delta}{\partial \lambda}$ означает дисперсию фазы. Если принять скачки фаз δ_1 и δ_2 равными нулю, то положение λ_{\max} , как видно из формулы (1), будет иметь место, если $n_s d_s \frac{2\pi}{\lambda} = k\pi$, где $k = 1, 2, 3, \dots$, т. е. является целым числом, тогда

$$\lambda_{\max} = \frac{2n_s d_s}{k}. \quad (5)$$

Расстояние между двумя максимумами определяется в виде

$$\delta_{\lambda} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{2n_s d_s}. \quad (6)$$

Приведенные выше формулы свидетельствуют о следующем.

1. Максимальное пропускание светофильтра (при заданном пропускании слоя, создающего разность хода, которое должно быть возможно более высоким) определяется главным образом соотношением между величинами r и t ; для получения возможно более высокого значения $\tau_{F \max}$ следует стремиться к более высокому значению обеих величин. Следовательно, большую роль играет величина поглощения слоя a : желательно ее минимальное значение.

2. Соотношение $\frac{\tau_{F \max}}{\tau_{F \min}}$ определяется главным образом величиной r [(рис. 1) и формулы (2), (3)].

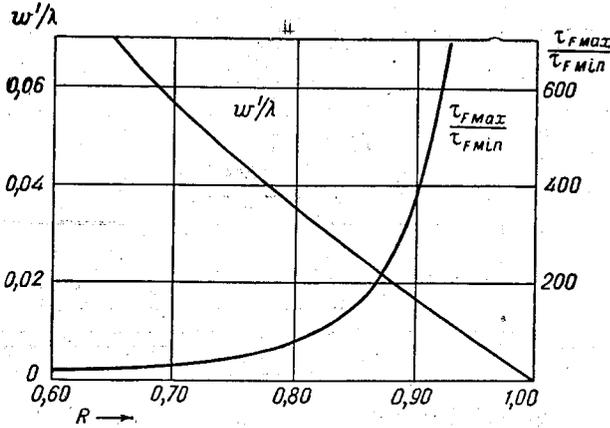


Рис. 1. Влияние коэффициента отражения отражающего слоя на соотношение $\frac{\tau_{F \max}}{\tau_{F \min}}$ и полуширину области пропускания светофильтра w' [9].

3. Полуширина области пропускания тем меньше, чем больше r , чем больше толщина слоя, создающего разность хода, и дисперсия фазы, а при той же толщине — чем выше порядок интерференции. Рисунок 1 иллюстрирует влияние коэффициента отражения на полуширину области пропускания светофильтра.

4. Оптическая толщина слоя, создающего разность хода, влияет не только на полуширину области пропускания светофильтра, но также определяет и расстояние между двумя максимумами: чем больше оптическая толщина слоя, тем чаще расположены друг к другу максимумы, что обычно не желательно.

5. Максимумы всегда учащаются в сторону коротких длин волн.

6. Изменение оптической толщины слоя, создающего разность хода, может быть достигнуто путем изменения угла падения лучей. Влияние угла падения сказывается как непосредственно, так и посредством сдвига фаз. Из теории следует, что при отсутствии лучей от нормального падения наблюдается изменение полуширины области пропускания, а также смещение зоны пропускания в сторону коротких длин волн. Одновременно наблюдается раздвоение максимума на два компонента, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях. Это вызывается тем обстоятельством, что значение сдвига фаз для двух составляющих электрического вектора зависит от угла падения лучей. При малых углах падения вместо раздвоения наблюдается лишь расширение

полосы пропускания. Следовательно, монохроматичность излучения будет падать при отступлении лучей от нормального падения (рис. 2а и 2б).

7. Возможны случаи, когда на светофильтр падает пучок лучей, отступающий от параллельного. При этом также произойдет расширение полосы пропускания светофильтра.

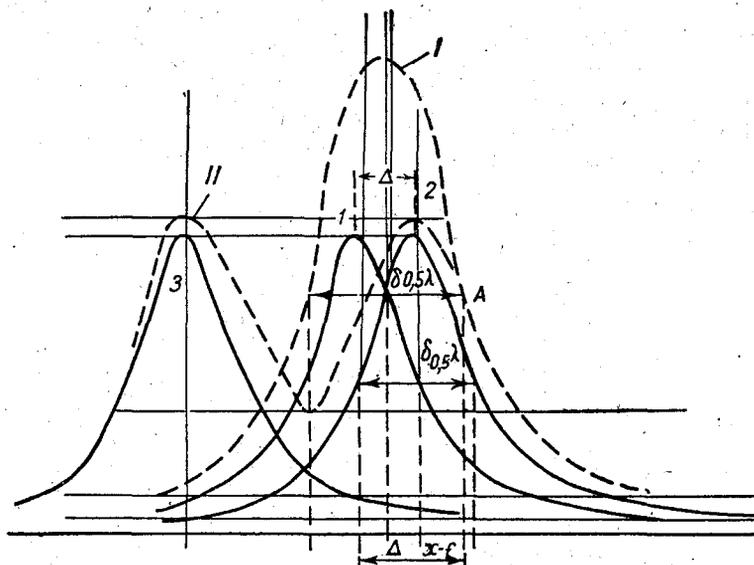


Рис. 2а. Схематическое изображение влияния наклона ИФ на его кривую пропускания.

I — сумма кривых 1 и 2, *II* — сумма кривых 1 и 3.

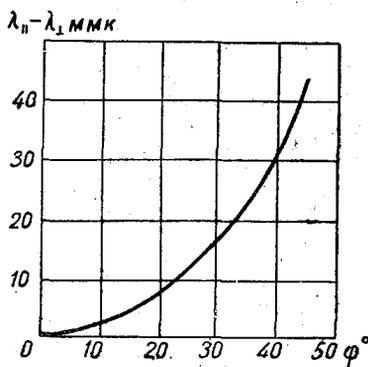


Рис. 2б. Зависимость разности положения $\lambda_{\max \parallel} - \lambda_{\max \perp}$ в поляризованном свете от угла падения φ [6].

Если ось конуса направлена нормально по отношению к плоскости фильтра, то для малых углов

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_{\max}} = \frac{\delta^2 \varphi}{2}, \quad (7)$$

где $\Delta\lambda$ — расстояние между положениями λ_{\max} для крайних лучей конуса, а $\delta\varphi$ — раcтвор конуса. Расширение полосы пропускания может быть, следовательно, рассчитано, если известен угол раствора конуса. Из кратко изложенной теории интерференционных фильтров следует, что основные характеристики светофильтров определяются оптическими свойствами применяемых покрытий.

В первых экземплярах ИФ в качестве полупрозрачных отражающих поверхностей, как уже упоминалось, применялись

серебряные слои, разделенные слоем диэлектрика, состоящего из различных солей, например окиси магния, а также MgF_2ZnS , Na_3AlF_6 и др., а в некоторых случаях слюда. Подобные светофильтры могут успешно работать в видимой и близкой инфракрасной областях спектра, однако малое отражение серебряных слоев не позволяет их использовать в более коротковолновых и более длинноволновых участках. Эти светофиль-

тры не потеряли своего значения, несмотря на то что в настоящее время созданы более совершенные в некоторых отношениях конструкции светофильтров.

Оптические характеристики светофильтров с двумя серебряными отражающими слоями таковы: эффективная ширина области пропускания (почти равная обычно полуширине области пропускания ψ) составляет у различных экземпляров приблизительно от 7 до 30 мкм. Максимальное пропускание составляет 20—40%. Величина фона также значительно колеблется, у хороших светофильтров она составляет десятые и даже сотые доли процента. Соответствующие систематические погрешности, возникающие в связи с наличием фона, зависят от структуры исследуемого спектра. Для спектра Солнца, в частности, они могут в среднем составлять около 1% для хороших экземпляров, но могут достигать в некоторых случаях даже и 20—25%. Общий результат определяется не только величиной фона и положением области пропускания светофильтра относительно кривой распределения энергии в исследуемом спектре, но и тем, насколько удачно дополняется ИФ другими светофильтрами, предназначенными для гашения лишних максимумов и фона.

Нередки случаи, когда кривая пропускания ИФ может быть значительно исправлена. Каталоги цветного стекла различных стран, в частности Советского Союза, располагают довольно значительным набором адсорбционных стекол, представляющих интерес в этом аспекте. Среди них можно упомянуть, помимо стекол серий БС, ЖС, ОС, КС, ИКС, дающих возможность выделять наиболее длинноволновые максимумы, также стекла, имеющие сложные кривые пропускания, например ЗС — 7, ЗС — 3, ПС — 7 и другие. Следует, однако, принять во внимание, что некоторые сорта стекол значительно люминесцируют под влиянием коротковолнового, а иногда и длинноволнового ультрафиолетового излучения. К ним относятся, например, ЖС — 9, БС — 10, СЗС — 7.

Усовершенствование кривых пропускания может быть осуществлено также и другими способами, предусматривающими дополнение ИФ, например, путем сдвигания двух одинаковых светофильтров. При этом происходит уменьшение $\tau_{F_{\max}}$ в 2—3 раза, а $\tau_{F_{\min}}$ в 10^{-4} и — 10^{-6} раз. Одновременно улучшается и форма кривой пропускания фильтра в области максимума. Можно комбинировать также светофильтры, имеющие в видимой области спектра узкие полосы пропускания высоких порядков со светофильтром, имеющим в этой области первый, т. е. наиболее длинноволновый максимум.

В качестве другого примера исправления кривой пропускания светофильтра можно привести дополнение светофильтра интерференционным светоделителем [1]. Светоделитель представляет собой многослойное покрытие, состоящее из чередующихся слоев диэлектриков с высоким и низким показателями преломления. Спектральные кривые пропускания и отражения таких многослойных покрытий зависят от числа нанесенных слоев и имеют сложный вид.

Фильтры, применяемые для геофизических исследований, обычно работают в специальных условиях, т. е. на открытом воздухе, подвергаясь воздействию влаги, солнца и смене температуры. В связи с этим обстоятельством ряд требований к ним должен быть повышен. В частности, совершенно очевидно, что фильтры должны быть более стойкими против воздействия времени и по возможности не иметь температурного коэффициента.

Для исследования воздействия времени мы несколько раз повторно исследовали кривые пропускания некоторых экземпляров светофильтров.

Оказалось, что различные образцы по-разному изменяют свои кривые, но в общем наблюдается тенденция к стабилизации кривой.

На рис. 3 представлены результаты исследования изменений кривых пропускания двух экземпляров ИФ: кривые *A* относятся к светофильтру, изготовленному Шотовским заводом в ГДР (исследованные с промежутком 15 лет); кривые *B* — к светофильтру, изготовленному в Ленинграде (исследованные с промежутком 11 лет). Как видно из рис. 4, изменение λ_{\max} в обоих случаях сравнительно незначительное: в первом случае оно составляет 8 мкм, а во втором 15 мкм.

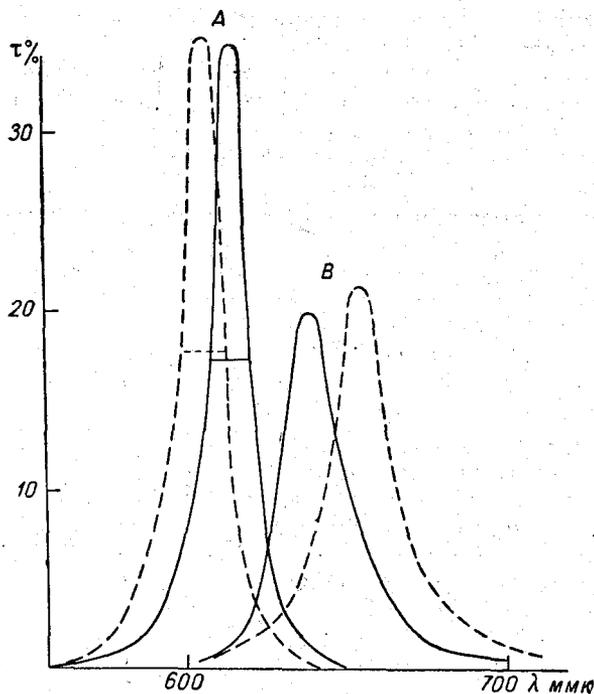


Рис. 3. Влияние времени на изменение кривых пропускания светофильтров.

A — фильтр, изготовленный фирмой Шотт — ГДР (через 15 лет), *B* — фильтр, изготовленный в Ленинграде (через 11 лет).

Что касается $\tau_{F\max}$, то уменьшение составляет соответственно в первом случае 0,7%, а во втором около 5%. Соответствующие изменения полуширины области пропускания весьма незначительны. За последние годы кривые вообще не претерпевали заметных изменений, хотя условия хранения светофильтров не были идеальными: в зимнее время они хранились в неотапливаемом помещении. Следует отметить, впрочем, что некоторые светофильтры вывели из строя после небольшого срока службы, большинство расклеивалось. Вещество диэлектрического слоя, так же как и технологический процесс его нанесения, оказывает существенное влияние на стабильность работы ИФ.

Произведенное нами исследование влияния температуры в интервале $+20-0^\circ$ на кривую пропускания светофильтра практически не дало результатов. Следует отметить, что если исходить из теоретических соображений, то такое влияние должно существовать, поскольку с изменением

температуры наблюдается изменение оптической разности хода лучей $n_s d_s$. Применяя простейшую формулу для линейного расширения, можно подсчитать, например, что изменение температуры на 20° должно было бы изменить λ_{\max} для светофильтра из окиси Mg с 560 на 561 мкм. Но такой расчет, однако, не вполне верен, так как величина n_s также имеет температурную зависимость во многих случаях обратную температурному ходу d_s . Для светофильтров с изолирующим слоем из слюды температурный коэффициент составляет 0,005 мкм/град. [10].

Обсуждая свойства ИФ, следует упомянуть также, что вследствие известной сложности технологического процесса изготовления ИФ у некоторых экземпляров старых светофильтров наблюдаются колебания величины $\tau_{r\max}$ от одной точки поверхности светофильтра к другой. Эти колебания обычно не велики, но все же в некоторых случаях наблюдаемые расхождения τ могут достигать даже 5%.

Дальнейшее усовершенствование ИФ осуществляется по нескольким линиям.

1. Снижение влияния угла падения лучей. Это достигалось соответствующим подбором материалов диэлектрических покрытий и их толщин.

2. Выделение максимумов в длинноволновых участках спектра. Светофильтры, работающие в длинноволновых областях, требуют создания промежуточных слоев большой толщины. Создание таких слоев представляет собой сложную технологическую задачу и возможны различные пути при ее разрешении, например, можно воспользоваться

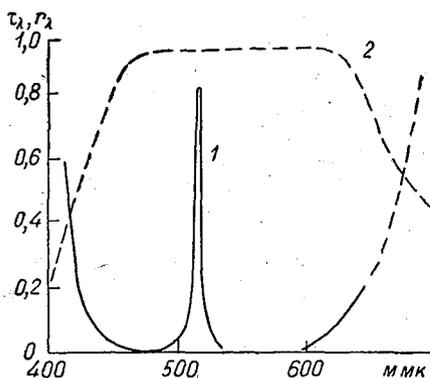


Рис. 4. Кривая пропускания интерференционного светофильтра, работающего на многослойных отражающих поверхностях (7 слоев ZnS — криолит на стекле). 1 — τ_λ у фильтра 1-го порядка, 2 — τ_λ для отражающих слоев [1].

в качестве диэлектрика слоем слюды или воздуха [10]. В последнем случае создается интерферометр Фабри и Перо, работающий в низких порядках. Такой светофильтр является также и монохроматором, так как позволяет в некоторых случаях плавное смещение λ_{\max} . Подобные светофильтры могут работать и в видимой области, давая узкие полосы, но требуют гашения многочисленных дополнительных максимумов.

3. Усовершенствование формы кривой пропускания. При заданных оптических константах применяемых покрытий изменение формы кривой пропускания светофильтра может быть достигнуто не только указанными выше путями, но также и путем изготовления слитных светофильтров. За последние годы появилось много работ, посвященных этому направлению исследований [6]. Так как число отражающих слоев в случае кратных фильтров сокращается по сравнению со сдвоенными, то получается выигрыш в пропускании. Максимум пропускания при этом является, вообще говоря, сложным и поэтому верхняя часть кривой пропускания может расширяться, в то время как нижняя сужается. Форма кривой пропускания, таким образом, приближается к идеальной прямоугольной. На таком принципе могут быть созданы светофильтры с параметрами, значительно лучшими, чем у простых фильтров, так как возможны различные сочетания толщин отражающих и пропускающих поверхностей.

№	Наименование	Область спектра, мкм	Параметры фильтра				Фирма
			$\Delta\lambda_{\max}$	τ_{\max}	τ_{\min}	φ мкм	
1	а) Тип <i>JF</i> , набор через каждые 25 мкм б) Тип <i>JF</i> для выделения спектральных линий (Hg, H, Na, Ca и др.) 5 мкм	350—1100	$\pm 1\% \lambda_{\max}$ $\pm 0,5\% \lambda_{\max}$	$\sim 0,30$	$\sim 10^{-3}$	Schott и. ген. VEB. Je-naer Glasswerk (ГДР)	
				0,10—0,05	$\sim 10^{-6}$		
				$\sim 0,30$	—		
2	Для ультрафиолетовой области	350	—	$\sim 0,30$	—	Schott (ФРГ)	
				до 0,45	—		
3	а) Тип <i>IL</i> , набор б) Тип <i>PIL</i> , набор	400—1000	$\pm 1\% \lambda_{\max}$ $\pm 0,5\% \lambda_{\max}$	0,25—0,35	—	Fisch-Schurm. Corp. Булл. NBF-339 (ФРГ)	
				0,60	—		
4	а) Набор б) Клиновидный	340—800	—	0,25—0,35	—	Busch a Lornb. Opt. Co (США)	
				0,60	—		
5	Для инфракрасной области Filtraflex	3000—4000	—	$\sim 0,20$	—	Gerätebau-Anstalt Bayers, Lichtenstein (ФРГ)	
				$\sim 0,40$	—		
				$\sim 0,75-0,90$	—		
				0,45—0,50	—		
				0,20—0,25	$\frac{\tau_{\max}}{30}$		
6	Walzfilter, набор	400—700 400—900	—	до 0,25	—	Photovolt Corp. Булл. 180 (США)	
				—	$\frac{\tau_{\max}}{300}$		
7	а) Набор б) Набор	220—400 видим	—	до 0,25	—	Wag a Stroud (Великобритания)	
				—	$\frac{\tau_{\max}}{300}$		
8	а) Набор б) Клиновидный	230—400 230—2700	± 5 мкм	до 0,25	—	Axler Ass. Inc. (США)	
				—	—		
9	Набор	1000—2700	—	$\sim 0,40$	—	J. W. Tecker Inc. (США)	
				$\sim 0,30$	—		
10	Набор	видим	—	—	—	Baird associates	

Для усовершенствования кривой пропускания может быть использована также зависимость формы кривой от дисперсии фазы [2, 9].

4. Разработка покрытий с высоким коэффициентом отражения, но с малым поглощением для различных областей спектра. Как известно, серебряные слои при значительном r в видимой области обладают большим поглощением, вследствие этого не могут быть достигнуты высокие значения $\tau_{F\max}$. Кроме того, серебро непригодно, как уже упоминалось, в качестве отражающего покрытия в ультрафиолетовой и длинноволновой инфракрасной областях спектра, поэтому разработка таких покрытий является одним из основных вопросов современного направления исследований в области ИФ [12, 13, 4, 5, 14, 15]. С этой целью, так же как и для изготовления светоделителей, применяются многослойные покрытия, состоящие из чередующихся слоев диэлектриков с высоким и низким показателями преломления. При высоком r поглощение таких слоев мало, в связи с чем $\tau_{F\max}$ могут достигать до 0,8 и даже 0,9.

Спектральный ход коэффициента отражения для таких покрытий, как уже упоминалось, имеет весьма сложный вид (см. рис. 3), причем высокий коэффициент отражения имеет место в области главного максимума, в связи с чем «полезный» спектральный интервал зачастую невелик. Что же касается максимального значения r , то оно тем больше, чем больше число слоев и чем больше разность показателей преломления чередующихся слоев при отсутствии поглощения в слое. Последнее требование особенно трудно выполнимо для ультрафиолетовой области спектра. Покрытия наносятся испарением в вакууме или химическим путем. Для различных участков спектра в настоящее время подобраны различные системы диэлектриков.

Оптимальные сочетания толщин рассчитываются на основе теории многослойных покрытий [7, 11], в некоторых случаях при помощи счетной машины. Предлагаемые комбинации слоев весьма многочисленны, и иногда многослойное диэлектрическое покрытие наносится на полупрозрачную металлическую подложку. Отношение поглощения a к пропу-

сканию t в такой системе определяется как $\frac{a_{\max}}{t_{\max}}$ для слоя серебра, поэтому часто ограничиваются нанесением очень тонких слоев серебра. В качестве примера кривой пропускания светофильтра, работающего на многослойных отражающих покрытиях, приведен рис. 4. Как видно из рисунка, область действия этого светофильтра невелика.

В табл. 1 приведена сводка интерференционных светофильтров, выпускаемых в настоящее время различными фирмами. Некоторые из этих наборов клиновые. Большинство светофильтров для видимой области имеют серебряные покрытия и работают во втором порядке. Соседние максимумы удаляются адсорбционными светофильтрами. Для уменьшения фона широко применяется сдвигание. В клиновом фильтре используются максимумы первого порядка во избежание перекрывания спектров высших порядков.

Как видно из приведенной таблицы, изготавливаемые в настоящее время светофильтры работают в сравнительно широком спектральном интервале 350—4000 мкм и в видимой области их полуширина области пропускания может быть доведена до 1—2 мкм, а $\tau_{F\max}$ до 0,95.

ЛИТЕРАТУРА

1. Крылова Т. Н., Соколова Р. С., Шуваева И. Ф. и Мокина Л. К. Интерференционные светоделители и светофильтры. Оптика механ. пром. О. М. П. № 11, 1959.
2. Королев Ф. А., Клементьева А. Ю., Мещерякова Т. Ф.,

- Интерференционные светофильтры с шириной полосы пропускания $1,5 \text{ \AA}$. Оптика и спектроскопия, № 9, 1960.
3. Королев Ф. А. Интерференционные светофильтры. Изв. АН СССР, т. XI, № 4, 1947.
 4. Крылова Т. Н. Интерференционные светофильтры. Оптика и спектроскопия, т. VI, вып. 6, 1959.
 5. Соколова Р. С., Крылова Т. Н. Интерференционные фильтры для ультрафиолетовой области спектра. Оптика и спектроскопия, т. VI, вып. 6, 1959.
 6. Синельников К. Д., Шкляревский И. Н., Власенко Н. А. Оптические характеристики сложных интерференционных светофильтров. Журнал технической физики, т. XXVI, вып. 1, 1956.
 7. Кеерберг О., Ребане К. Метод расчета металло-диэлектрических покрытий с непрерывными оптическими характеристиками. Уч. зап. Тартуского Ун-та, вып. 74, 75, 1959.
 8. Hadley L. and Dennison D. M. Interference filters. JOSA, v. 37, No 6, 1947.
 9. Baumeister P. W., Jenkins F. A. Jeppesen M. A. Characteristics of phasedispersion interference filters. JOSA, v. 49, 1959.
 10. Dobrowolsky J. A. Mica Interference filters with transmission of very narrow half-widths. JOSA, v. 49, No 8, 1959.
 11. Mielenz K. D. Simple calculus for all dielectric interference filters of Fabry-Perot type. JOSA, v. 50, 1960.
 12. Grant J., Michel E. Recent developments in infrared narrowband pass filters. Infrared physics, 2, 1962.
 13. Honcia G., Krebs K. Dielectrische Interferenzfilter für das ultraviolet Spectralgebiet von 3000 bis 2400 \AA . Optik, No 3, 1962.
 14. Sebire J. L., Cojan P., Giacomo J. L. Filters if multidiélectriques pour l'ultraviolet $\lambda = 2500 \text{ \AA}$. Comptes Rendus, v. 254, 1962.
 15. Teurner D., Block L. Interference filters for measuring infrared radiation. Instrum. Abstracts, v. 17, No 5, 1962.

Е. П. НОВОСЕЛЬЦЕВ., Н. Е. ТЕР-МАРКАРЯНЦ

ОБ ИЗМЕНЕНИИ ЯРКОСТИ ПРИ ПЕРЕХОДЕ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ВОДА—ВОЗДУХ ПРИ НАЛИЧИИ ВОЛНЕНИЯ

В статье рассматривается вопрос об изменении величины яркости при переходе радиации через поверхность раздела воды—воздух при наличии волнения. Показано, что средняя видимая яркость при наличии волнения зависит от угловых размеров объекта и степени волнения.

Вопрос об изменении яркости при переходе границы раздела вода—воздух представляет большой интерес в связи с задачами подводной видимости, аэрофотосъемкой и некоторыми вопросами гидрооптики.

Так как целью данной работы является рассмотрение влияния волнения на видимость подводных предметов, мы не будем специально останавливаться на прозрачности слоя воды между подводным объектом и водной поверхностью и будем считать, что вода очень прозрачна и что дополнительной яркостью слоя воды между объектом и водной поверхностью можно пренебречь по сравнению с яркостью самого объекта.

Как известно [1], яркость объекта изменяется при переходе радиации через гладкую поверхность раздела вода—воздух следующим образом:

$$B = \frac{B_0 [1 - r(\beta)]}{n^2}, \quad (1)$$

где B — яркость объекта в воздухе, B_0 — яркость объекта в воде, n — коэффициент преломления воды, $r(\beta)$ — коэффициент отражения Френеля, β — угол преломления.

При наличии волнения дело обстоит значительно сложнее, и в этом случае можно говорить лишь о некоторой средней (статистической) яркости. Очевидно, что это осреднение будет тем более надежным, чем больше площадь, по которой производится осреднение, или период наблюдения, в течение которого наблюдается объект.

Наш расчет основан на экспериментальном исследовании распределений наклонов со временем [2], согласно которым отрезок времени, в течение которого водная поверхность имеет наклон между $\text{tg}\alpha$ и $\text{tg}\alpha + \Delta\text{tg}\alpha$ выражается экспонентой $e^{h^2 \text{tg}^2 \alpha}$. Здесь h^2 — эмпирический параметр волнения, связанный со средней крутизной волны $h = \frac{1}{\sqrt{\pi \text{tg} \alpha_x}}$, где α_x — угол, образованный осью ox и линией пересечения плоскости поверхности волны с плоскостью xoz (рис. 1).

Применяя условие нормировки, можно сказать: вероятность того, что $\operatorname{tg} \alpha_x$ лежит в пределах между $\operatorname{tg} \alpha_x$ и $\operatorname{tg} \alpha_x + d \operatorname{tg} \alpha_x$ будет равна

$$\frac{2h}{\sqrt{\pi}} e^{-h^2 \operatorname{tg}^2 \alpha_x} d(\operatorname{tg} \alpha_x).$$

Аналогичному соотношению подчиняется $\operatorname{tg} \alpha_y$.

Как указано в работе [2], величины h^2 колеблются обычно в пределах от 10 до 100. Малые величины h^2 соответствуют большим скоростям ветра и сильному волнению. Случай $h^2 = \infty$ соответствует полному штилю.

По данным [2], при $h^2 = 20$ наблюдается ветер, имеющий среднюю скорость 8 м/сек.

В расчете используются следующие параметры волнения: $h^2 = 10, 20, 30$, которым соответствует средняя крутизна волн $10, 7,3$ и 6° .

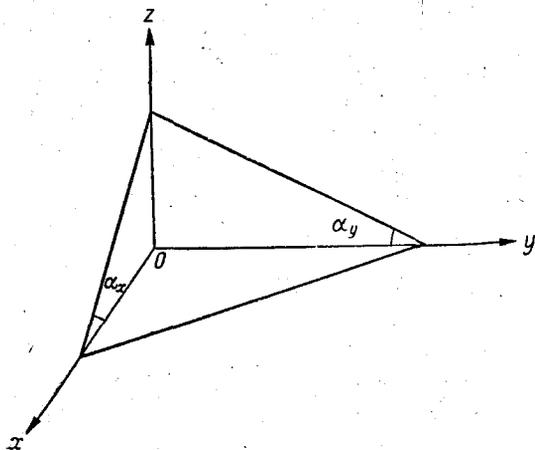


Рис. 1.

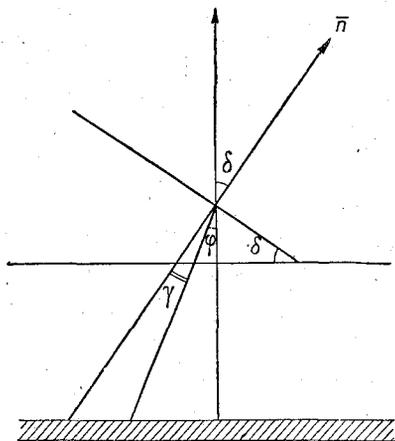


Рис. 2.

Необходимо отметить, что при рассмотрении оптических явлений на поверхности воды основную роль играют не двухмерные или так называемые правильные волны, а волны трехмерные, или неправильные, а также ветровая рябь. Для этих волн и был получен закон распределения наклонов в работе [2].

Будем использовать прямоугольную систему координат. Плоскость xy совпадает с плоскостью горизонта; ось z направлена по вертикали (рис. 1).

Из простого геометрического расчета легко определить тангенс угла наклона элементарной площадки к горизонту

$$\operatorname{tg}^2 \delta = \sqrt{\operatorname{tg}^2 \alpha_x + \operatorname{tg}^2 \alpha_y}. \quad (2)$$

Вероятность того, что площадка имеет с горизонтом наклон δ , будет определяться следующим образом:

$$df(\delta) = \frac{4h^2}{2\pi} e^{-h^2 \operatorname{tg}^2 \alpha_x} e^{-h^2 \operatorname{tg}^2 \alpha_y} d(\operatorname{tg} \alpha_x) d(\operatorname{tg} \alpha_y).$$

В том случае, когда элемент волны имеет наклон к горизонту, равный углу δ , видимая яркость объекта, учитывая [1], будет равна следующей величине:

$$\frac{B_0}{n^2} [1 - r(\psi)] df(\delta), \quad (3)$$

где $df(\delta)$ — вероятность существования наклона δ .

Для упрощения дальнейших рассуждений предположим, что подводный объект имеет форму диска. Из рассмотрения рис. 2 легко установить, что угол φ связан с углом наклона площадки следующим образом:

$$\delta = \varphi + \arcsin \left(\frac{\sin \delta}{n} \right).$$

Следовательно, предельное значение наклона, при котором яркость объекта еще может быть отлична от нуля, определится из равенства

$$\delta_0 = \varphi_0 + \arcsin \left(\frac{\sin \delta_0}{n} \right),$$

где φ_0 — половина углового размера объекта.

Этому предельному значению угла δ_0 , согласно (2), будут соответствовать некоторые значения углов α_x^0 и α_y^0

$$\operatorname{tg}^2 \delta_0 = \operatorname{tg}^2 \alpha_x^0 + \operatorname{tg}^2 \alpha_y^0.$$

Так как ориентация осей x и y выбрана совершенно произвольно и оси x и y абсолютно равноценны, то в среднем

$$\operatorname{tg} \alpha_x^0 = \operatorname{tg} \alpha_y^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \operatorname{tg} \delta_0.$$

Таким образом, вероятная яркость подводного объекта с угловыми размерами $2\varphi_0$ при наличии волнения, характеризующегося параметром h^2 , будет следующая:

$$B = \frac{4h^2}{\pi} \int_0^{\operatorname{tg} \alpha_x^0} \int_0^{\operatorname{tg} \alpha_y^0} \frac{B_0}{n} [1 - r(\varphi)] e^{-h^2 \operatorname{tg}^2 \alpha_x} e^{-h^2 \operatorname{tg}^2 \alpha_y} d(\operatorname{tg} \alpha_x) d(\operatorname{tg} \alpha_y). \quad (4)$$

В том случае, когда угловые размеры объекта малы, что имеет место, когда глубина погружения намного превосходит линейные размеры объекта (этот случай представляет наибольший практический интерес), формула (4) принимает при исследовании яркости круглого диска очень простой вид:

$$B = \frac{B_0(1-r)}{n^2} \left[\Phi \left(\frac{\varphi_0 n h}{\sqrt{2} n - 1} \right) \right]^2,$$

где $\Phi(x)$ — интеграл вероятности, n — показатель преломления воды.

В табл. 1 представлены относительные величины видимой яркости подводного объекта $\frac{B}{B_0} = f(\varepsilon, h^2)$ при различных угловых размерах объекта и различных параметрах волнения h^2 ($n=1,33$).

Таблица 1

φ_0 град.	h^2		
	10	20	30
1	0,0085	0,017	0,041
3	0,072	0,134	0,189
5	0,177	0,295	0,377
10	0,428	0,524	0,547

Из табл. 1 видно, что волнение в значительной степени влияет на видимую яркость подводного объекта; причем средняя видимая яркость объекта будет тем меньше, чем меньше угловые размеры объекта.

Полученные результаты могут быть отнесены ко всему видимому участку спектра 0,4—0,7 мк. Как показывает оценка, изменение яркости объекта в синем участке спектра ($n=1,34$) отличается от изменения яркости объекта в красном участке спектра ($n=1,33$) не более чем на 1%.

Результаты, приведенные в табл. 1, могут быть использованы при решении вопроса о различимости деталей подводного ландшафта. Различимость объекта на некотором фоне определяется тем, будет ли контраст этого объекта с фоном больше некоторого порогового значения. Контраст объекта с фоном при спокойной водной поверхности определяется следующим образом:

$$K = \frac{(B_0 - B_\phi) e^{-\tau}}{e^{-\tau} B_0 + D + Rn^2},$$

где τ — оптическая толщина слоя, D — яркость воздушной дымки, B_0 — яркость объекта, B_ϕ — яркость фона, R — рассеянная радиация неба, отраженная поверхностью моря и попавшая в глаз наблюдателя.

При наличии волнения яркость объекта будет равна $B_0 e^{-\tau f(\varepsilon, h^2)}$, где $f(\varepsilon, h^2)$ — функция, зависящая от угловых размеров объекта и степени волнения.

Если фон имеет большие угловые размеры, то величина $f(\varepsilon, h^2)$ стремится к величине $\frac{1-r}{n^2} e^{-\tau}$.

Тогда

$$K = \frac{B_0 e^{-\tau} f(\varepsilon, h^2) - B_\phi e^{-\tau}}{e^{-\tau} f(\varepsilon, h^2) + D}. \quad (5)$$

Таким образом, предмет перестанет быть различимым [как следует из формулы (5)] при выполнении следующего равенства:

$$r_0 f(\varepsilon, h^2) = r_\phi, \quad (6)$$

так как $B_0 = E r_0$, $B_\phi = E r_\phi$, где E — освещенность объекта, r_0 — коэффициент яркости объекта, r_ϕ — коэффициент яркости фона.

Из равенства (6) с помощью табл. 1 можно легко получить ту глубину, на которой данный предмет будет неразличимым при наличии волнения с определенной средней крутизной волны.

В действительности же исчезновение объекта произойдет еще раньше, так как величина порогового контраста $K_{\text{порог}}$ отлична от нуля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Соболев В. В. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. ГИТТЛ М., 1956.
2. Duntley S. Q. The visibility of submerged objects. Cambridge, Mass, Inst. Tech. Final Rep. Contracts, No. 5 ori-07864 and Nobs-50378, 1952.

О ТЕЛЛУРИЧЕСКИХ ЛИНИЯХ O_2 ПОЛОС А и В

Вычислены значения теоретической интенсивности отдельных линий полосы В при условии термодинамического равновесия и выведено аналитическое выражение параболы Фортра для линий полосы А. Определены вращательные константы для отдельных линий вращательной структуры. По вращательным константам определено расстояние между ядрами атомов кислорода в молекуле O_2 .

Полосы атмосферного O_2 А и В возникают вследствие электронного перехода

$${}^1\Sigma_g^+ \leftarrow {}^3\Sigma_g^-.$$

При этом изменение колебательной энергии характеризуется переходами из состояния с $n'=0$ в состояние $n=0$ и $n=1$. Вращательные постоянные В определяются по формуле (21) из [1]

$$\begin{aligned} B_0 &= B_e - 0,5\alpha_e, \\ B_1 &= B_e - 1,5\alpha_e. \end{aligned} \quad (1)$$

Получается $B_0 = 1,4377 \text{ см}^{-1}$ и $B_1 = 1,4219 \text{ см}^{-1}$.

Определим номер линии J, которая имеет наибольшую интенсивность, по формуле (20) из [1]:

$$J_{\max} = 0,5895 \sqrt{\frac{T}{B}} - 0,5. \quad (2)$$

После подстановки значений B_0 и B_1 в формулу (1) в обоих случаях получается

$$J_{\max} \approx 0,5 (\sqrt{T} - 1). \quad (3)$$

При дальнейшем рассмотрении примем, что теоретическая интенсивность пропорциональна числу молекул. При условии соблюдения термодинамического равновесия можно вычислить количество молекул для каждого энергетического состояния [1, 5]. При этом в данном случае необходимо знать вращательные постоянные В и температуру Т. Температуру можно определить по формуле (3), но для этого нужно прежде исследовать влияние каждого слоя атмосферы в отдельности. Для этого воспользуемся известными данными о температуре [3, 4, 6] и вычислим J_{\max} по формуле (3) для каждого слоя, содержащего O_2 .

Анализ большого числа спектрограмм, а также опубликованные данные [8] говорят о том, что наибольшую интенсивность имеет восьмая

Таблица 1

Высота над ур. м. H км	Абсолютная температура $T^\circ \text{K}$			Квантовое число J_{max}		
	[3]	[4]	[6]	[3]	[4]	[6]
0	300—250	297	297	8—7	8	8
10	220	231	231	7	7	7
20	210	213	220	7	7	7
30	220	232	220	7	7	7
40	270	262	240	8	8	7
50	340	271	330	9	8	9
60	350	253	420	9	7	10
70	320	218	450	8	7	10
80	190	205	160	6	7	6
90	200	206	200	7	7	7
100	270	217	240	8	7	7
110		233	280		7	8
120		273	320		8	8
130		303	360		8	9
140						
150		343	440		9	10

Таблица 2

$\lambda \text{ \AA}$	$\nu \text{ cm}^{-1}$	J_Q	J_R	I	$\lg I_T$	$\lambda \text{ \AA}$	$\nu \text{ cm}^{-1}$	J_Q	J_R	I	$\lg I_T$
6867,187	14 562,00	20		4	4,183736	6886,743	14 520,65		3	15	4,602215
6867,252	14 561,86		19	6	4,283017	6888,948	14 516,00	4		15	4,753572
6867,394	14 561,56		21	3	4,069504	6889,903	14 513,99		5	17	4,768525
6867,547	14 561,23	18		8	4,378932	6892,369	14 508,80	6		17	4,845420
6867,856	14 560,60	22		2	3,959726	6893,309	14 506,82		7	19	4,834505
6868,105	14 560,05		17	11	4,467234	6896,037	14 501,08	8		18	4,869464
6868,239	14 559,77	16		10	4,544407	6896,965	14 499,13		9	20	4,838891
6868,421	14 559,38		23	2	3,827362	6899,954	14 492,85	10		17	4,844160
6868,525	14 559,16	24		8	3,707675	6900,868	14 490,93		11	19	4,796670
6868,577	14 559,05	?				6904,117	14 484,11	12		15	4,778199
6868,915	14 558,33		15	12	4,621190	6905,023	14 482,21		13	17	4,715241
6869,096	14 557,95	14		11	4,678849	6908,534	14 474,85	14		12	4,676363
6869,567	14 556,95		25	—3	3,557582	6909,431	14 472,97		15	13	4,598798
6869,627	14 556,83	26		2	3,428098	6913,200	14 465,08	16		10	4,541573
6869,887	14 556,28		13	12	4,743435	6914,090	14 463,22		17	10	4,449953
6870,007	14 556,03	12		12	4,780419	6918,122	14 454,79	18		8	4,375746
6870,620	14 554,73		27	—1	3,260136	6919,002	14 452,95		19	8	4,470446
6870,819	14 554,31	28		—3	3,121440	6923,286	14 444,00	20		6	4,180202
6870,946	14 554,04		11	13	4,831842	6924,164	14 442,17		21	6	4,061458
6871,285	14 553,32	10		15	4,845969	6928,728	14 432,66	22		5	3,955894
6871,872	14 552,07		29	—3	2,935651	6929,599	14 430,85		23	5	3,823962
6872,247	14 551,28		9	14	4,883136	6934,422	14 420,81	24		3	3,703527
6872,843	14 550,02	8		16	4,870926	6935,280	14 419,03		25	3	3,558527
6873,392	14 548,85	32?	31?	—4	2,584346	6940,375	14 408,44	26		0	3,423648
6873,798	14 547,99		7	14	4,883136	6946,590	14 395,55	28		—2	3,116677
6874,653	14 546,19	6		16	4,846539	6953,072	14 382,13	30		—4	2,782950
6875,590	14 544,21		5	14	4,847586	6953,912	14 380,40		31	—4	2,599348
6876,715	14 541,82	4		14	4,754344	6959,946	14 367,93		33	—4	2,226462
6877,637	14 539,88		3	12	4,727319	6978,740	14 329,23	36		—4	1,623442
6879,041	14 536,91	2		12	4,541966	6979,705	14 327,25		37	—4	1,401794
6879,928	14 535,04		1	10	4,457229	6987,482	14 311,30		39	—4	0,950711
6883,833	14 526,79		1	11	4,156021	6995,378	14 295,15	40		—4	0,792660
6885,754	14 522,74	2		13	4,375525	6996,310	14 293,25		41	—4	0,473832

линия: $J_{\max} = 8$, чему соответствует $T = 290^\circ \text{K}$. Сравнение разных колебательных состояний, образующих полосы A и B , показывает, что некоторое количество O_2 в атмосфере находится при температуре $T = 500^\circ \text{K}$ [7]. Это близко к значению $T = 450^\circ$ на высоте $H = 70 \text{ км}$. Однако следует учесть, что термодинамическое равновесие в земной атмосфере не соблюдается. Характер распределения линий вращательной структуры по их интенсивности в основном мало зависит от изменения T с высотой, так как большая часть O_2 содержится в нижних слоях. Это позволяет избежать исследования каждого слоя в отдельности. Поэтому мы используем в дальнейшем при вычислении интенсивности отдельных линий среднее значение T , соответствующее $J_{\max} = 8$. Для полосы A это уже было сделано [1]. Приведем аналогичные данные для полосы B . Значения длины волны заимствуем из табл. 2.

При составлении табл. 2 квантовые числа были заново определены путем построения параболы Фортрата. При вычислении для всех линий использовалось одно и то же значение $B_e = 1,4456 \text{ см}^{-1}$ [5]. Посредством анализа параболы Фортрата можно определить B_e для каждой линии отдельно. Проделаем это для линий полосы A , воспользовавшись значениями длины волны из табл. 2, как наиболее точными из опубликованных до настоящего времени. Как будет показано ниже, точность этих данных удовлетворяет условиям поставленной задачи.

В последней графе приведена вторая производная волнового числа, равная удвоенному значению коэффициента a_2 . В самом деле, если мы напишем уравнение параболы Фортрата

$$\nu - \nu_0 = a_1 m + a_2 m^2 \quad (4)$$

и дважды продифференцируем его, то получится

$$\frac{d^2 \nu}{dm^2} = 2a_2. \quad (5)$$

Чтобы объяснить, почему для определения коэффициента a_2 мы использовали не все волновые числа, обратимся к рис. 1. Отложим по оси абсцисс число m , а по оси ординат первую производную $\frac{\Delta \nu}{\Delta m}$. Для ветвей

P и Q получается прямолинейная зависимость, которая свидетельствует о том, что использованные значения длины волны достаточно точны для решения поставленной задачи. Пересечение прямой с осью ординат дает возможность определить коэффициент a_1 : $a_{1,Q} = 2,92$, $a_{1,P} = 2,83$. Часть точек не ложится на прямые. Это точки ветви R и начала ветвей P и Q , которые образуют другую зависимость, почти прямолинейную, но с очень плохой сходимостью. Две последние точки ветвей P и Q также не ложатся на прямые. Это свидетельствует о недостаточной точности в определении длины волны этих линий. Ветвь R образует, как известно, голову полосы A , и там линии расположены так тесно, что указанная для них длина волны в табл. 2 не соответствует действительности. Такие линии не были приняты во внимание. Для определения коэффициентов a_1 и a_2 были использованы только точки, хорошо укладывающиеся на прямые.

Анализ параболы Фортрата, а также рис. 1 говорит о том, что зависимость между волновым числом и квантовым номером не является строго параболической. Другими словами, коэффициенты a_1 и a_2 не являются постоянными, а несколько изменяются с изменением квантового номера. Определим эти коэффициенты для каждой линии отдельно.

Таблица 3

J_Q	$\nu - \nu_0 \text{ см}^{-1}$	m	$\Delta\nu \text{ см}^{-1}$	$\frac{\Delta\nu}{\Delta m}$	\bar{m}	$\Delta^2\nu$	Δm	$2a_2$
32	19,53	33	15,72	-2,62	30			
26	35,25	27	4,06	-2,03	26			
24	39,31	25	2,65	-1,32	24			
22	41,96	23	1,95	-0,98	22			
20	43,91	21	0,27	-0,14	20			
18	44,18	19	-2,67	1,34	18			
16	41,51	17	-3,82	1,91	16			
14	37,69	15	-4,55	2,28	14			
12	33,14	13	-3,98	1,99	12			
10	29,16	11	-5,65	2,82	10			
8	23,51	9	-6,34	3,17	8			
6	17,17	7	-4,76	2,38	6	2,12	23	-0,0922
4	12,41	5	-5,18	2,59	4	2,16	23	-0,0939
2	7,23	3	-14,19	2,84	0,5	1,97	21,5	-0,0915
2	-6,95	-2	-6,47	3,24	-3	1,83	20	-0,0915
4	-13,42	-4	-6,80	3,40	-5	1,85	20	-0,0925
6	-20,22	-6	-7,17	3,58	-7	1,85	20	-0,0925
8	-27,39	-8	-7,53	3,76	-9	1,86	20	-0,0930
10	-34,92	-10	-7,91	3,96	-11	1,87	20	-0,0935
12	-42,83	-12	-8,27	4,14	-13	1,86	20	-0,0935
14	-51,10	-14	-8,64	4,32	-15	1,88	20	-0,0940
16	-59,74	-16	-9,00	4,50	-17			
18	-68,74	-18	-9,50	4,75	-19			
20	-78,24	-20	-9,61	4,80	-21			
22	-87,85	-22	-10,13	5,06	-23			
24	-97,98	-24	-10,50	5,25	-25			
26	-108,48	-26	-10,87	5,44	-27			
28	-119,35	-28	-11,25	5,62	-29			
30	-130,60	-30	-11,65	5,82	-31			
32	-142,25	-32	-12,00	6,00	-33			
34	-154,25	-34	-12,40	6,20	-35			
36	-166,65	-36	-14,23	7,12	-37			
38	-180,88	-38						

 $a_2 = -0,0464$

J_R	$\nu - \nu_0 \text{ см}^{-1}$	m	$\Delta\nu \text{ см}^{-1}$	$\frac{\Delta\nu}{\Delta m}$	\bar{m}	$\Delta^2\nu$	Δm	$2a_2$
29	25,55	+30	4,77	-2,38	+29			
27	30,32	28	5,27	-2,64	27			
25	35,59	26	4,20	-2,10	25			
23	39,79	24	2,98	-1,49	23			
21	42,77	22	0,87	-0,22	20			
17	43,64	18	-3,06	+1,53	17			
15	40,58	16	-8,18	4,09	14			
11	32,40	12	-5,30	2,65	11			
9	27,10	10	-5,55	2,78	9			
7	21,55	8	-6,37	3,20	7			
5	15,18	6	-4,73	2,36	5	1,94	21	-0,0924
3	10,45	4	-5,09	2,54	3	1,95	21	-0,0929
1	5,36	2	-8,36	2,79	0,5	1,89	20,5	-0,0921
1	-3,00	-1	-6,03	3,02	-2	1,86	20	-0,0928
3	-9,03	-3	-6,40	3,20	-4	1,85	20	-0,0925
5	-15,43	-5	-6,77	3,38	-6	1,86	20	-0,0928
7	-22,20	-7	-7,16	3,58	-8	1,85	20	-0,0925
9	-29,36	-9	-7,49	3,74	-10	1,88	20	-0,0940
11	-36,85	-11	-7,83	3,94	-12	1,87	20	-0,0935
13	-44,73	-13	-8,25	4,12	-14			
15	-52,98	-15	-8,61	4,30	-16			

 $a_2 = -0,0464$

J_R	$\nu - \nu_0$ см ⁻¹	m	$\Delta\nu$ см ⁻¹	$\frac{\Delta\nu}{\Delta m}$	\bar{m}	$\Delta^2\nu$	Δm	$2a_2$
17	-61,59	-17	-8,99	4,50	-18			
19	-70,58	-19	-9,35	4,68	-20			
21	-79,93	-21	-9,74	4,87	-22			
23	-89,67	-23	-10,10	5,05	-24			
25	-99,77	-25	-10,48	5,24	-26			
27	-110,25	-27	-10,86	5,43	-28			
29	-121,11	-29	-11,25	5,62	-30			
31	-132,36	-31	-11,62	5,81	-32			
33	-143,98	-33	-11,98	5,99	-34			
35	-155,96	-35	-15,96	7,98	-36			

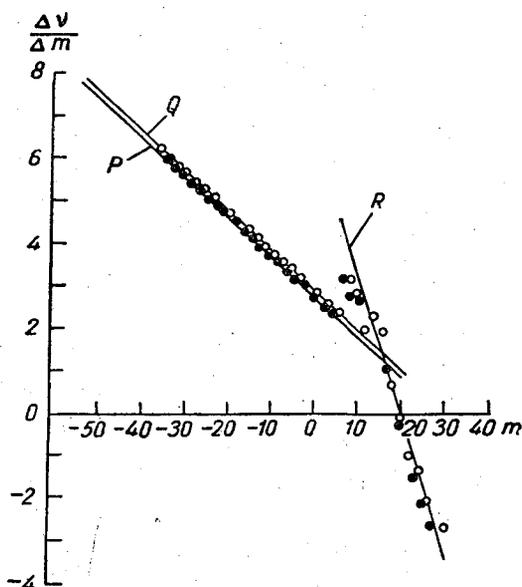


Рис. 1. Прямолинейная зависимость между квантовым номером линии и производной волнового числа по квантовому номеру для ветвей P, Q и R.

Для этого подставим в уравнение параболы Фортра определенные выше значения a_2 и решим это уравнение относительно a_1 по формуле

$$a_1 = \frac{\nu - \nu_0 - a_2 m}{m}. \quad (6)$$

Продифференцируем уравнение (4) и решим полученное дифференциальное уравнение относительно a_2 :

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\nu}{dm} &= a_1 + 2a_2 m \\ a_2 &= \frac{\frac{d\nu}{dm} - a_1}{2m} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Уравнения (6) и (7) дают возможность определить коэффициенты a_1 и a_2 для каждой линии. Зная коэффициенты a_1 и a_2 , можно вычислить вращательные константы B' и B'' по формулам из [5, 1]:

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= B' + B'' \\ a_2 &= B' - B'' \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Величина B_e обратно пропорциональна квадрату расстояния между ядрами молекул O_2 [1, 5]. Определим расстояние между ядрами по формуле 3.16 из [5]:

$$\left. \begin{aligned} B_e &= \frac{27,994 \cdot 10^{-40}}{\mu r_e^2} \\ r_e &= \sqrt{\frac{27,994 \cdot 10^{-40}}{\mu B_e}} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

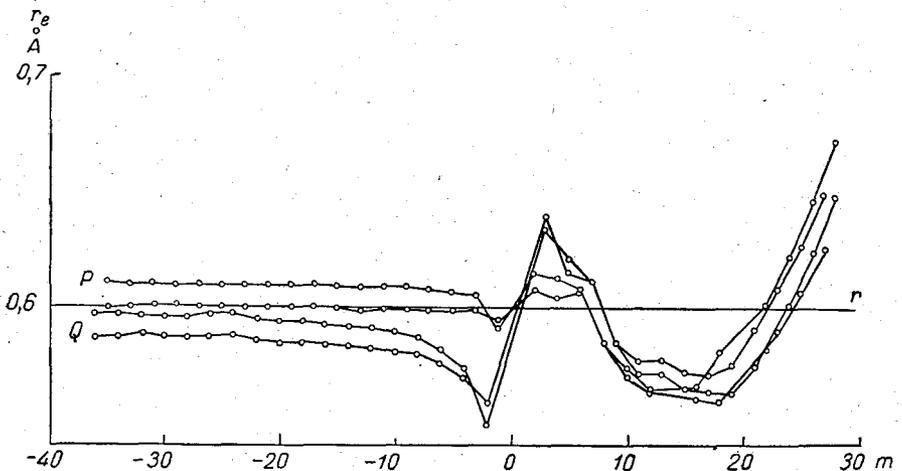


Рис. 2. Зависимость расстояния между ядрами в молекуле O_2 от квантового номера линий полосы A .

Масса молекулы O_2 определяется по известной формуле

$$\mu = 32 \cdot 1,67283 \cdot 10^{-24} \text{ Г} = 53,4 \cdot 10^{-24} \text{ Г}. \quad (10)$$

При этом мы пренебрегаем массой электронов. Окончательно радиус r_e получится

$$r_e = \sqrt{\frac{27,994 \cdot 10^{-40}}{53,4 \cdot 10^{-24} \cdot 1,4456}} = 0,601 \cdot 10^{-8} \text{ см}. \quad (11)$$

Определим расстояния между ядрами для молекул, образующих различные линии поглощения полосы A , по формуле

$$r_e(m) = r_e \sqrt{\frac{B_e}{B_e(m)}} = \frac{0,601 \sqrt{1,4456}}{\sqrt{B_e(m)}} = \frac{0,72}{\sqrt{B_e(m)}}. \quad (12)$$

Представим эти данные на графике рис. 2, где по оси абсцисс отложено квантовое число m , а по оси ординат расстояние между ядрами r_e . Получим 4 кривые: 2 кривые для начального и конечного состояния молекул, образующих ветвь Q , и 2 кривые для начального и конечного состояния молекул, образующие ветви P и R , как известно из [5], являющиеся продолжением одна другой.

Наиболее гладкой является кривая, построенная для начального состояния молекул, образующих ветвь P . Величина r_e колеблется очень мало и в среднем совпадает со значением, данным Г. Герцбергом [5], 0,601 Å. Для конечного состояния r_e отличается от этого значения и становится $r_e=0,611$ Å. Ветвь R характеризуется значительными колебаниями r_e , которое достигает своего минимального значения в 0,56 Å для линии с квантовым номером +18, после чего увеличивается с дальнейшим увеличением квантового номера и достигает значения 0,67 Å для линии с квантовым номером +28. Дальнейший его ход неизвестен из-за того, что не удалось определить длину волны следующих линий ветви R . У ветви Q наблюдается аналогичное явление. Для конечного состояния ветви Q_P r_e близко к 0,60 Å, а для начального состояния около 0,59 Å, однако оно плавно уменьшается одновременно с уменьшением квантового номера, достигая своего минимального значения 0,55 Å для линии с квантовым номером -2. Ветвь Q_P весьма похожа на ветвь P .

Из приведенного исследования видно, что значение вращательной константы или, что то же самое, расстояние между ядрами, данное Герцбергом [5], является довольно приближенным. Для точного исследования и, в частности, для определения интенсивности необходимо определять вращательную константу отдельно для каждой линии исследуемой полосы, пользуясь параболой Фортрата.

Обнаруженные колебания r_e для ветви R могут быть следствием ошибок в определении длины волны линий вследствие их взаимного блендирования, сильно сказывающегося в голове серии. Повышение разрешающей силы спектрографа вряд ли поможет, так как здесь происходит перекрывание уровней энергии. В ветвях P и Q_P , где длина волны определена с достаточной точностью, мы, по-видимому, имеем дело с реальным изменением расстояния между ядрами, происходящим вследствие действия центробежных сил.

ЛИТЕРАТУРА

1. Суслов А. К. О спектре молекулы кислорода. Тр. сектора астроботаники, т. 6, 1958.
2. Вабсоок Н. Д., Мооре Ч. Е. The solar spectrum λ 6600 to λ 13495. Pub. Carnegie Inst. Washington, No. 579, 1947.
3. Куликовский П. Г. Справочник астронома-любителя. ГИТТЛ, М., 1953.
4. Астапович И. С. Метеорные явления в атмосфере Земли. Физматгиз, М., 1958.
5. Герцберг Г. Спектры и строения двухатомных молекул. ИЛ, М., 1949.
6. Митра С. К. Верхняя атмосфера. ИЛ, М., 1955.
7. Суслов А. К. Опыт построения кривой роста по линиям полос A и B молекулы O_2 . Астрономический циркуляр, № 204, 1959.
8. Кондратьев В. Н. Структура атомов и молекул. Физматгиз, М., 1959.

УЧЕТ ИНДИКАТРИСЫ РАССЕЯНИЯ ПРИ ИЗМЕРЕНИЯХ ПРОЗРАЧНОСТИ

Для типичных случаев измерения прозрачности рассчитана величина потока (рассеянного под малыми углами), попадающего в приемное устройство. Вычисления произведены для трех «геометрий» задачи: параллельный пучок, точечный источник, прожектор для разных гамма-спектров и длин волн. Указан способ исправления непосредственно измеренных значений коэффициента ослабления от ошибки, связанной с исследованным эффектом. Статья была подготовлена в октябре 1962 г.

§ 1. Введение. Постановка задачи

Измерение прозрачности — одно из самых важных измерений, весьма часто встречающихся в работах по атмосферной оптике. В силу особенности формы индикатрисы рассеяния крупных частиц эти измерения очень часто интерпретируются неточно и приводят к неверным значениям для коэффициента прозрачности. Речь идет об ошибке, связанной с неучетом части света рассеянной средой прямо в приемник. Общая теория вопроса была рассмотрена в [1].

Задача настоящей работы состоит в том, чтобы указать метод расчета поправок на учет индикатрисы при измерениях прозрачности и оценить для конкретных, типичных случаев величину эффекта.

Как мы увидим ниже, величина поправки часто оказывается значительной, так что без учета ее данные о прозрачности оказываются ошибочными. Во всех расчетах ниже мы считаем, что имеем дело с достаточно прозрачной средой, так что будем ограничиваться только учетом однократного рассеяния.

§ 2. Основные формулы и соотношения для трех геометрий опыта

Исследуемый нами эффект имеет разное значение при разных формах освещенного объема. Исследуем три типичных случая.

а) Параллельный пучок.

Рассматривается параллельный пучок света в мутной среде. Длина пучка L , радиус его R_{\max} . Если интенсивность при входе в среду (при $x=0$) обозначить через E_0 , а интенсивность пучка, регистрируемую приемником (при $x=L$), через E , то коэффициент ослабления обычно определяют по формуле

$$\alpha = \frac{1}{L} \ln \frac{E_0}{E}. \quad (1)$$

Расчеты по формуле (1) неточны. Часть света $I(\beta)$, рассеянная под малыми углами, попадает в приемник и увеличивает величину интенсивности, регистрируемой приемником. При учете этого E можно представить в виде суммы двух интенсивностей: $E = E_1 + E_2$, где E_1 — теоретически рассчитанная интенсивность, а E_2 — «паразитная» интенсивность. Тогда точная формула для расчетов коэффициента ослабления будет

$$\alpha_1 = \frac{1}{L} \ln \frac{E_0}{E_1}. \quad (2)$$

Для оценки эффекта «паразитной» интенсивности рассмотрим поправочный коэффициент

$$\Delta\alpha = \alpha_1 - \alpha = \frac{1}{L} \left(\ln \frac{E_0}{E_1} - \ln \frac{E_0}{E} \right) = \frac{1}{L} \ln \frac{E}{E_1} = \frac{1}{L} \ln(1 + c), \quad (3)$$

$$c = \frac{E_2}{E_1}.$$

Если $c \ll 1$, то

$$\Delta\alpha = \frac{1}{L} c = \frac{1}{L} \frac{E_2}{E_1}. \quad (4)$$

Для интенсивности E_1 имеем

$$E_1 = E_0 e^{-nkL}; \quad (5)$$

здесь n — число частиц в см^3 , k — полидисперсный коэффициент:

$$k = \int_0^{\infty} f(a) K(\rho) \pi a^2 da. \quad (6)$$

Он определяется через $f(a)$ — функцию распределения капель по размерам (a — радиус частиц).

Для гамма-распределения имеем

$$f(a) = \frac{\Delta^{\nu+1}}{\Gamma(\nu+1)} a^{\nu} e^{-\Delta a}. \quad (7)$$

Если все частицы можно считать крупными, то $K(\rho) = 2$ и из (6) и (7) получим

$$k = 2\pi \left(\frac{\nu+2}{\nu+1} \right) \bar{a}^2. \quad (8)$$

Для определения поправки по (3) или (4) необходимо наряду с E_1 определить «паразитную» интенсивность E_2 .

Найдем общее выражение для расчета E_2 . Пусть в освещенной области плотность частиц будет n , объем ее v , общее количество частиц в ней nv . Допустим, что рассеивает свет элемент dv , находящийся в точке O (рис. 1). Обозначим силу света, посылаемого этим элементом в направлении β , через $I(\beta)ndv$. Приемная площадка S , расположенная на расстоянии ρ от dv , будет видна из элемента dv под телесным углом

$$\Delta\omega = \frac{S}{\rho^2} \cos \psi,$$

где ψ — угол между нормалью к площадке и рассеянным лучом света.

Поток энергии в элементарный телесный угол $d\omega$ от элемента объема dv будет

$$I(\beta)n dv d\omega.$$

Полный поток энергии dF , поступающий на приемник, равен

$$dF = \int_{\Delta\omega} I(\beta) n dv d\omega. \quad (9a)$$

Интегрирование выполняется по всем элементарным пучкам, попадающим из dv на приемник. Если считать, что $\Delta\omega$ очень мал, то приближенно

$$dF = I(\beta) n dv \Delta\omega. \quad (9б)$$

Оценим более точно условие малости $\Delta\omega$. Для крупных капель, которые вносят основной вклад в рассматриваемый эффект, дифракционная часть индикатрисы значительно больше той, которая вытекает из формул геометрической оптики. Поэтому мы здесь всюду этой небольшой добавкой будем пренебрегать.

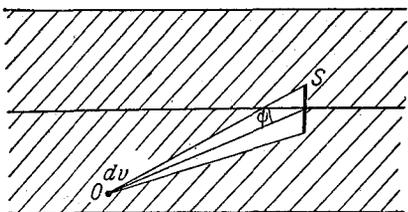


Рис. 1. Вывод общей формулы для «паразитной» интенсивности.

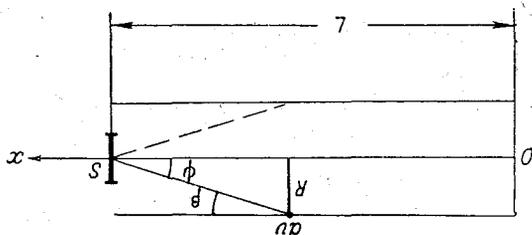


Рис. 2. Вывод формулы «паразитной» интенсивности для параллельного пучка.

Дифракционная часть быстрее всего изменяется вблизи $\beta=0$. Угол β изменяется от 0 до $\beta_1 = \frac{\epsilon}{\rho}$, где ϵ — радиус приемника, ρ — расстояние от dv до приемника.

Нетрудно видеть, что если угол β_1 удовлетворяет условию

$$\frac{2\pi a}{\lambda} \beta_1 \leq 1, \quad (9в)$$

то $I(\beta)$ изменяется в пределах интегрирования не более чем на 20% (см. [1], рис. 31). Это означает, что переход от (9а) к (9б) приводит к ошибке не более 10%.

В этих условиях поток $dF \sim S$ и, следовательно, «паразитная» интенсивность, пропорциональная $\frac{dF}{S}$, не зависит от размеров приемника.

Все это верно, пока приемник достаточно мал. Условие малости очевидно из (9в):

$$\epsilon < \frac{\lambda}{2\pi a} \rho.$$

Для случая $\lambda=0,5$, $a=20$ мк получим

$$\epsilon < \frac{\rho}{240}.$$

Полагая $\rho=2$ м, находим, что ϵ должен быть не более 1 см. Итак, если диаметр приемного отверстия около 2 см, то для всех частиц, расположенных от приемника больше чем на 2 м, выполняется условие независимости эффекта от размеров приемника. Далее мы ограничимся рассмотрением именно этого наиболее важного случая.

Весь «паразитный» поток, приходящий на площадку S , будет

$$F_2 = \int_{\nu} n dv \Delta \omega I(\beta) e^{-kn\rho}. \quad (9)$$

Интеграл вычисляется по всему освещенному объему. Переходя к интенсивности E_2 , имеем

$$E_2 = \frac{F_2}{S} = \int_{\nu} n dv \frac{1}{\rho^2} \cos \psi I(\beta) e^{-kn\rho}. \quad (10)$$

Это общая формула. Применим ее к случаю эксперимента с параллельным пучком. Здесь, введя цилиндрические координаты (x, R) так, как указано на рис. 2, имеем

$$dv = 2\pi R dR dx, \quad \rho^2 = R^2 + (L-x)^2, \quad \psi = \beta, \\ \operatorname{tg} \beta = \frac{R}{L-x}, \quad \cos \psi = \frac{(L-x)}{\sqrt{(L-x)^2 + R^2}}.$$

Для индикатрисы рассеяния $I(\beta)$, согласно [2], имеем

$$I(\beta) = I_0 \Phi(\beta), \quad (11)$$

$$I_0 = J_0 \frac{\pi \Gamma(\nu+5) a^{-4}}{(\nu+1)^4 \lambda^2 \Gamma(\nu+1)}. \quad (12)$$

Здесь I_0 — интенсивность света, рассеянного прямо вперед, $\beta=0$, $\Phi(\beta)$ характеризует угловое распределение интенсивности рассеянного пучка:

$$\Phi(\beta) = \frac{4}{\Gamma(\nu+5)} \mu^{\nu+5} \varphi_{\nu+2}(\mu), \quad (13)$$

$$\mu = \frac{\Delta \lambda}{2\pi} \frac{1}{\beta}, \quad (14)$$

$$\varphi_k(\mu) = \int_0^{\infty} J_1(z) z^k e^{-\mu z} dz. \quad (15)$$

Обозначая

$$Y_{\nu} = \frac{\Gamma(\nu+5)}{(\nu+1)^4 \Gamma(\nu+1)} = \frac{(\nu+4)(\nu+3)(\nu+2)}{(\nu+1)^3}, \quad (16)$$

получим

$$I_0(x) = J_0 \frac{\pi^2}{\lambda^2} Y_{\nu} \bar{a}^4,$$

где

$$J_0 = E_0 e^{-nkx}. \quad (17)$$

Подставив найденные выражения в формулу (10), получим

$$E_2 = n \int_0^L \int_0^{R_{\max}} 2\pi R dR dx \frac{(L-x) e^{-kn\rho}}{[R^2 + (L-x)^2]^{3/2}} E_0 e^{-nkx} \frac{\pi^2}{\lambda^2} \bar{a}^4 Y_{\nu} \Phi(\beta) = B' e'_2, \quad (18)$$

где

$$B' = \frac{2\pi^3}{\lambda^2} n \bar{a}^4 Y_{\nu} E; \quad E_1 = E_0 e^{-nkL};$$

$$e'_2 = e^{-nkL} \int_0^L (L-x) e^{-nkx} dx \int_0^{R_{\max}} \frac{R dR \Phi(\beta) e^{-kn\rho}}{[R^2 + (L-x)^2]^{3/2}}. \quad (19)$$

Общая формула (18) может быть упрощена в случае, когда $(L-x) \gg R$. Здесь имеем

$$\rho \simeq (L-x), \quad \beta = \psi = \frac{R}{L-x},$$

$$e_2' = \int_0^L \frac{dx}{(L-x)^2} \int_0^{R_{\max}} \Phi(\beta) R dR. \quad (20)$$

Для величины c в формуле (3), обозначаемой нами здесь как c' , получим

$$c' = \frac{B'e_2'}{E_1} = \frac{2\pi^3}{\lambda^2} n \bar{a}^4 Y_1 e_2'.$$

Если обозначить

$$\frac{2\pi^3}{\lambda^2} n \bar{a}^4 Y_1 = N, \quad (21)$$

то

$$c' = Ne_2'. \quad (22)$$

б) Точечный источник (случай малого прожектора).

Рассмотрим случай определения α по измерениям яркости прожекторного пучка, угол расходимости которого равен φ_1 . Предположим, что яркость пучка по сечению постоянна, и рассмотрим вначале случай, когда размеры прожектора очень малы, так что его можно рассматривать как точечный источник света. Пусть сила света его P , расстояние до приемника L .

Коэффициент ослабления, как обычно, вычисляется по формуле

$$\alpha = \frac{1}{L} \ln \frac{E_0}{E}, \quad (23)$$

здесь

$$E_0 = \frac{P}{L^2}.$$

Так же как и формула (1), формула (23) неточна, и необходимо E представить в виде суммы

$$E = E_1 + E_2.$$

При этом

$$E_1 = \frac{P}{L^2} e^{-nR^2L}, \quad (24)$$

а E_2 , как и в случае параллельного пучка, определяется формулой (10). Интегрирование в (10) опять производится по всему освещенному объему.

Найдем явное выражение E_2 для схемы эксперимента с точным источником. «Паразитный» свет от элемента dv попадает на приемник, где образует угол ψ с нормалью к его плоскости; β — угол рассеяния.

Из рис. 3 имеем

$$\beta = \varphi + \psi, \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{R}{x}, \quad \operatorname{tg} \psi = \frac{R}{L-x},$$

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{\operatorname{tg} \varphi + \operatorname{tg} \psi}{1 - \operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \psi} = \frac{\frac{R}{x} + \frac{R}{L-x}}{1 - \frac{R^2}{x(L-x)}}. \quad (25)$$

Угол φ удовлетворяет условию

$$0 \leq \varphi \leq \varphi_1.$$

Так как угол расходимости пучка φ_1 очень мал ($\varphi_1 \approx 0,025 \ll 1$), то с ошибкой, не превышающей φ_1^2 , имеем

$$J_0 = \frac{P}{R^2 + x^2} e^{-kn\sqrt{R^2 + x^2}} = \frac{P}{x^2} e^{-knx}. \quad (26)$$

Для величин ρ , $\cos \psi$, $I(\beta)$ сохраняются формулы из пункта «а», только вместо (17) надо подставить формулу (26).

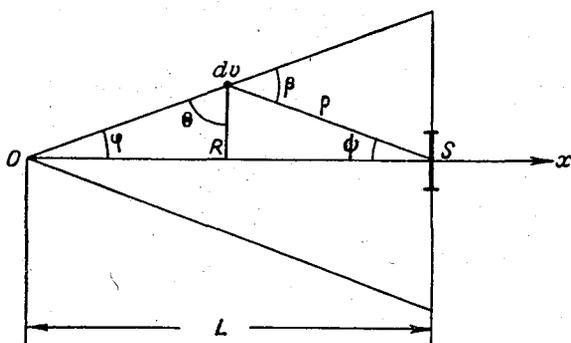


Рис. 3. Вывод формулы «паразитной» интенсивности для точечного источника.

Подставляя в (10), получим

$$E_2 = n \frac{2\pi^3}{\lambda^2} \bar{a}^4 Y_s P \int_0^L \frac{(L-x)}{x^2} e^{-nkx} \int_0^{R_{\max}} \frac{\Phi(\beta) R dR e^{-nk\rho}}{[R^2 + (L-x)^2]^{3/2}} = B'' e_2''. \quad (27)$$

Здесь

$$B'' = n \frac{2\pi^3}{\lambda^2} \bar{a}^4 Y_s \frac{P}{L^2} e^{-nkL}, \quad (28)$$

$$e_2'' = e^{nkL} \int_0^L \frac{(L-x) e^{-nkx} L^2}{x^2} dx \int_0^{R_{\max}} \frac{\Phi(\beta) R dR e^{-nk\rho}}{[R^2 + (L-x)^2]^{3/2}}. \quad (29)$$

Формула (29) может быть упрощена в том случае, когда $(L-x) \gg R$. Тогда получим

$$e_2'' = \int_0^L \frac{L^2 dx}{x^2 (L-x)^2} \int_0^{x\varphi_1} \Phi(\beta) R dR. \quad (30)$$

Для величины c в формуле (3), обозначенной здесь как c'' , при учете (21) получим

$$c'' = \frac{E_2}{E_1} = N e_2''. \quad (31)$$

в) Проекторный пучок.

Рассмотрим теперь случай определения α по измерению в пучке, созданном проектором конечного радиуса r_0 . Как видно из рис. 4, схема измерения в этом случае является частным случаем предыдущего.

Светящееся тело будет теперь усеченным конусом. На расстоянии $x=l$ расположен прожектор, он имеет диаметр $d_1=2r_0$, а на расстоянии $x=L$ — ширина пучка $d_2=2r$.

При такой схеме коэффициент ослабления обычно вычисляют по формуле

$$\alpha = \frac{1}{L-l} \ln \frac{E_0}{E}, \quad (32)$$

$$E_0 = \frac{P}{L^2}, \quad E = \frac{P}{L^2} e^{-\alpha(L-l)}. \quad (33)$$

Здесь P — сила света эффективного точечного источника, находящегося слева от прожектора на расстоянии l .

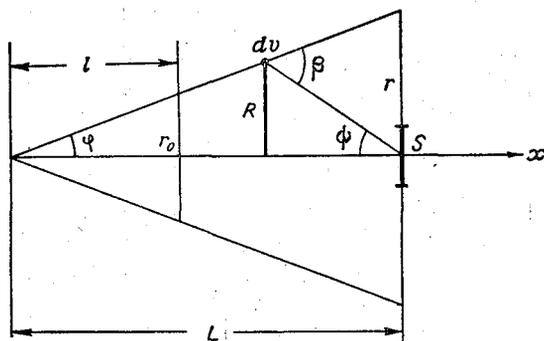


Рис. 4. Вывод формулы «паразитной» интенсивности для прожектора.

Формула (32), так же как и формула (1), неточна. Здесь, как и ранее,

$$E = E_1 + E_2,$$

где

$$E_1 = \frac{P}{L^2} e^{-nk(L-l)}, \quad (34)$$

а E_2 определяется по формуле (10).

Так же как и в пункте «б», получим, полагая, что угол расходимости пучка ϕ_1 очень мал,

$$E_2 = n \frac{2\pi^3}{\lambda^2} \bar{a}^4 Y, P \int_l^L \frac{(L-x)}{x^2} e^{-nk(x-l)} dx \times \int_0^{R_{\max}} \frac{\Phi(\beta) R dR e^{-nk\rho}}{[R^2 + (L-x)^2]^{3/2}} = B''' e_2'''. \quad (35)$$

Здесь

$$B''' = n \frac{2\pi^3}{\lambda^2} \bar{a}^4 Y, \frac{P}{L^2} e^{-nk(L-l)}, \quad (36)$$

$$e_2''' = e^{nk(L-l)} L^2 \int_l^L \frac{(L-x)}{x^2} e^{-nk(x-l)} dx \int_0^{R_{\max}} \frac{\Phi(\beta) R dR e^{-nk\rho}}{[R^2 + (L-x)^2]^{3/2}}. \quad (37)$$

Для случая $R \ll (L - x)$ получим

$$e_2''' = L^2 \int_l^L \frac{dx}{x^2 (L-x)^2} \int_0^{x\varphi_1} \Phi(\beta) R dR. \quad (38)$$

Заметим, что для точечного прожектора ($l = 0$) эти формулы переходят в формулы предыдущего случая. Для величины c в формуле (3), обозначаемой здесь как c''' , учитывая (21), имеем

$$c''' = \frac{E_2}{E_1} = Ne_2'''. \quad (39)$$

Заметим, что путь, проходимый лучом в тумане в данном случае, будет $(L - l)$. Соответственно имеем

$$\alpha_1 = \frac{1}{L-l} \ln \frac{E_0}{E_1},$$

$$\Delta\alpha = \alpha_1 - \alpha = \frac{1}{L-l} \ln(1 + c''').$$

§ 3. Расчет полидисперсных индикатрис

Для расчета величин c нужно иметь данные об угловой структуре полидисперсных индикатрис, т. е. величины $\Phi(\beta)$. Проведем вычисления для гамма-распределения (7) с $\nu = 2, 5$ и 10 .

Из формулы (13) видно, что речь идет вначале о расчете функций $\Phi_k(\mu)$, $\Phi_7(\mu)$ и $\Phi_{12}(\mu)$, а затем $\Phi_\nu(\beta)$. Диапазон изменения углов β и соответственно параметра μ оказался значительным, и для уверенного интерполирования значений $\Phi_\nu(\mu)$ мы построили таблицы этих функций для всей области изменения μ от 0 до ∞ .

При $\mu \ll 1$ для $\Phi_k(\mu)$ имеем ряд (30) из [4]

$$\Phi_k(\mu) = \frac{\Gamma(k)}{\pi} \frac{1}{\mu^k} \left[1 + \frac{3}{8} \frac{\Gamma(k-2)}{\Gamma(k)} \mu^2 - \dots \right]. \quad (40)$$

При $\mu \gg 1$ имеем ряд (18) из [4]

$$\Phi_k(\mu) = \frac{\Gamma(k+3)}{4\mu^{k+3}} \left[1 - \frac{\Gamma(k+5)}{4\Gamma(k+3)} \frac{1}{\mu^2} + \frac{5\Gamma(k+7)}{192\Gamma(k+3)} \frac{1}{\mu^4} - \dots \right]. \quad (41)$$

Переходя к функции $\Phi(\beta)$, имеем:
при $\mu \gg 1$ (область малых β)

$$\Phi_\nu(\beta) = 1 - \frac{\Gamma(\nu+7)}{4\Gamma(\nu+5)} \frac{1}{\mu^2} + \frac{5\Gamma(\nu+9)}{192\Gamma(\nu+5)} \frac{1}{\mu^4} - \dots; \quad (42)$$

при $\mu \ll 1$ (область больших β)

$$\Phi_\nu(\beta) = \frac{4\mu^3}{\pi(\nu+2)(\nu+3)(\nu+4)} \left[1 + \frac{3}{8} \frac{1}{\nu(\nu+1)} \mu^2 - \dots \right]. \quad (43)$$

Для ν , равного 2 и 5, функции $\Phi_\nu(\beta)$ определялись для $0 < \mu < 0,2$ по формуле (43), а для $\mu > 5$ — по формуле (42). Промежуточные значения в области $0,2 \leq \mu \leq 5$ были взяты из таблиц [3, 4].

Для $\nu = 10$ формула (43) использовалась для $0 \leq \mu < 2$, для $\mu \geq 20$ использовалась формула (42). В области от $\mu = 10$ до $\mu = 5$ вычисления производились по формуле

$$\Phi(\mu) = \frac{2\mu^2}{14} \left\{ \frac{1}{17,74} J_1^2 \left(\frac{17,74}{\mu} \right) + \frac{1}{10,26} J_1^2 \left(\frac{10,26}{\mu} \right) \right\},$$

которая непосредственно следует из выражения (7.5.3) в [5].

Таблица 1

μ	$\Phi_{10}(\beta)$
2	4.72^{-3}
3	1.45^{-2}
5	1.13^{-1}
7	3.05^{-1}

Для контроля непосредственно по (13) и (15) численным интегрированием были найдены значения $\Phi_{10}(\beta)$ для ряда μ . Они приведены в табл. 1.

В результате была получена табл. 2 полидисперсных индикатрис $\Phi,(\mu)$.

При этой таблице были составлены графики, по которым и находились значения $\Phi(\beta)$ для дробных значений μ .

Таблица 2

μ	$\Phi_2(\mu)$	$\Phi_5(\mu)$	$\Phi_{10}(\mu)$	μ	$\Phi_2(\mu)$	$\Phi_5(\mu)$	$\Phi_{10}(\mu)$
0,00	0	0	0	1	$0,117 \cdot 10^{-1}$	$0,249 \cdot 10^{-2}$	$0,585 \cdot 10^{-3}$
0,02	$0,849 \cdot 10^{-7}$	$0,202 \cdot 10^{-7}$	$0,466 \cdot 10^{-8}$	2	0,108	$0,226 \cdot 10^{-1}$	$0,472 \cdot 10^{-2}$
0,04	$0,679 \cdot 10^{-6}$	$0,162 \cdot 10^{-6}$	$0,373 \cdot 10^{-7}$	3	0,284	$0,972 \cdot 10^{-1}$	$0,145 \cdot 10^{-1}$
0,06	$0,229 \cdot 10^{-5}$	$0,546 \cdot 10^{-6}$	$0,126 \cdot 10^{-6}$	4	0,465	0,224	$0,580 \cdot 10^{-1}$
0,08	$0,543 \cdot 10^{-5}$	$0,129 \cdot 10^{-5}$	$0,299 \cdot 10^{-6}$	5	0,599	0,368	0,113
0,10	$0,106 \cdot 10^{-4}$	$0,253 \cdot 10^{-5}$	$0,583 \cdot 10^{-6}$	6	0,712	0,581	0,205
0,12	$0,184 \cdot 10^{-4}$	$0,436 \cdot 10^{-5}$	$0,101 \cdot 10^{-5}$	7	0,769	0,625	0,305
0,14	$0,291 \cdot 10^{-4}$	$0,693 \cdot 10^{-5}$	$0,160 \cdot 10^{-5}$	8	0,813	0,679	0,394
0,16	$0,435 \cdot 10^{-4}$	$0,103 \cdot 10^{-4}$	$0,239 \cdot 10^{-5}$	9	0,847	0,728	0,480
0,18	$0,632 \cdot 10^{-4}$	$0,147 \cdot 10^{-4}$	$0,340 \cdot 10^{-5}$	10	0,873	0,887	0,554
0,2	$0,849 \cdot 10^{-4}$	$0,202 \cdot 10^{-4}$	$0,467 \cdot 10^{-5}$	20	0,966	0,934	0,862
0,3	$0,290 \cdot 10^{-3}$	$0,796 \cdot 10^{-4}$	$0,157 \cdot 10^{-4}$	30	0,984	0,969	0,935
0,4	$0,670 \cdot 10^{-3}$	$0,148 \cdot 10^{-3}$	$0,373 \cdot 10^{-4}$	40	0,992	0,983	0,963
0,5	$0,133 \cdot 10^{-2}$	$0,294 \cdot 10^{-3}$	$0,730 \cdot 10^{-4}$	50	0,995	0,989	0,976
0,6	$0,236 \cdot 10^{-2}$	$0,557 \cdot 10^{-3}$	$0,126 \cdot 10^{-3}$	60	0,997	0,992	0,983
0,7	$0,379 \cdot 10^{-2}$	$0,852 \cdot 10^{-3}$	$0,200 \cdot 10^{-3}$	70	0,998	0,994	0,988
0,8	$0,583 \cdot 10^{-2}$	$0,127 \cdot 10^{-2}$	$0,300 \cdot 10^{-3}$	80	0,999	0,996	0,991
0,9	$0,839 \cdot 10^{-2}$	$0,181 \cdot 10^{-2}$	$0,426 \cdot 10^{-3}$	∞	1,000	1,000	1,000

§ 4. Численные расчеты и их анализ

В расчетах ниже мы ограничимся случаем, когда длина освещенной области равна 100 м. Рассмотрим три геометрии опыта, причем в случае точечного источника и прожектора угол расхождения φ_1 примем равным $1,5^\circ$, т. е. $0,02618$ радиана. Радиус параллельного пучка и радиус прожектора возьмем равным 1 м. Для величины l при наблюдениях с прожектором это дало 38,2 м, соответственно в этом случае $L = 138,2$ м.

Рассмотрим три длины волны λ , равные 0,53 и 9 мк. Что касается тумана, то для спектра его принято ν , равное 2, 5 и 10, а средний размер капель $a = 2,5, 5, 10$ и 20 мк. Таким образом, в целом было изучено 108 моделей эксперимента. Не все из них, однако, рассмотрены одинаково подробно.

Величины e_2 определялись численно двойным интегрированием по x и по R . Для обоих интегралов использовалась формула трапеции. Область по x разбивалась на 20 участков по 5 м каждый. Для 19 участков (считая от источника) интеграл по R находился по каждому сечению, принимая условие, что $R \ll (L - x)$, т. е. применяя упрощенные формулы (20), (30), (38).

Для самого худшего случая при $x = 95$ м в случае прожектора для наиболее удаленной по радиусу области имеем $R = 3,48$ м, тогда как $L - x = 5$. Величина геометрической ошибки при этом порядка $\left(\frac{R}{L-x}\right)^2 = 0,5$.

Если учесть, кроме того, что вклад областей, расположенных на периферии R , очень мал из-за резкого убывания функции $\Phi(\beta)$ с ростом β , то ошибка от использования простых формул (20), (30), (38) оказывается при этом пренебрежимо малой. Для последнего пятиметрового участка использовались точные формулы (19), (29), (37).

Обозначая подинтегральную функцию в интеграле по x через f (сюда мы включаем и интервал $\Delta x = 5$ м), для окончательной расчетной формулы величины e получим

$$e = \left[\frac{f(0) + f(95)}{2} + f(5) + \dots + f(90) \right] + \\ + \left[\frac{f(95) + f(99)}{2} + f(96) + f(97) + f(98) \right] \frac{1}{5}.$$

При этом мы пренебрегли метровым слоем непосредственно вблизи приемника.

Предварительно по каждому поперечному сечению пучка вычислялись внутренние интегралы по R . Интервал по R делился на 5 отрезков и в пяти точках деления (кроме начальной $R=0$) рассчитывались значения подинтегральной функции $F(R, x)$

$$F(R, x) = R\Phi(\beta).$$

Функция $F(R, x)$ имела два вида зависимости от x

$$F(R, x) = \begin{cases} R\Phi(\beta) & x = 0, \dots, 95 \text{ м} \\ \frac{R\Phi(\beta) e^{-nkr}}{\rho^3} & x = 96, \dots, 99 \text{ м} \end{cases}$$

Далее определялась квадратурная сумма по сечению

$$0,2 \left[F(0,2; x) + F(0,4; x) + F(0,6; x) + F(0,8; x) + \frac{1}{2} F(1; x) \right].$$

Обратимся к результатам расчетов. На рис. 5—10 приведены графики функции $f(x)$. По оси ординат отложены значения $\ln f(x)$, по оси абсцисс — x — расстояние от источника. На оси ординат отмечены геометрии, к которым относится каждая из кривых. Эти кривые показывают, что вклад различных участков пучка в «паразитную» интенсивность не одинаков.

Функция $f(x)$ сильно изменяется для разных α , λ и ν . Она, кроме того, зависит от геометрии эксперимента.

Так, для схемы с параллельным пучком (рис. 5) ($\lambda = 0,5$ мк, $\nu = 5$) с приближением к приемнику величины $f(x)$ возрастают для всех рассмотренных размеров частиц. В области $L = 95-96$ м $f(x)$ имеет максимум. Далее, с увеличением L значения $f(x)$ резко убывают. Таким образом, вклад ближайшего к приемнику метрового слоя в общий паразитный поток оказывается незначительным и им можно пренебречь.

Для схемы эксперимента с точечным источником и прожектором функции $f(x)$ с ростом x убывают для всех \bar{a} . Следовательно, и здесь метровым слоем вблизи приемника можно пренебречь.

При $\nu = 5$ и $\lambda = 3$ и 9 мк (рис. 6, 7) функции $f(x)$ с приближением к приемнику почти всегда возрастают (за исключением $\lambda = 3$ мк, $\bar{a} = 20$ мк для e'' и e'''). В основном кривые $f(x)$ имеют максимум в области $L = 90-98$ м, а в некоторых случаях ($\lambda = 9$ мк, $\bar{a} = 2,5$ и 5 мк) значения $f(x)$ непрерывно возрастают. Однако легко убедиться, что вкладом метрового слоя опять можно пренебречь.

На рис. 8 сравниваются функции $f(x)$ для различных длин волн

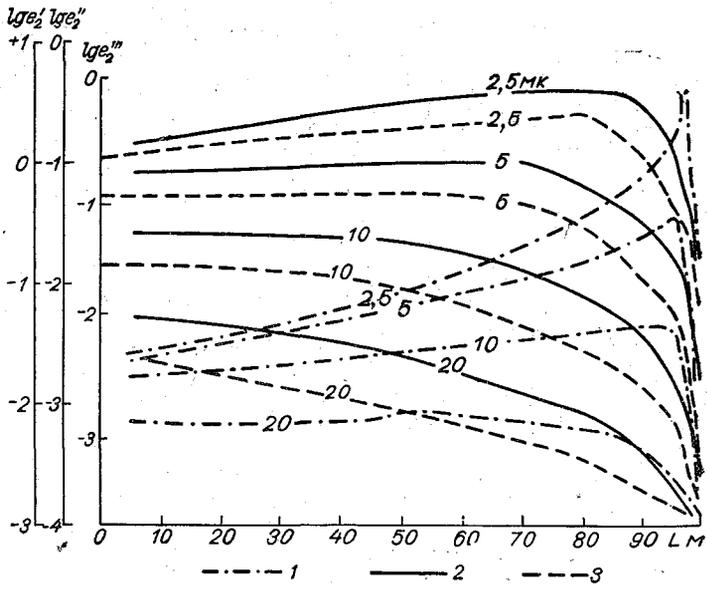


Рис. 5. Функция f_x при $\nu=5$, $\lambda=0,5$ мк и при разных значениях \bar{a} (мк).
 1 — $\lg e_2'$, 2 — $\lg e_2''$, 3 — $\lg e_2'''$.

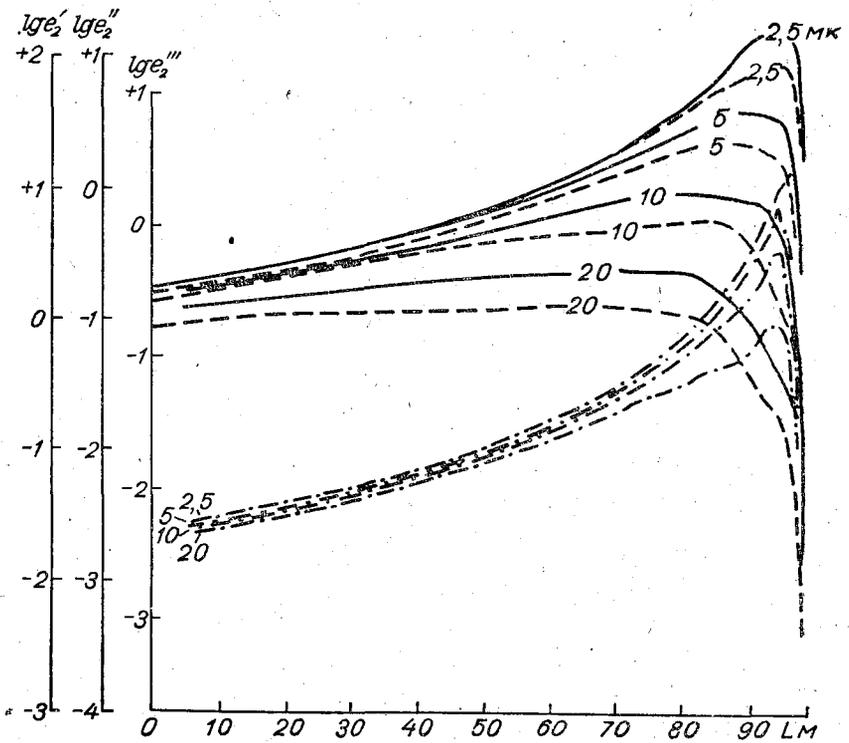


Рис. 6. Функция $f(x)$ при $\nu=5$, $\lambda=3$ мк и при разных значениях \bar{a} (мк).
 Усл. обозначения см. рис. 5.

(λ равна 0,5, 3 и 9 мк). С возрастанием λ абсолютные величины $f(x)$ для всех схем эксперимента возрастают.

Что касается изменения функции $f(x)$ от ν (рис. 9 и 10), то с возрастанием ν от 2 до 10 абсолютные величины $f(x)$ возрастают на 30—40%.

В Приложении для случая $\nu=5$ приведены значения функции $f(x)$ для разных a , λ и геометрий опыта. Эти данные характеризуют вклад

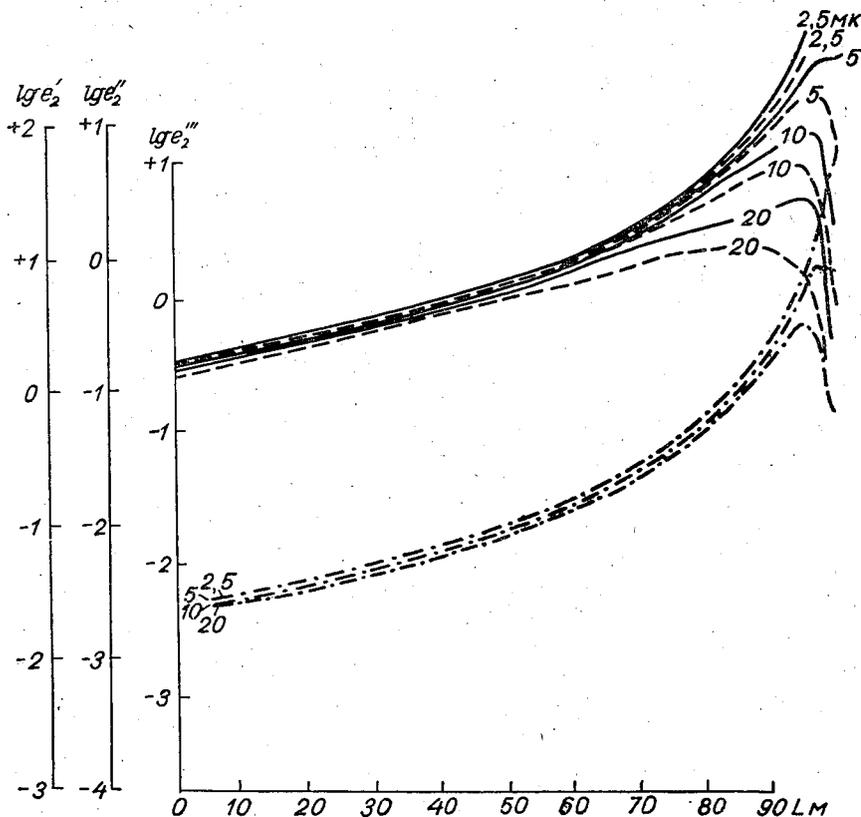


Рис. 7. Функция $f(x)$ при $\nu=5$, $\lambda=9$ мк и при разных значениях \bar{a} (мк).
Усл. обозначения см. рис. 5.

в «паразитную» освещенность различных областей, расположенных вдоль пучка.

Обратимся теперь к расчету величин $c = \frac{E_2}{E_1}$. Напомним, что $c = Ne_2$. Значения множителя N в см^{-1} для разных λ , ν , a приведены в табл. 3, величины e_2' , e_2'' , e_2''' в см — в табл. 4. Во всех расчетах мы приняли n — число частиц в 1 см^3 — равным 30 см^{-3} . Это соответствует типичным значениям водностей и прозрачности. Добавим, что значения величин e_2 от n практически не зависят, поэтому данные о e_2 и приводятся нами отдельно.

В табл. 5 приводятся значения величин c , а в табл. 6 — $\Delta\alpha$ в см^{-1} . Для сравнения нами для тех же случаев рассчитаны полидисперсные коэффициенты рассеяния α_1

$$\alpha_1 = kn = 2\pi \left(\frac{\nu + 2}{\nu + 1} \right)^{-2} a^2 n.$$

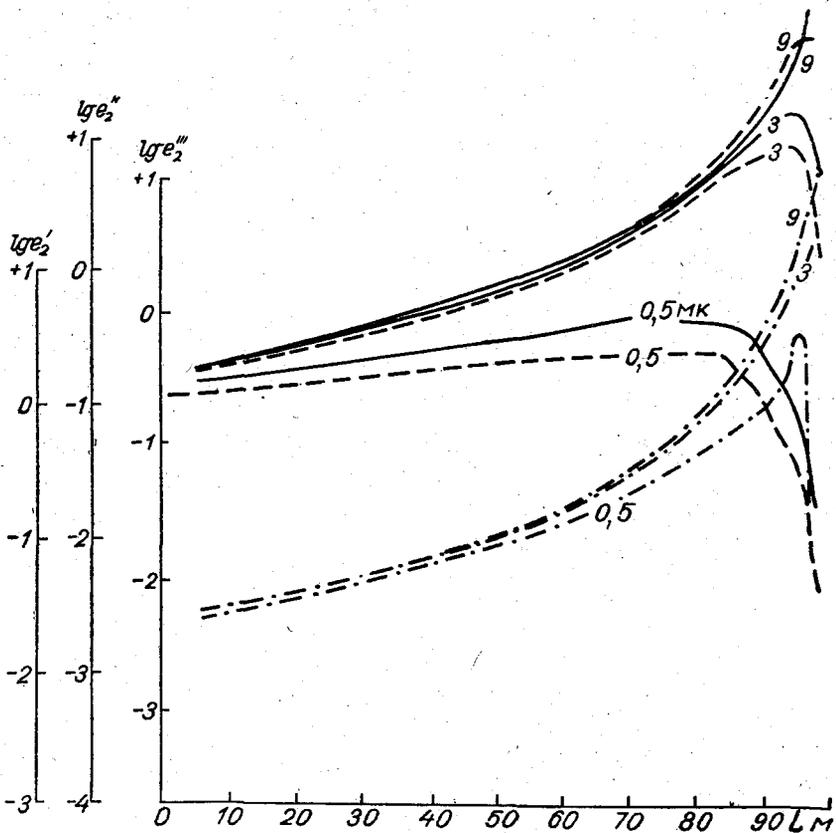


Рис. 8. Функция $f(x)$ при $\nu=5$, $a=2,5$ мк и при разных значениях λ (мк).
Усл. обозначения см. рис. 5.

Таблица 3

λ мк	\bar{a} мк	ν		
		2	5	10
0,5	2,5	$1,29 \cdot 10^{-2}$	$6,78 \cdot 10^{-3}$	$4,77 \cdot 10^{-3}$
	5	$2,07 \cdot 10^{-1}$	$1,08 \cdot 10^{-1}$	$7,63 \cdot 10^{-2}$
	10	3,31	1,74	1,22
	20	$5,29 \cdot 10^1$	$2,78 \cdot 10^1$	$1,95 \cdot 10^1$
3	2,5	$3,59 \cdot 10^{-4}$	$1,88 \cdot 10^{-4}$	$1,32 \cdot 10^{-4}$
	5	$5,74 \cdot 10^{-3}$	$3,02 \cdot 10^{-3}$	$2,12 \cdot 10^{-3}$
	10	$9,19 \cdot 10^{-2}$	$4,82 \cdot 10^{-2}$	$3,39 \cdot 10^{-2}$
	20	1,47	$7,72 \cdot 10^{-1}$	$5,43 \cdot 10^{-1}$
9	2,5	$3,99 \cdot 10^{-5}$	$2,09 \cdot 10^{-5}$	$1,47 \cdot 10^{-5}$
	5	$6,38 \cdot 10^{-4}$	$3,35 \cdot 10^{-4}$	$2,36 \cdot 10^{-4}$
	10	$1,02 \cdot 10^{-2}$	$5,36 \cdot 10^{-3}$	$3,77 \cdot 10^{-3}$
	20	$1,63 \cdot 10^{-1}$	$8,57 \cdot 10^{-2}$	$6,03 \cdot 10^{-2}$

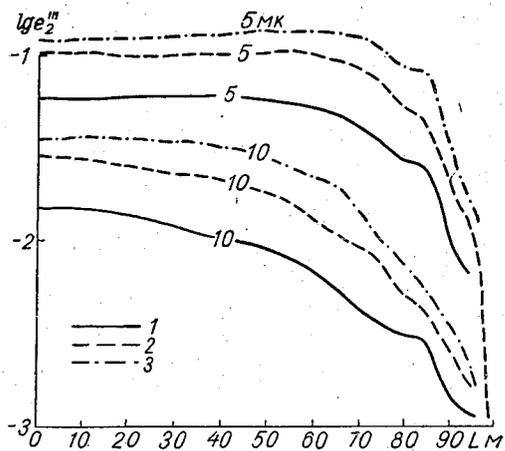


Рис. 9. Функция $f(x)$ для $\lg e_2'''$ при $\lambda=0,5$ мк и при разных значениях \bar{a} (мк).
 1 — $\nu=2$, 2 — $\nu=5$, 3 — $\nu=10$.

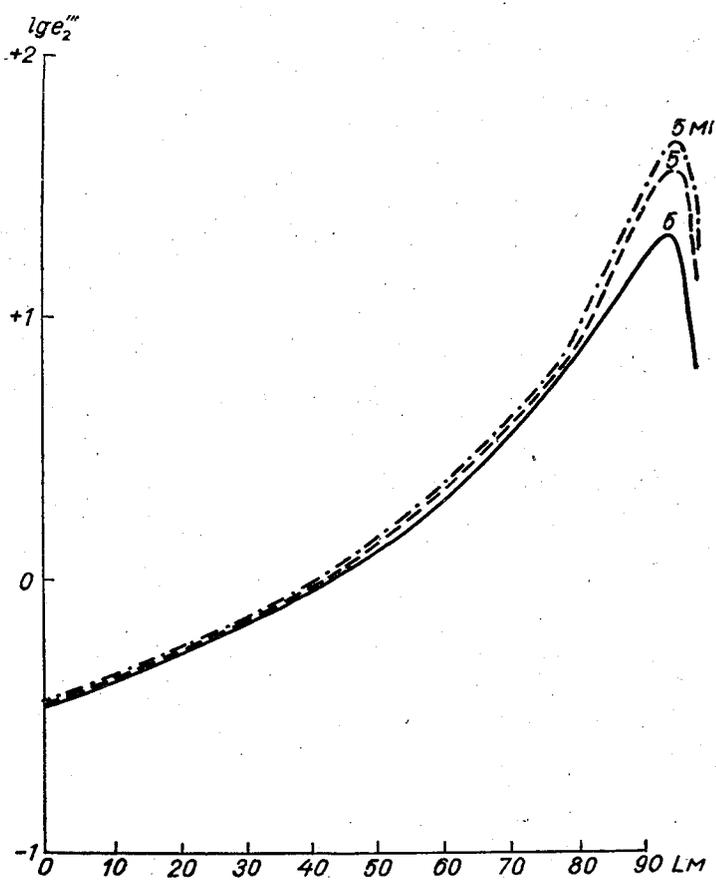


Рис. 10. Функция $f(x)$ для $\lg e_2'''$ при $\lambda=9$ мк и $a=5$ мк.
 Усл. обозначения см. рис. 9.

Таблица 4

λ мк	$\bar{\alpha}$ мк	Параллельный пучок			Точечный источник	Прожектор		
		ν						
		2	5	10	5	2	5	10
0,5	2,5	1,22	4,51	2,32	5,98		7,53	
	5	$3,77 \cdot 10^{-1}$	1,88	$8,41 \cdot 10^{-1}$	1,97		2,15	2,91
	10		$6,45 \cdot 10^{-1}$		$5,06 \cdot 10^{-1}$	$2,83 \cdot 10^{-1}$	$5,55 \cdot 10^{-1}$	$8,11 \cdot 10^{-1}$
	20		$1,87 \cdot 10^{-1}$		$1,18 \cdot 10^{-1}$		$1,20 \cdot 10^{-1}$	
3	2,5		1,98 · 10		5,00 · 10		6,93 · 10 ¹	
	5		1,22 · 10		2,42 · 10		3,34 · 10 ¹	
	10		7,00		1,05 · 10		1,34 · 10 ¹	
	20		3,22		3,87		4,55	
9	2,5		3,60 · 10		1,29 · 10 ²		1,89 · 10 ²	
	5		2,56 · 10		7,45 · 10	7,45 · 10 ¹	1,03 · 10 ²	1,21 · 10 ²
	10		1,66 · 10		3,73 · 10	3,60 · 10 ¹	5,17 · 10 ¹	6,04 · 10 ¹
	20		1,00 · 10		1,77 · 10		2,33 · 10 ¹	

Таблица 5

λ мк	$\bar{\alpha}$ мк	Параллельный пучок			Точечный источник	Прожектор		
		ν						
		2	5	10	5	2	5	10
0,5	2,5		$3,06 \cdot 10^{-2}$		$4,06 \cdot 10^{-2}$		$5,11 \cdot 10^{-2}$	
	5	$2,52 \cdot 10^{-1}$	$2,04 \cdot 10^{-1}$	$1,77 \cdot 10^{-1}$	$2,14 \cdot 10^{-1}$	$2,42 \cdot 10^{-1}$	$2,33 \cdot 10^{-1}$	$2,22 \cdot 10^{-1}$
	10	1,25	1,12	1,03	$8,78 \cdot 10^{-1}$	$9,36 \cdot 10^{-1}$	$9,63 \cdot 10^{-1}$	$9,90 \cdot 10^{-1}$
	20		5,19		3,28		3,33	
3	2,5		$3,72 \cdot 10^{-3}$		$9,43 \cdot 10^{-3}$		$1,31 \cdot 10^{-2}$	
	5		$3,69 \cdot 10^{-2}$		$7,28 \cdot 10^{-2}$		$1,01 \cdot 10^{-1}$	
	10		$3,38 \cdot 10^{-1}$		$5,05 \cdot 10^{-1}$		$6,48 \cdot 10^{-1}$	
	20		2,49		2,99		3,51	
9	2,5		$7,54 \cdot 10^{-4}$		$2,71 \cdot 10^{-3}$		$3,95 \cdot 10^{-3}$	
	5		$8,58 \cdot 10^{-3}$		$2,50 \cdot 10^{-2}$	$4,75 \cdot 10^{-2}$	$3,46 \cdot 10^{-2}$	$2,85 \cdot 10^{-2}$
	10		$8,88 \cdot 10^{-2}$		$2,00 \cdot 10^{-1}$	$3,68 \cdot 10^{-1}$	$2,77 \cdot 10^{-1}$	$2,28 \cdot 10^{-1}$
	20		$8,59 \cdot 10^{-1}$		1,52		2,00	

Они указаны в табл. 7 в см⁻¹. С помощью табл. 6 и 7 нами рассчитаны величины

$$\eta = \frac{\alpha_1}{\alpha} = \frac{\alpha_1}{\alpha_1 - \Delta\alpha}$$

В экспериментах по прозрачности это есть отношение теоретического коэффициента ослабления (рассчитанного по данным микрофизических измерений) к измеренному оптически. Данные для η приведены в табл. 8.

Таблица 6

λ мк	\bar{a} мк	Параллельный пучок			Точечный источник	Прожектор		
		η						
		2	5	10	5	2	5	10
0,5	2,5	$2,25 \cdot 10^{-5}$	$3,06 \cdot 10^{-6}$		$4,06 \cdot 10^{-6}$		$5,11 \cdot 10^{-6}$	
	5	$8,11 \cdot 10^{-5}$	$1,86 \cdot 10^{-5}$	$1,63 \cdot 10^{-5}$	$1,94 \cdot 10^{-5}$	$2,17 \cdot 10^{-5}$	$2,10 \cdot 10^{-5}$	$2,01 \cdot 10^{-5}$
	10		$7,52 \cdot 10^{-5}$	$7,08 \cdot 10^{-5}$	$6,30 \cdot 10^{-5}$	$6,61 \cdot 10^{-5}$	$6,74 \cdot 10^{-5}$	$6,89 \cdot 10^{-5}$
3	2,5		$3,72 \cdot 10^{-7}$		$9,43 \cdot 10^{-7}$		$1,31 \cdot 10^{-6}$	
	5		$3,69 \cdot 10^{-6}$		$7,28 \cdot 10^{-6}$		$9,70 \cdot 10^{-6}$	
	10		$2,91 \cdot 10^{-5}$		$4,09 \cdot 10^{-5}$		$5,00 \cdot 10^{-5}$	
9	2,5		$7,54 \cdot 10^{-8}$		$2,71 \cdot 10^{-7}$		$3,95 \cdot 10^{-7}$	
	5		$8,58 \cdot 10^{-7}$		$2,50 \cdot 10^{-6}$	$4,75 \cdot 10^{-6}$	$3,46 \cdot 10^{-6}$	$2,85 \cdot 10^{-6}$
	10		$8,88 \cdot 10^{-6}$		$1,83 \cdot 10^{-5}$	$3,14 \cdot 10^{-5}$	$2,45 \cdot 10^{-5}$	$2,06 \cdot 10^{-5}$
	20		$6,20 \cdot 10^{-5}$		$9,24 \cdot 10^{-5}$		$1,10 \cdot 10^{-4}$	

Таблица 7

λ мк	\bar{a} мк	η		
		2	5	10
0,5	2,5	$1,57 \cdot 10^{-5}$	$1,37 \cdot 10^{-5}$	$1,28 \cdot 10^{-5}$
	5	$6,28 \cdot 10^{-5}$	$5,50 \cdot 10^{-5}$	$5,14 \cdot 10^{-5}$
	10	$2,51 \cdot 10^{-4}$	$2,20 \cdot 10^{-4}$	$2,06 \cdot 10^{-4}$
	20	$1,00 \cdot 10^{-3}$	$8,80 \cdot 10^{-4}$	$8,22 \cdot 10^{-4}$
3	2,5	$3,06 \cdot 10^{-5}$	$2,68 \cdot 10^{-5}$	$2,50 \cdot 10^{-5}$
	5	$5,57 \cdot 10^{-5}$	$4,95 \cdot 10^{-5}$	$4,64 \cdot 10^{-5}$
	10	$2,38 \cdot 10^{-4}$	$2,09 \cdot 10^{-4}$	$1,95 \cdot 10^{-4}$
	20	$1,00 \cdot 10^{-3}$	$8,80 \cdot 10^{-4}$	$8,22 \cdot 10^{-4}$
9	2,5	$0,47 \cdot 10^{-5}$	$0,41 \cdot 10^{-5}$	$0,38 \cdot 10^{-5}$
	5	$7,22 \cdot 10^{-5}$	$6,32 \cdot 10^{-5}$	$5,93 \cdot 10^{-5}$
	10	$4,77 \cdot 10^{-4}$	$4,18 \cdot 10^{-4}$	$3,90 \cdot 10^{-4}$
	20	$1,10 \cdot 10^{-3}$	$9,68 \cdot 10^{-3}$	$9,04 \cdot 10^{-3}$

Обратим внимание на изменение η с λ . Для $\lambda = 0,5$ мк величина η в зависимости от \bar{a} имеет значение 1,26—1,64. При переходе в инфракрасную область она практически становится равной единице. Для характерного размера $\bar{a} = 5$ мк $\eta = 1,64$. Это хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Из табл. 8 видно, что структура тумана, т. е. величина η , не сильно влияет на η . С ростом ν величина η убывает для одних \bar{a} и возрастает для других \bar{a} . Также не очень значительно изменение η с изменением геометрии опыта. При переходе от параллельного пучка к точечному источнику и прожектору величина η растет. С изменением \bar{a} величина η для параллельного пучка, точечного источника и прожектора проходит через максимум. Качественно можно понять полученные зависимости.

Строгое объяснение, однако, вряд ли возможно: величина η — результат влияния большого числа разных, часто противоположно действующих факторов.

Т а б л и ц а 8

λ мк	\bar{a} мк	Параллельный пучок			Точечный источник	Прожектор		
		ν						
		2	5	10	5	2	5	10
0,5	2,5		1,285		1,419		1,590	
	5	1,557	1,511	1,464	1,545	1,528	1,618	1,642
	10	1,477	1,519	1,611	1,401	1,356	1,441	1,504
	20		1,260		1,197		1,199	
3	2,5		1,014		1,036		1,051	
	5		1,080		1,172		1,243	
	10		1,161		1,244		1,314	
	20		1,165		1,186		1,207	
9	2,5		1,000		1,017		1,009	
	5		1,013		1,041	1,070	1,057	1,050
	10		1,021		1,045	1,070	1,062	1,055
	20		1,006		1,009		1,011	

Краткие выводы

1. Разработана схема расчета поправки на индикатрису рассеяния в экспериментах по измерению прозрачности. Рассмотрены три типичные геометрии эксперимента.

2. Выполнены расчеты, показывающие влияние на величину поправки среднего размера частиц \bar{a} , длины волны λ , структуры тумана ν , геометрии эксперимента. В типичных условиях, рассмотренных выше, оказалось, что эксперименты в видимой области, не учитывающие поправку, занижают данные о прозрачности на 50—60%. В инфракрасной области влиянием рассмотренного эффекта можно пренебречь.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ш и ф р и н К. С. Рассеяние света в мутной среде. ГИТТЛ, М., 1951.
2. Ш и ф р и н К. С. Оптические исследования облачных частиц. Сб. «Исследование облаков, осадков и грозового электричества». Гидрометеоздат, Л., 1957.
3. Ш и ф р и н К. С. Вычисление некоторого класса определенных интегралов, содержащих квадрат бесселевой функции первого порядка. Труды Всесоюзного заочного лесотехнического института, № 2, 1956.
4. Ш и ф р и н К. С., Н о в о с е л ь ц е в Е. П. Исследование некоторого класса определенных интегралов. Тр. ГГО, вып. 100, 1960.
5. К р ы л о в В. И. Приближенное вычисление интегралов. Физматгиз, М. 1959.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Параллельный пучок $\nu = 5, \lambda = 0,5$ мк

l м	\bar{a} мк			
	2,5	5	10	20
	$f(x) \cdot 10^2$	$f(x) \cdot 10^2$	$f(x) \cdot 10^2$	$f(x) \cdot 10^2$
5	2,66	2,38	1,70	0,69
10	2,95	2,62	1,80	0,73
15	3,30	2,89	1,90	0,71
20	3,72	3,21	2,04	0,72
25	4,18	3,52	2,16	0,74
30	4,76	3,99	2,20	0,74
35	5,48	4,57	2,39	0,77
40	6,34	5,15	2,57	0,80
45	7,40	6,02	2,63	0,81
50	8,80	6,70	2,89	0,87
55	10,49	7,65	3,13	1,04
60	13,07	8,65	3,24	0,96
65	16,34	9,87	3,24	0,97
70	21,24	11,45	3,58	1,03
75	29,26	13,44	4,13	1,44
80	38,64	15,68	4,68	1,26
85	61,75	20,20	5,93	1,43
90	80,95	25,00	7,10	1,75
95	163,60	48,00	11,80	2,60
96	50,30	11,84	2,22	0,24
97	52,95	12,08	1,70	0,16
98	47,70	8,82	0,87	0,10
99	27,07	3,57	0,43	0,07
e_2	4,51	1,88	0,645	0,187

Параллельный пучок $\nu = 5, \lambda = 3$ мк

l м	\bar{a} мк			
	2,5	5	10	20
	$f(x) \cdot 10^2$	$f(x) \cdot 10^2$	$f(x) \cdot 10^2$	$f(x) \cdot 10^2$
5	2,77	2,76	2,72	2,58
10	3,09	3,07	3,02	2,85
15	3,46	3,44	3,38	3,18
20	3,91	3,88	3,80	3,55
25	4,44	4,41	4,31	3,99
30	5,10	5,06	4,94	4,51
35	5,90	5,85	5,70	5,18
40	6,94	6,88	6,68	5,93
45	8,23	8,15	7,85	6,88
50	9,97	9,86	9,44	8,14
55	12,30	12,13	11,51	9,65
60	15,58	15,29	14,48	11,78
65	20,26	19,82	18,31	14,82
70	27,57	26,80	24,20	17,89
75	40,95	39,46	34,82	23,74
80	61,36	58,26	48,81	28,18
85	120,0	110,9	86,94	40,01
90	238,05	188,55	137,45	51,75
95	897,8	704,0	324,0	99,80
96	914,0	368,0	110,2	28,80
97	1139	369,0	110,0	26,77
98	1429	431,8	115,1	27,20
99	1532	449,0	102,7	17,73
e_2	19,76	12,24	7,00	3,22

Параллельный пучок $\nu = 5$, $\lambda = 9$ мк

l м	\bar{a} мк			
	2,5	5	10	20
	$f(x) \cdot 10^2$	$f(x) \cdot 10^2$	$f(x) \cdot 10^2$	$f(x) \cdot 10^2$
5	2,77	2,77	2,77	2,77
10	3,09	3,09	3,08	3,06
15	3,46	3,46	3,46	3,43
20	3,91	3,91	3,90	3,86
25	4,44	4,44	4,43	4,39
30	5,10	5,10	5,08	5,03
35	5,90	5,90	5,88	5,81
40	6,95	6,95	6,93	6,82
45	8,25	8,25	8,22	8,06
50	10,00	10,00	9,94	9,74
55	12,35	12,34	12,25	11,96
60	15,65	15,63	15,57	15,06
65	20,40	20,39	20,15	19,42
70	27,80	27,71	27,36	26,13
75	41,45	41,13	40,50	38,10
80	62,50	62,03	60,78	55,33
85	123,3	122,0	117,6	103,0
90	248,8	244,5	229,6	191,7
95	987,6	953,6	834,4	552,4
96	1390	1166	669,0	216,0
97	2258	1719	785,5	231,9
98	4187	2506	839,0	248,2
99	8395	3135	1226	238,2
e_2	36,04	25,62	16,58	10,02

Точечный источник $\nu = 5$, $\lambda = 0,5$ мк

l м	\bar{a} мк			
	2,5	5	10	20
	$f(x) \cdot 10^2$	$f(x) \cdot 10^2$	$f(x) \cdot 10^2$	$f(x) \cdot 10^2$
5	14,63	8,25	2,72	0,77
10	16,80	7,64	2,71	0,66
15	17,49	8,79	2,69	0,77
20	19,13	8,70	2,73	0,76
25	20,79	9,30	2,78	0,77
30	22,62	9,66	2,83	0,78
35	24,59	10,01	2,78	0,77
40	26,79	10,07	2,84	0,71
45	28,79	9,98	2,97	0,75
50	31,76	10,31	3,02	0,74
55	33,72	10,46	2,97	0,71
60	35,65	10,86	3,12	0,75
65	38,64	11,63	3,16	0,75
70	40,28	11,99	3,16	0,73
75	41,16	12,25	2,86	0,62
80	43,54	12,21	3,00	0,52
85	47,64	12,45	2,85	0,37
90	49,28	11,93	2,06	0,21
95	46,70	8,30	0,80	0,11
96	51,90	7,60	0,70	0,09
97	41,86	5,15	0,39	0,05
98	28,10	2,70	0,31	0,04
99	10,13	1,21	0,13	0,02
e_2	5,98	1,97	0,506	0,118

Точечный источник $\nu = 5$, $\lambda = 3$ мк

l м	\bar{a} мк			
	2,5	5	10	20
	$f(x) \cdot 10^2$	$f(x) \cdot 10^2$	$f(x) \cdot 10^2$	$f(x) \cdot 10^2$
5	18,78	18,30	16,62	12,53
10	20,93	20,30	18,21	13,23
15	23,35	22,62	20,15	14,21
20	26,44	25,50	22,44	15,11
25	30,02	28,80	25,02	15,98
30	34,30	32,77	28,02	17,02
35	39,74	37,53	31,34	17,98
40	46,57	43,81	36,00	19,04
45	55,17	51,25	40,95	19,77
50	66,48	58,88	46,46	20,76
55	81,13	79,38	53,50	22,46
60	102,15	89,85	60,51	22,72
65	130,9	111,3	67,88	22,15
70	174,8	143,6	75,90	25,66
75	243,4	186,5	83,51	25,49
80	359,5	241,7	90,75	26,93
85	573,1	303,1	94,19	27,45
90	957,3	363,5	107,9	28,49
95	1459	430,5	113,3	25,92
96	1557	467,6	116,0	24,22
97	1656	466,3	114,3	19,08
98	1744	430,4	87,35	10,20
99	1627	336,1	36,22	3,40
e_2	50,04	24,15	10,46	3,87

Точечный источник $\nu = 5$, $\lambda = 9$ мк

l м	\bar{a} мк			
	2,5	5	10	20
	$f(x) \cdot 10^2$	$f(x) \cdot 10^2$	$f(x) \cdot 10^2$	$f(x) \cdot 10^2$
5	18,92	18,88	18,65	17,85
10	21,14	21,07	20,76	19,62
15	23,60	23,52	23,14	21,91
20	26,73	26,62	26,17	24,61
25	30,41	30,27	27,82	27,72
30	34,85	34,62	33,88	31,33
35	40,32	39,97	39,05	35,58
40	47,55	47,15	45,82	41,23
45	56,32	55,80	53,96	47,81
50	68,44	67,68	65,02	56,61
55	83,93	82,83	78,93	66,71
60	106,6	104,8	98,27	84,45
65	138,2	132,0	125,0	98,85
70	188,0	183,7	164,4	119,0
75	270,0	259,5	225,1	142,8
80	418,2	393,4	323,5	171,1
85	728,4	656,7	478,9	201,4
90	1577	1295	686,8	216,7
95	5173	2739	857,0	251,3
96	6110	3027	965,5	413,6
97	7990	3299	1000	264,9
98	9735	3552	1101	246,4
99	12000	3689	936,5	157,8
e_2	129,4	74,52	37,31	17,68

Прожектор $\nu = 5, \lambda = 0,5 \text{ мк}$

$l \text{ м}$	$\bar{a} \text{ мк}$			
	2,5	5	10	20
	$f(x) \cdot 10^2$	$f(x) \cdot 10^2$	$f(x) \cdot 10^2$	$f(x) \cdot 10^2$
0	21,93	10,28	2,90	0,82
5	23,29	10,52	2,91	0,82
10	24,85	10,17	3,02	0,81
15	26,13	10,05	2,95	0,75
20	27,86	10,20	3,02	0,77
25	29,74	10,16	3,05	0,75
30	31,25	10,23	3,03	0,73
35	33,01	10,54	3,26	0,73
40	34,96	11,09	3,32	0,72
45	35,60	10,89	3,05	0,75
50	37,92	11,47	3,13	0,75
55	40,90	12,07	3,25	0,76
60	40,34	12,02	3,12	0,70
65	41,00	12,39	3,01	0,63
70	43,37	12,72	3,05	0,59
75	46,30	12,77	3,08	0,50
80	70,50	12,49	2,80	0,35
85	59,27	14,25	3,11	0,32
90	49,90	11,30	1,41	0,14
95	45,19	5,86	0,50	0,07
96	39,82	4,48	0,40	0,06
97	33,11	3,37	0,42	0,06
98	16,41	1,63	0,31	0,06
99	6,50	0,95	0,13	0,02
e_2^m	7,53	2,15	0,555	0,120

Прожектор $\nu = 5, \lambda = 3 \text{ мк}$

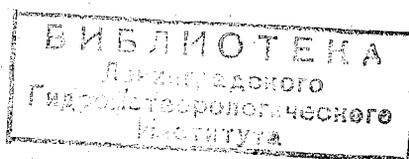
$l \text{ м}$	$\bar{a} \text{ мк}$			
	2,5	5	10	20
	$f(x) \cdot 10^2$	$f(x) \cdot 10^2$	$f(x) \cdot 10^2$	$f(x) \cdot 10^2$
0	32,28	30,90	26,60	15,96
5	35,68	34,07	28,89	17,25
10	39,66	37,70	32,56	19,98
15	44,24	41,72	34,52	18,64
20	49,84	46,86	38,23	22,36
25	56,81	52,81	42,23	19,99
30	64,66	59,36	45,97	20,35
35	74,88	67,91	50,98	21,77
40	87,43	77,96	55,67	22,44
45	103,1	90,72	60,19	22,62
50	124,4	107,3	66,54	23,02
55	150,5	125,9	72,09	23,26
60	186,9	152,6	77,89	24,41
65	238,9	183,7	82,73	25,38
70	311,4	224,5	91,18	26,67
75	424,6	263,3	90,77	26,46
80	610,1	312,1	97,58	27,79
85	965,2	413,9	125,6	34,30
90	1250	469,9	112,9	26,94
95	1560	449,5	106,4	20,72
96	1692	473,6	117,3	21,58
97	1779	442,7	94,40	11,58
98	1514	425,1	72,85	6,02
99	1520	276,3	27,56	3,38
e_2^m	69,29	33,44	13,43	4,55

Прожектор $\nu = 5, \lambda = 9$ МК

l м	\bar{a} МК			
	2,5	5	10	20
	$f(x) \cdot 10^2$	$f(x) \cdot 10^2$	$f(x) \cdot 10^2$	$f(x) \cdot 10^2$
0	32,75	32,55	31,83	29,65
5	36,26	35,99	35,22	32,48
10	40,42	40,17	39,15	35,74
15	45,16	44,83	43,64	39,42
20	51,13	50,54	49,19	43,89
25	58,25	57,67	55,72	49,31
30	66,47	65,70	63,19	54,97
35	77,23	76,58	72,97	62,34
40	90,38	89,09	84,61	70,85
45	107,7	105,7	99,56	81,67
50	130,0	127,4	118,4	94,61
55	160,0	156,0	142,8	107,8
60	202,3	196,6	175,5	123,9
65	263,6	253,5	220,5	142,9
70	356,4	338,3	283,4	163,0
75	509,8	475,5	385,9	206,8
80	786,1	702,1	500,7	265,1
85	1 369	1176	723,9	340,3
90	2 806	2008	818,9	445,0
95	8 080	3290	976,9	583,5
96	8 106	3279	1000	595,6
97	9 579	3470	1009	612,0
98	10 490	3220	863,0	565,0
99	12 370	3579	811,0	513,0
e_2	188,9	103,4	51,70	23,33

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Предисловие	3
О. Д. Бартенева. О расчете дальности видимости объектов, проектирующихся на различные фоны в сумерки и ночью	5
Н. С. Божевикова. О связи высоты нижней границы облаков с дальностью видимости у земли	11
В. А. Гаврилов, В. И. Горышин. Об определении посадочной видимости на аэродромах	18
В. А. Гаврилов. Модернизация измерителя видимости применительно к измерениям по методу относительной яркости	24
В. А. Гаврилов, В. А. Ковалев. Применение принципа обратного светорассеяния для измерения горизонтальной и негоризонтальной прозрачности атмосферы	28
И. Е. И. Гоголева. Статистическое исследование наклонной видимости при низких облаках	56
О. И. Касаткина (Голикова), Л. Б. Красильщиков. Автоматическая смена фильтров при регистрации сильно меняющихся световых потоков	75
О. И. Касаткина (Голикова), Л. Б. Красильщиков. Исключение влияния непостоянства источника света при объективных фотометрических измерениях с помощью электронного потенциометра	78
В. Е. Н. Довгялло. Суточный и годовой ход метеорологической дальности видимости	80
В. Е. Н. Довгялло, Н. М. Горб. К вопросу о связи видимости с нижней границей облаков	89
В. Е. Н. Довгялло. Дальность видимости при различных метеорологических явлениях	93
Л. Г. Махоткин. Видимость, размеры помутняющих частиц и формула Траберта	102
Н. И. Никитинская. Свойства современных интерференционных светофильтров	111
Е. П. Новосельцев, Н. Е. Тер-Маркрянц. Об изменении яркости при переходе границы раздела вода—воздух при наличии волнения	121
А. К. Суслов. О теллурических линиях O_2 полос А и В	125
К. С. Шифрин, Г. М. Айвазян. Учет индикатрисы рассеяния при измерениях прозрачности	132



Редактор *А. Б. Котиковская*
Техн. редактор *Г. С. Николаева*
Корректоры: *М. А. Гальперина, В. В. Мамедова*

Сдано в набор 23/XI 1963 г. Подписано к печати 22/II
1964 г. Бумага 70×108¹/₁₆. Бум. л. 4,88. Печ. л. 13,36.
Уч. изд. л. 12,35. Тираж 710 экз. М-15115
Индекс МЛ-64.

Гидрометеорологическое издательство. Ленинград. В-53,
2-я линия, д. № 23. Заказ № 749. Цена 86 коп.
Тем. план 1964 г., № 39

Ленинградская типография № 8 «Главполиграфпрома»
Государственного комитета Совета Министров СССР
по печати.

Ленинград, Прачечный пер., 6

**ГОСУДАРСТВЕННОЕ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ
ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО**

Отдел распространения

Ленинград, В-53, 2-я линия, д. 23

В 1964 ГОДУ ВЫЙДУТ ИЗ ПЕЧАТИ:

УЧЕБНИКИ ДЛЯ ТЕХНИКУМОВ

Куниц А. В., Матвеев И. В. Синоптическая метеорология. 22 л. 87 к. в перепл.

МОНОГРАФИИ

Баранов А. М. Фронтальные облака и условия полетов в них. 15 л. 90 к. в перепл.

Беляев В. И. Метод Лагранжа в кинетике облачных процессов. 7 л. 39 к.

Гайгеров С. С. Аэрология полярных районов. 17 л. 95 к. в перепл.

Гушин Г. П. Озон и аэросиноптические условия в атмосфере. 25 л. 1 р. 34 к. в перепл.

Маклаков А. Ф. и Хахалин В. С. Современная техника исследования атмосферы. 9 л. 27 к.

Пристли С. Х. Б. Турбулентный перенос в приземном слое атмосферы (перев. с англ.). 7 л. 62 к.

Сулаквелидзе Г. К. Физика образования мощных кучевых облаков и воздействие на них. 15 л. 85 к.

Хвостиков И. А. Высокие слои атмосферы. 39 л. 2 р. 12 к. в перепл.

Если заказы на эти и другие книги по темплану Гидрометеоиздата на 1964 год не сданы в магазины местных книготоргов, их может принять магазин № 17 Ленкниготорга.

Адрес магазина: Ленинград, В-178, Средний пр., д. 45.

ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ
