

ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

ГЛАВНАЯ ГЕОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ
им. А. И. ВОЕЙКОВА

06

778

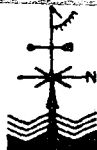
ТРУДЫ

ВЫПУСК 184

АКТИНОМЕТРИЯ,
АТМОСФЕРНАЯ ОПТИКА
И ОЗОНОМЕТРИЯ

Под редакцией
канд. физ.-мат. наук Е. А. ПОЛЯКОВОЙ
и канд. физ.-мат. наук Ю. Д. ЯНИШЕВСКОГО

БИБЛИОТЕКА
Ленинградского
Гидрометеорологического
Института



ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

ЛЕНИНГРАД • 1966

УДК 551.52:551.593:551.510.534 (061.6)

В сборнике рассматриваются вопросы прохождения тепловой радиации атмосферы, методики радиационных измерений, некоторые принципы, использованные при построении аппаратуры для измерения прозрачности, и некоторые результаты изучения прозрачности приземного слоя атмосферы, освещенности и облачности.

Сборник рассчитан на научных сотрудников в области метеорологии и студентов гидрометеорологических вузов.

СОДЕРЖАНИЕ

В. А. Белинский, Б. А. Семенченко. Ультрафиолетовая радиация на разных высотах при безоблачной аэрозольной атмосфере	3
Б. Ш. Бериташвили, А. М. Броунштейн, К. В. Казакова. О зависимости интегральной функции пропускания атмосферы от температуры черного излучения	22
В. Ф. Васин, В. И. Воробьев. К вопросу распределения общего содержания озона в струйных течениях	31
Г. П. Гущин. Международное сравнение озонотрических приборов СССР и ГДР в Ташкенте	35
Е. Н. Довгялло. Изменчивость прозрачности атмосферы при образовании и рассеянии тумана	41
Е. Н. Довгялло. Суточный и годовой ход вероятности дальности видимости меньше 10 км	44
А. В. Дунаева. Изменчивость нижней границы слоистых облаков и ее влияние на прозрачность атмосферы у земли	48
А. В. Дунаева. К вопросу о структуре нижней границы слоистых облаков	65
В. И. Журавлев, И. Л. Зельманович, Б. А. Сергеев. О законах распределения ночной освещенности и лучистостей неба и моря	73
Д. Н. Лазарев, Б. П. Бессалов, Э. С. Петрова. Биологический фотометр	85
Л. В. Луцко, Ю. Д. Янишевский. Усовершенствование методики исследования естественной освещенности	97
И. А. Покровская, Ю. Д. Янишевский. Международные сравнения пиргелиметров в Ташкенте 9—19 декабря 1963 г.	103
С. И. Сивков. Использование солнечной энергии растениями в процессе фотосинтеза	109
Л. М. Скуратовская, Ю. Д. Янишевский. О влиянии околосолнечной радиации на сравнимость показаний актинометров с различными углами отверстия	123
Э. Г. Токмакова, Ю. Д. Янишевский. Освещенность в Павловске небом по исправленным регистрациям фотометром Калитина—Былова	126
И. А. Шатунов, Ю. Д. Янишевский. К вопросу об измерении фотосинтетически-активной радиации	129
Ф. Н. Шехтер. Спектральные и интегральные функции пропускания длинноволновой радиации	135
К. С. Шифрин, Ж. К. Золотова. Поперечник рассеяния света абсолютно отражающими частицами под углом 90°	141
К. Я. Кондратьев, Л. Н. Дьяченко. Корреляционные связи между величинами длинноволнового баланса атмосферы и уходящего излучения	149

2-9-7
108-66

Труды ГГО, вып. 184

Актинометрия, атмосферная оптика и озониметрия

Редактор Т. Г. Недошивина

Технич. редактор Г. С. Николаева

Корректор Л. Р. Дубинская

Сдано в набор 15/VI 1966 г. Подписано к печати 16/IX 1966 г. Бумага $70 \times 108^{1/16}$. Бум. л. 4,75.
Прив. печ. л. 13,30. Уч.-изд. л. 12,88. Тираж 730 экз. М-11349. Индекс МЛ-133.
Заказ № 506. Цена 90 коп.

Гидрометеорологическое издательство, Ленинград, В-53, 2-я линия, д. № 23.

Ленинградская типография № 8 Главполиграфпрома
Комитета по печати при Совете Министров СССР
Ленинград, Прачечный пер., д. 6.

В. А. БЕЛИНСКИЙ, Б. А. СЕМЕНЧЕНКО

УЛЬТРАФИОЛЕТОВАЯ РАДИАЦИЯ НА РАЗНЫХ ВЫСОТАХ ПРИ БЕЗОБЛАЧНОЙ АЭРОЗОЛЬНОЙ АТМОСФЕРЕ

Построена теоретическая радиационная модель для безоблачной аэрозольной атмосферы в ультрафиолетовой области спектра. Модель представлена в виде таблиц и графиков для различных высот над уровнем моря, для зенитного расстояния солнца, для различного содержания озона и прозрачности атмосферы, для летнего и зимнего альбедо подстилающей поверхности. Рассчитана эритемная и бактерицидная радиация для тех же условий, выраженная в эффективных единицах (эрах и бактах).

До последнего времени метеорологи занимались изучением главным образом теплотворного действия солнечной радиации. В то же время радиация солнца и неба, и в особенности ультрафиолетовая (УФ) радиация, обладает огромной биологической и фотохимической активностью, заслуживающей столь же тщательного изучения.

Ультрафиолетовая радиация коротких длин волн обладает сильным бактерицидным действием, вызывает эритему (покраснение кожи) и гемолиз (разрушение красных кровяных телец), способствует свертыванию белка, обладает противорахитным действием, вырабатывая образование витамина D, приводит к улучшению состава крови и общему повышению тонуса.

Бактерицидное действие оказывает УФ радиация в области 200—315 мкм; образование витамина вызывают солнечные лучи в диапазоне 250—315 мкм с максимумом при $\lambda=280$ мкм; эритема возникает под действием излучения в области 240—320 мкм с двумя максимумами при $\lambda=254$ мкм и $\lambda=296,7$ мкм. Пигментообразующие УФ лучи простираются от 300 мкм и охватывают всю длинноволновую часть УФ спектра, достигая даже 440 мкм.

Умеренные дозы УФ радиации благотворно влияют на организм человека и животных, а ультрафиолетовая недостаточность и чрезмерно большие дозы могут привести к серьезным заболеваниям. Полагают, что УФ радиация обладает канцерогенным действием [11]. Укажем хотя бы на то, что по данным Международной организации здравоохранения повторяемость заболеваний раком кожи в США удваивается при уменьшении широты места на 4° . Сказанное относится также и к туберкулезу кожи — волчанке.

Из практических соображений по международному соглашению всю область УФ радиации подразделяют на три части: УФ-А (315—400 мкм); УФ-В (280—315 мкм), УФ-С (100—280 мкм).

Однако у УФ радиации нет особых физических свойств для разделения ее на две или три части. Длины волн изменяются непрерывно и величина светового кванта возрастает в сторону более коротких волн. А общая биологическая и фотохимическая активность свойственна всей УФ радиации солнца.

Врачи, биологи, гигиенисты до сих пор интересовались главным образом коротковолновой УФ радиацией солнца, соответствующей области В, обладающей наибольшей биологической и фотохимической активностью. Однако можно легко показать, что биологическая эффективность длинноволновой УФ радиации (соответствующей области А) сравнима, а иногда даже превосходит биологическую эффективность области В, особенно в высоких широтах, при господствующем там значительно большем общем содержании озона и малых высотах солнца. Поэтому необходимо измерять и изучать энергию всей УФ радиации солнца, доходящую до земной поверхности, рассматривая ее как метеорологический элемент, являющийся важным биоклиматическим фактором.

Имеющаяся информация об естественной УФ радиации крайне скудна и малонадежна. Даже в совсем недавно вышедшей обширной монографии под редакцией Тромпа [26] приводятся в основном лишь давно устаревшие данные наблюдений и расчетов Н. Н. Калитина, Бютнера, Кобленца.

Регулярные измерения УФ радиации солнца и неба осложняются тем, что она составляет ничтожную долю в общем мощном потоке энергии, идущем от солнца. Поэтому точное измерение УФ радиации требует применения тонкой и дорогостоящей аппаратуры и высококвалифицированного персонала. Все это, разумеется, недоступно при массовых измерениях УФ радиации в полевых условиях. А хороших приборов, приспособленных для массовых измерений УФ радиации на биометеорологических станциях, нет.

Из большого числа приборов, предложенных для этой цели, можно было бы назвать лишь кварцевый солнечный монохроматор А. Н. Бойко [2—5, 7], пригодный для квазиспектральных измерений прямой УФ радиации, и ультрафиолетметр УФМ-5 (или УФМ-6) ВНИСИ для измерения интегрального потока суммарной (и рассеянной) УФ радиации в области $\lambda < 340$ мкм.

Некоторые приборы, предназначенные для измерения УФ облученности, создаваемой искусственными источниками (например, УФМ-11, УФ-1 и др.), совершенно непригодны для измерения естественной УФ радиации. Поэтому результаты таких измерений совершенно неудовлетворительны и они приносят больше вреда, чем пользы. Мало доверия вызывают также разного рода дозиметры, применяемые на некоторых биоклиматических станциях. Не лучше обстоит дело и с широко распространенным «щавелево-кислым методом» измерения УФ радиации.

Все названные приборы и методы дают совершенно несравнимые результаты; так как далеко не ясно, что именно они измеряют, о какой УФ радиации идет речь в каждом случае. Следует подчеркнуть, что приводимые в литературе данные об ультрафиолетовой радиации совершенно не сравнимы, так как они относятся к различным областям спектра и приводятся без указания на самые существенные параметры, определяющие интенсивность УФ радиации, такие, как высота солнца, общее содержание озона в атмосфере, количественная характеристика прозрачности атмосферы.

Было приведено довольно много измерений прямой УФ радиации в разных точках СССР с помощью достаточно простого и надежного

квазимонохроматического прибора Бойко [2—5, 7]. Однако вследствие кратковременности наблюдений, проводившихся в экспедиционном порядке, получить сколько-нибудь надежное представление о режиме УФ радиации не удалось. Поэтому мы решили построить теоретическую радиационную модель безоблачной атмосферы в ультрафиолетовой области спектра, а результаты наших измерений мы использовали для сравнения с расчетами.

Попытки теоретически оценить вероятное распределение естественной радиации солнца и неба делались неоднократно. Например, в работах В. Г. Кастрова [9] и Л. А. Бирюковой [6] была рассчитана прямая солнечная радиация с учётом рассеяния и поглощения радиации постоянными составляющими атмосферы и озоном, но без учета аэрозольного ослабления.

Из последних вполне корректных теоретических построений следует назвать исследования К. С. Шифрина с соавторами [1, 12, 13] и Хинцпетера [20]. Однако в этих расчетах не было обращено специального внимания на УФ радиацию. Более того, расчеты К. С. Шифрина были проведены в связи с построением теории негоризонтальной видимости (с самолета). В расчетах Хинцпетера спектральные интервалы брались чрезмерно широкими, расчетные параметры варьировались недостаточно, значения физических параметров заведомо устарели и все расчеты отнесены только к уровню моря.

Поэтому мы заново воспроизвели расчеты прямой, рассеянной и суммарной радиации, построив таким образом радиационную модель атмосферы для разных высот над уровнем моря.

Радиационной моделью атмосферы в УФ области спектра мы называем безоблачную атмосферу, в которой происходят стилизованные процессы ослабления приходящей от солнца радиации, обусловленные молекулярным и аэрозольным рассеянием и селективным поглощением озоном. Рассеянная радиация формируется вследствие молекулярного и аэрозольного рассеяния прямой солнечной радиации, отражения от земной поверхности и вторичного рассеяния на молекулах и аэрозолях.

Прямая, рассеянная и суммарная УФ радиации определяются, во-первых, принятыми значениями физических постоянных (заатмосферное спектральное распределение солнечной радиации, спектральные коэффициенты молекулярного рассеяния, индикатрисса молекулярного рассеяния, сглаженные спектральные коэффициенты поглощения озона) и, во-вторых, параметрически задаваемыми величинами (коэффициенты аэрозольного ослабления, общее содержание озона, альbedo подстилающей поверхности, высота места над уровнем моря, зенитное расстояние солнца, величина, характеризующая долю рассеянной аэрозолями радиации, идущей вниз и поступающей на горизонтальную поверхность).

Предлагаемая нами радиационная модель атмосферы представляется в виде набора таблиц и графиков, характеризующих вероятное распределение прямой, рассеянной и суммарной радиации для различного содержания озона, различной прозрачности атмосферы, зимнего и летнего альbedo, высот над уровнем моря, высот солнца.

Расчеты были проведены с применением быстродействующей электронной машины «Стрела».

Прямая УФ радиация

При прохождении через атмосферу прямая УФ радиация Солнца ослабляется: часть ее поглощается озоном в высоких слоях атмосферы (на высоте 20—60 км), чем обусловлен резкий обрыв спектра при

$\lambda < 290$ ммк., другая ее часть рассеивается молекулами атмосферных газов и аэрозолями (дымкой).

Интенсивность I_λ прямой монохроматической УФ радиации, поступающей на перпендикулярную лучам поверхность, вычислялась по формуле Буге—Ламберта:

$$I_\lambda = I_{0\lambda} e^{-\alpha_\lambda x \mu - \beta_\lambda t m - \delta_\lambda M}. \quad (1)$$

Здесь $I_{0\lambda}$ — интенсивность солнечной радиации данной длины волны λ , поступающей на границу атмосферы; α_λ — коэффициент поглощения озона, отнесенный к приведенному к нормальным условиям слою озона, толщиной 1 см; x — общее содержание озона в см, приведенное к нормальным условиям; β_λ — коэффициент молекулярного рассеяния, отнесенный ко всей атмосфере; δ_λ — коэффициент аэрозольного ослабления, отнесенный ко всей толще аэрозоля; μ , t , M — соответственно «массы» озона, атмосферы и аэрозоля; для не очень малых высот солнца принималось $\mu = t = M \approx \csc h$; $e = \frac{p}{p_0}$, где p — давление на уровне наблюдения, $p_0 = 760$ мм — давление на уровне моря.

Принятые значения физических постоянных существенно влияют на результат расчетов. Так, например, значение солнечной постоянной по Джонсону [21] составляет $2,00 \pm 0,04$ кал/см²мин. Это значение лишь на 1% выше принятого в 1957 г. для Международного полярного года значения Николе, равного 1,98 кал/см²мин. Аллен оценивает эту величину равной $1,99 \pm 0,02$ кал/см²мин. Однако в УФ области спектра заатмосферная интенсивность радиации для различных волн, взятая по разным источникам, может существенно отличаться, что видно из следующих данных интенсивности УФ радиации по Джонсону (I_D) по отношению к соответствующей интенсивности по Николе (I_N) и по Аллену (I_A):

λ	290	300	310	320	330	340	350	360	370	380	390	400
$I_D : I_N \%$. . .	146	148	124	118	131	128	129	123	141	133	113	100
$I_D : I_A \%$. . .	—	111	—	113	—	114	112	106	119	107	90	100

В расчетах заатмосферного распределения УФ радиации по Джонсону приняты значения, приведенные в табл. 1 и выраженные в милликалориях на см² в минуту на 10 ммк (мкал/см²мин · 10 ммк).

Таблица 1

Исходные данные

λ	$I_{0\lambda}$	β_λ	α_λ	$\delta_\lambda =$ $= 0,050 \lambda^{-1,3}$	A_λ	A_3	λ	$I_{0\lambda}$	β_λ	α_λ	$\delta_\lambda =$ $= 0,050 \lambda^{-1,3}$	A_λ	A_3
290	7,45	1,419	46,05	0,250	2	66	350	16,92	638	—	196	3	68
295	9,03	1,324	18,19	245	2	66	355	16,63	601	—	192	3	68
300	8,74	1,227	9,53	239	2	66	360	16,63	567	—	189	3	68
305	9,61	1,144	5,02	234	2	66	365	18,50	532	—	185	4	69
310	10,89	1,067	2,47	230	2	66	370	19,07	506	—	182	4	69
315	11,76	1,006	1,19	224	2	66	375	18,92	474	—	179	4	69
320	12,18	0,932	0,632	220	2	66	380	17,63	452	—	176	4	69
325	14,63	0,873	0,332	216	3	67	385	16,49	426	—	173	4	69
330	16,49	0,818	0,156	212	3	67	390	16,06	406	—	170	4	69
335	15,92	0,771	0,108	207	3	67	395	17,21	385	—	168	4	69
340	15,91	0,721	0,064	203	3	67	400	22,08	0,366	—	0,164	4	69
345	16,78	0,679	0,009	200	3	68							

Примечание. A_λ — альbedo летом, A_3 — альbedo зимой.

Сглаженные коэффициенты поглощения озона α_λ взяты по Вигру [27]. Они несколько меньше значений, приводившихся ранее, например в справочнике Линке [23] и в монографии Прокофьевой [10].

Более высокие значения заатмосферного распределения радиации и меньшие коэффициенты поглощения озона приводят к несколько более высоким значениям всех видов радиации по сравнению с более ранними расчетами.

Коэффициент молекулярного рассеяния β_λ взят из таблиц Линке [23], где он был вычислен по формуле, вытекающей из теории Релея—Кабана, учитывающей эффект деполяризации молекул. Дополнительный учет эффекта деполяризации приводит к некоторому занижению прямой и завышению рассеянной радиации; значения суммарной радиации практически не изменяются.

Наибольшие трудности возникают с заданием коэффициентов аэрозольного ослабления, меняющихся в весьма широких пределах. Имея в виду провести расчеты радиации для земной поверхности, расположенной на разных высотах над уровнем моря, а не для уровней в свободной атмосфере, мы не задавались каким-либо законом распределения аэрозолей с высотой, а задавали аэрозольное ослабление параметрически, по К. Ангстрему. Обработав большой ряд наблюдений Смитсоннианского института в области спектра 0,4—0,9 мк, К. Ангстрем пришел к выводу, что коэффициент аэрозольного ослабления может быть представлен следующей формулой:

$$\delta_\lambda = b\lambda^{-a}, \quad (2)$$

где λ — длина волны в микронах, b и a некоторые параметры. Коэффициент мутности b служит мерой плотности аэрозоля в случае однородной дымки; волновой экспонент a зависит от средних размеров частиц аэрозоля. По Ангстрему $a=1,3$.

Теоретически для монодисперсного аэрозоля, состоящего из крупных частиц, коэффициент аэрозольного ослабления не зависит от длины волны, т. е. $a=0$, а для аэрозоля, состоящего из средних и мелких частиц, могут встречаться все значения a , заключенные между 0 и 4 и даже положительные степени λ .

Однако эмпирические исследования показали, что величины b и a меняются весьма прихотливо от случая к случаю, сохраняя лишь в среднем некоторую тенденцию к возрастанию δ_λ вместе с уменьшением λ . Таким образом, выбор a связан с некоторым произволом. Так, К. С. Шифрин принимает $a=1,0$, а Г. Хинцпетер с неменьшим основанием полагает, что $a=1,3$. Авторы заново рассмотрели довольно большой материал имеющихся данных об a в печати и приняли $a=1,3$.

Нетрудно показать, что относительная разность значений I_λ , обусловленная применением волнового экспонента 1,0 вместо 1,3, выражается так:

$$\frac{\Delta I}{I_{1,3}} \approx m\delta_\lambda (1 - \lambda^{0,3}). \quad (3)$$

Таким образом эта разность обращается в нуль при $\lambda=1,0$ и возрастает с уменьшением (и увеличением) длины волны до $0,24 m\delta_\lambda$ при $\lambda=0,4$ мк и до $0,3 m\delta_\lambda$ при $\lambda=0,3$ мк. При средней прозрачности атмосферы и высоте солнца 30° эта разность составляет около 8% для $\lambda=0,4$ мк и около 15% для $\lambda=0,3$ мк. При меньших высотах и большей мутности это расхождение увеличивается. Очевидно, что в УФ области спектра при заданном b , коэффициент аэрозольного ослабления возрастает вместе с ростом a , вследствие чего прямая УФ радиация

несколько убывает, а рассеянная несколько возрастает, в то время, как суммарная радиация практически не зависит от выбора a .

Возможно, что аэрозоли поглощают некоторое количество УФ радиации, но никаких определенных указаний по этому вопросу в литературе мы не нашли и поэтому считали, что аэрозоли только рассеивают УФ радиацию.

Коэффициент мутности b можно приближенно связать с общепринятыми характеристиками прозрачности атмосферы для интегрального потока радиации. Известно, что фактор

мутности для интегрального потока радиации близок к монохроматическому фактору мутности при $\lambda=0,55$ мк, т. е.

$$T_2 \approx T_{0,55} = 1 + \frac{\delta_{0,55}}{I_{\beta,0,55}} + \frac{\alpha_{0,55} x}{I_{\beta,0,55}}.$$

Принимая $x=0,3$ см, $\beta_{0,55}=0,099$, $\alpha_{0,55}=0,101$, получаем $b \approx 0,046$ $T_2=0,06$.

Таким образом получается простое соотношение между широко распространенной характеристикой прозрачности T_2 и коэффициентом мутности b .

Различная степень прозрачности атмосферы задавалась в форме различных коэффициентов мутности на каждом уровне. Так, на уровне моря было принято $b=0,025$; $0,050$; $0,100$; $0,150$; $0,200$. Аналогично учитывается прозрачность и на других уровнях.

Общее содержание озона варьировалось от $0,2$ см до $0,5$ см через каждые $0,05$ см. В качестве среднего содержания было принято $x=0,3$ см. Спектральная интенсивность определялась для нескольких

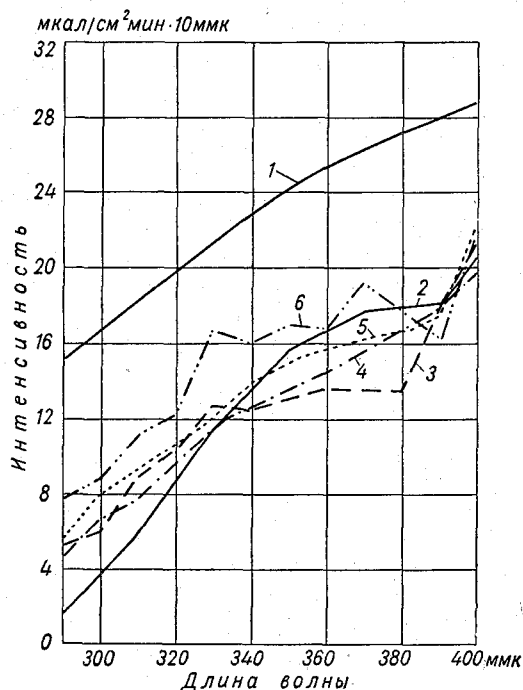


Рис. 1. Заатмосферная интенсивность УФ радиации.

1 — абсолютно черное тело при температуре 6000° абс.
2 — справочник Линке [22], 3 — справочник Линке [23],
4 — таблицы Смитсоннианского ин-та, 1951 г.
5 — Аллен [14], 6 — Джонсон [2].

уровней от 0 до 5 км варьированием отношения $l = \frac{p}{p_0}$ соответственно от $1,0$ до $0,5$ через каждые $0,1$, а высоты солнца брались от 90 до 15° через каждые 15° , а далее через 5° .

По полученному спектральному распределению были подсчитаны значения УФ радиации для более широких областей спектра, в частности для области В ($\lambda < 315$ ммк), для области А+В ($\lambda < 400$ ммк), а также для областей $\lambda < 320$ ммк, $\lambda < 340$ ммк, $\lambda < 360$ ммк, $\lambda < 380$ ммк.

В табл. 2 приведено спектральное распределение интенсивности прямой УФ радиации в милликалориях на см^2 в минуту на 10 ммк для уровня моря, среднего общего содержания озона ($x=0,30$ см) средней прозрачности атмосферы ($b=0,100$) и разных высот солнца.

Таблица 3 демонстрирует влияние озона и аэрозолей на интенсивность УФ-В и УФ-А+В. Из этой таблицы видно, что общее содержание озона очень сильно влияет на интенсивность УФ-В. Так, например, при

Таблица 2

Спектральное распределение прямой УФ радиации на уровне моря
(мкал/см²мин · 10 ммк). $x=0,30$ см, $b=0,100$

λ ммк	Высота солнца, град.							λ ммк	Высота солнца, град.						
	90	75	60	45	30	15	10		90	75	60	45	30	15	10
290	0	0	0	0	0	0	0	350	6,04	5,82	5,15	3,94	2,16	0,33	0,06
295	0	0	0	0	0	0	0	355	6,21	6,00	5,34	4,13	2,22	0,39	0,07
300	0,09	0,07	0,04	0,01	0	0	0	360	6,47	6,25	5,60	4,38	2,52	0,46	0,09
305	0,43	0,39	0,27	0,11	0,01	0	0	365	7,50	7,26	6,52	5,18	3,06	0,59	0,11
310	1,13	1,05	0,80	0,45	0,11	0	0	370	7,99	7,70	6,97	5,59	3,36	0,69	0,14
315	1,92	1,82	1,46	0,92	0,32	0	0	375	8,23	8,00	7,25	5,84	3,60	0,79	0,17
320	2,55	2,43	2,02	1,34	0,55	0,03	0	380	7,89	7,68	6,97	5,67	3,54	0,82	0,20
325	3,60	3,43	2,90	2,02	0,89	0,07	0	385	7,61	7,42	6,77	5,54	3,53	0,86	0,21
330	4,55	4,34	3,73	2,67	1,26	0,11	0,01	390	7,61	7,42	6,80	5,60	3,64	0,93	0,24
335	4,70	4,52	3,90	2,86	1,41	0,16	0,01	395	8,37	8,02	7,92	6,22	4,09	1,10	0,30
340	5,06	4,86	4,25	3,15	1,62	0,20	0,03	400	11,04	10,78	9,92	8,30	5,55	1,56	0,46
345	5,69	5,48	4,82	3,64	1,94	0,27	0,04								

Таблица 3

Прямая УФ радиация на уровне моря при различном содержании озона и мутности
(мкал/см² мин.)

x	b	75	60	45	30	15	10	x	b	75	60	45	30	15	10
$\lambda < 315$ ммк															
0,30	0,025	1,69	1,38	0,85	0,30	0	0	0,50	0,025	1,03	0,83	0,47	0,14	0	0
	0,050	1,52	1,18	0,73	0,23	0	0		0,050	0,93	0,72	0,40	0,11	0	0
	0,100	1,21	0,92	0,52	0,14	0	0		0,100	0,75	0,55	0,30	0,07	0	0
	0,150	0,95	0,70	0,37	0,11	0	0	$\lambda < 400$ ммк							
	0,200	0,75	0,55	0,27	0,06	0	0	0,30	0,025	70,5	65,0	54,5	37,1	12,1	4,3
0,40	0,025	1,32	1,03	0,62	0,20	0	0		0,050	64,2	58,2	47,8	30,7	8,5	2,6
	0,050	1,18	0,92	0,52	0,16	0	0		0,100	52,7	47,0	36,7	21,3	4,3	1,0
	0,100	0,93	0,72	0,39	0,03	0	0		0,150	43,5	37,9	28,1	14,8	2,1	0,4
									0,200	35,8	30,6	21,7	10,3	10,8	0,1

высоте солнца 30° и одинаковой прозрачности атмосферы интенсивность ультрафиолета В уменьшается в два раза при увеличении x от 0,3 до 0,5 см. Но ультрафиолет А+В меняется при этом не более чем на 10%. Не менее существенно и влияние аэрозолей на УФ радиацию. Так, например, при увеличении фактора мутности от 2 до 6 при высоте солнца 30° ультрафиолет В уменьшается примерно в 3 раза, а ультрафиолет А+В несколько меньше, примерно в 2,5 раза.

Сравним, наконец, результаты расчетов с нашими наблюдениями, проведенными при высоте солнца 30° в разное время в некоторых пунктах Кавказа и Крыма, лежащих на разных высотах, при различных условиях прозрачности (рис. 2 и 3). Как видно, согласие между наблюдениями и расчетами для прямой УФ радиации вполне удовлетворительное.

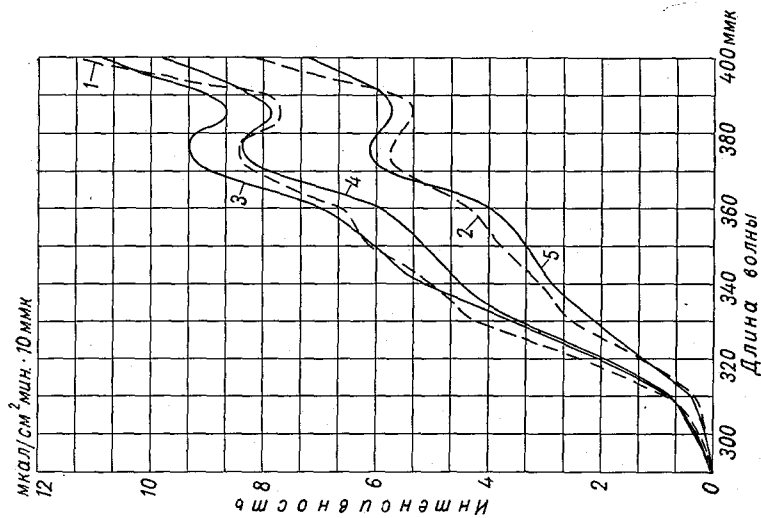


Рис. 2. Спектральное распределение прямой УФ радиации на Кавказе при высоте солнца 30° .
 1 — расчет: $l=0,65$ ($H \sim 3,7$ км), $x=0,30$ см, $b=0,025$.
 2 — расчет: $l=0,8$ ($H \sim 2$ км), $x=0,30$ см, $b=0,060$.
 3 — Эльбурс (3,7 км), 26/VII 1960 г., $b=0,025$; 4 — Арагац (3,4 км), 30/VIII 1963 г., $b=0,025$; 5 — Севан (2 км), 30/VIII 1963 г., $b=0,075$.

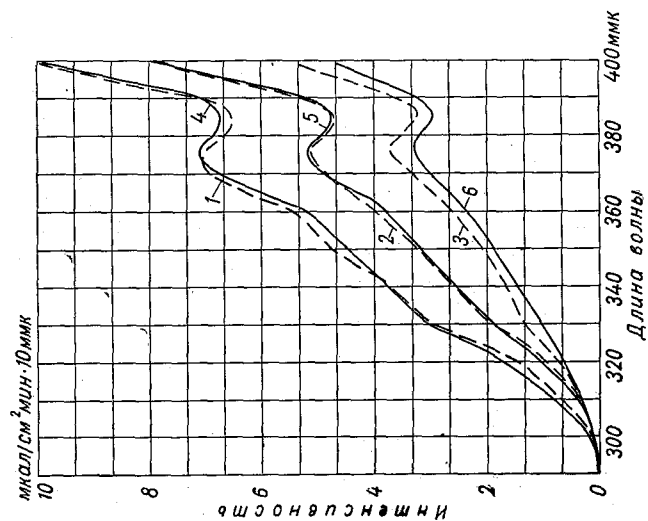


Рис. 3. Спектральное распределение прямой УФ радиации в Крыму при высоте солнца 30° .
 1 — расчет: $l=0,9$ ($H \sim 1$ км), $x=0,30$ см, $b=0,020$.
 2 — уровень моря, $x=0,30$ см, $b=0,050$; 3 — уровень моря, $x=0,30$ см, $b=0,100$; 4 — Ай-Петри (1,2 км) 19/VII 1962 г., $b=0,030$; 5 — Карадаг 17/IX 1962 г., $b=0,050$; 6 — Енагория, 21/VI-62 г., $b=0,100$.

Суммарная УФ радиация

Вычисление суммарной УФ радиации было проведено приближенно по методу, предложенному Г. Хинцпетером [20]. После некоторых преобразований авторы придали расчетной формуле следующий вид:

$$Q = I_0 \sin h e^{-\alpha x} \times \left\{ \frac{e^{-(l\beta + \delta)m} + \left[\frac{l\beta\eta + \delta\zeta}{l\beta + \delta} + \left(1 - \frac{l\beta\bar{\eta} + \delta\bar{\zeta}}{l\beta + \delta} \right) \sin h \right] (1 - e^{-(l\beta + \delta)m})}{1 - [l\beta(1 - \bar{\eta}) + \delta(1 - \bar{\zeta})] (1 - A)} \right\}. \quad (4)$$

Здесь, кроме введенных ранее обозначений, принято: A — альbedo земной поверхности, η — часть прямой радиации, рассеиваемая молекулами в направлении к земной поверхности, $\bar{\eta}$ — часть радиации, рассеиваемая молекулами воздуха вниз из верхнего полупространства, ζ и $\bar{\zeta}$ то же для аэрозолей.

В соответствии с Хинцпетером было принято $\eta = \bar{\eta} = 0,5$, $\bar{\zeta} = 0,742$, а для $\zeta(h)$ были приняты следующие значения:

h°	90	75	60	45	30	15	10	0
$\zeta(h)$	0,926	921	911	867	788	647	587	0,500

В табл. 1 приведены значения альbedo УФ радиации для зимних A_z и летних $A_{\text{л}}$ условий по Дирмхирн [19]. Мы приняли для лета $A=0\%$, а для зимы $A=70\%$. Термины «лето», «зима» понимаются здесь условно. Так, например, альbedo непокрытого льдом океана круглый год близко к нулю, а альbedo снежников и в летние месяцы приближается к 70%.

Таблица 4

Спектральное распределение суммарной УФ радиации на уровне моря летом
при $x=0,30$ см; $b=0,100$ мкал/см² мин · 10 ммк

λ ммк	Высота солнца, град.							λ ммк	Высота солнца, град.						
	90	75	60	45	30	15	10		90	75	60	45	30	15	10
290	0,00	0	0	0	0	0	0	350	12,45	11,92	10,38	7,96	4,85	2,06	1,26
295	0,02	0,01	0	0	0	0	0	355	12,40	11,89	10,34	7,96	4,85	2,06	1,25
300	0,30	0,26	0,16	0,06	0	0	0	360	12,60	12,05	10,52	8,10	5,10	2,10	1,28
305	1,32	1,19	0,86	0,45	0,11	0	0	365	14,18	13,58	11,88	9,15	5,77	2,38	1,43
310	3,29	3,06	2,42	1,52	0,62	0,07	0,01	370	14,82	14,18	12,38	9,48	6,03	2,48	1,51
315	5,30	5,00	4,17	2,87	1,46	0,33	0,11	375	14,88	14,20	12,46	9,62	6,09	2,52	1,51
320	6,67	6,32	5,36	3,87	2,16	0,66	0,30	380	14,00	13,40	11,74	9,07	5,75	2,36	1,42
325	8,86	8,52	7,31	5,43	3,20	1,13	0,60	385	13,20	12,66	11,10	8,60	5,46	2,25	1,35
330	10,82	10,32	8,92	6,72	4,07	1,56	0,89	390	13,00	12,44	10,90	8,46	5,37	2,21	1,33
335	10,78	10,30	8,92	6,74	4,13	1,63	0,95	395	14,02	13,46	11,82	9,18	5,82	2,41	1,43
340	11,02	10,63	9,24	7,02	4,35	1,73	1,03	400	18,20	17,42	15,30	11,90	7,58	3,12	1,86
345	12,10	11,58	10,80	7,72	4,81	1,98	1,20								

В табл. 4 и 5 приведено спектральное распределение суммарной УФ радиации на уровне моря для летних и зимних условий ($A=0\%$ и $A=70\%$) при среднем содержании озона ($x=0,30$ см) и средней прозрачности атмосферы ($b=0,100$).

Как видно из табл. 6 и 7, суммарная УФ радиация мало меняется с увеличением прозрачности атмосферы, особенно при зимнем альbedo (летом несколько возрастая), и также мало меняется с возрастанием высоты над уровнем моря (несколько возрастая с высотой).

Таблица 5

Спектральное распределение суммарной УФ радиации на уровне моря зимой
(мккал/см² мин · 10 ммк), $x=0$, $b=0,100$

λ ммк	Высота солнца, град.							λ ммк	Высота солнца, град.						
	90	75	60	45	30	15	10		90	75	60	45	30	15	10
290	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	350	15,72	15,02	13,10	10,05	6,30	2,60	1,58
295	0,03	0,03	0,01					355	15,50	14,85	12,98	9,95	6,25	2,58	1,56
300	0,43	0,37	0,23	0,09	0,01			360	15,60	14,95	13,08	10,02	6,32	2,60	1,58
305	1,84	1,66	1,20	0,62	0,16			365	17,44	16,72	14,60	11,25	7,10	2,92	1,77
310	4,53	4,22	3,34	2,09	0,85	0,10	0,01	370	18,05	17,30	15,15	11,65	7,36	3,03	1,84
315	7,23	6,82	5,68	3,93	2,02	0,46	0,16	375	18,00	17,25	15,11	11,65	7,36	3,03	1,84
320	8,96	8,52	7,22	5,22	2,92	0,88	0,40	380	16,85	16,12	14,12	10,90	6,90	2,84	1,71
325	11,90	11,32	9,72	7,21	4,10	1,50	0,80	385	15,90	15,15	13,30	10,26	6,53	2,68	1,61
330	14,28	13,58	11,73	8,76	5,32	2,04	1,17	390	15,42	14,82	12,99	10,07	6,54	2,62	1,77
335	14,00	13,38	11,60	8,72	5,34	2,10	1,23	395	16,60	15,90	13,96	10,82	6,90	2,84	1,69
340	14,28	13,68	11,85	9,04	5,58	2,24	1,33	400	20,14	20,24	18,02	11,09	8,91	3,67	2,20
345	15,42	14,78	12,84	9,82	6,15	2,52	1,53								

Таблица 6

Суммарная УФ радиация на уровне моря летом при различном содержании озона
и аэрозолей (мккал/см² мин.)

x	b	Высота солнца, град.						x	b	Высота солнца, град.					
		75	60	45	30	15	10			75	60	45	30	15	10
$\lambda < 315$ ммк								0,50	0,025	2,18	1,66	0,98	0,36	0,04	0,01
0,30	0,025	3,62	2,81	1,78	0,75	0,13	0,04		0,050	2,16	1,64	0,98	0,36	0,04	0,01
	0,050	3,54	2,81	1,75	0,75	0,13	0,04		0,100	2,12	1,62	0,95	0,36	0,04	0,01
	0,100	3,52	2,76	1,72	0,73	0,12	0,04								
	0,150	2,44	2,70	1,69	0,72	0,12	0,04								
	0,200	3,37	2,66	1,66	0,70	0,12	0,04	$\lambda < 400$ ммк							
0,40	0,025	2,77	2,14	1,29	0,52	0,07	0,01	0,30	0,025	105,8	91,6	70,1	13,8	17,7	10,4
	0,050	2,74	2,12	1,27	0,52	0,07	0,01		0,050	104,6	90,9	69,5	43,3	17,3	10,2
	0,100	2,70	2,10	1,26	0,49	0,07	0,01		0,100	103,0	89,4	68,7	42,1	16,7	9,9
									0,150	99,7	87,7	67,3	40,9	16,2	9,6
									0,200	99,0	85,9	64,9	39,8	15,8	9,3

Таблица 7

Суммарная УФ радиация на уровне моря зимой при различном содержании озона
и аэрозолей (мккал/см² мин.)

x	b	Высота солнца, град.						x	b	Высота солнца, град.					
		75	60	45	30	15	10			75	60	45	30	15	10
$\lambda < 315$ ммк								0,50	0,025	2,90	2,21	1,29	0,49	0,06	0,03
0,30	0,025	4,82	3,79	2,36	1,00	0,16	0,04		0,050	2,92	2,21	1,29	0,49	0,06	0,03
	0,050	4,84	3,80	2,38	1,00	0,17	0,04		0,100	2,92	2,22	1,29	0,49	0,06	0,03
	0,100	4,84	3,82	2,38	1,00	0,17	0,04								
	0,150	4,84	3,82	2,38	1,00	0,17	0,04								
	0,200	4,84	3,82	2,38	1,00	0,17	0,04								
								0,30	$\lambda < 400$ ммк						
0,40	0,025	3,68	2,84	1,72	0,68	0,09	0,03		0,025	127,1	110,3	84,3	52,6	21,1	12,4
	0,050	3,70	2,86	1,72	0,69	0,09	0,03		0,050	127,6	110,8	84,5	52,4	21,0	12,4
	0,100	3,72	2,87	1,74	0,69	0,09	0,03		0,100	128,3	111,4	84,6	52,2	20,7	12,2
									0,150	128,7	111,6	84,5	51,8	20,6	12,1
								0,200	128,8	111,6	84,3	51,6	20,4	12,0	

Из расчетной формулы (4) следует, что отношение суммарной УФ радиации зимой к суммарной УФ радиации летом несколько убывает с возрастанием длины волны и не зависит от высоты солнца. Отношение $Q_z/Q_{\text{л}}$, полученное Бенером [16], несколько, но не регулярно, меняется вместе с изменением высоты солнца.

Рассеянная УФ радиация

Интенсивность рассеянной УФ радиации вычислялась по формуле

$$D_{\lambda} = Q_{\lambda} - I_{\lambda} \sin h. \quad (5)$$

В табл. 8 и 9 приведено спектральное распределение рассеянной УФ радиации на уровне моря для летних и зимних условий, средней прозрачности атмосферы ($b=0,100$) и среднего содержания озона ($x=0,30$ см).

Таблица 8

Спектральное распределение рассеянной УФ радиации на уровне моря летом
(мкал/см² мин · 10 ммк), $x=0,30$ см, $b=0,100$

λ ммк	Высота солнца, град.							λ ммк	Высота солнца, град.						
	90	75	60	45	30	15	10		90	75	60	45	30	15	10
290	0	0	0	0	0	0	0	350	6,40	6,30	5,94	5,17	3,90	1,98	1,25
295	0,01	0,01	0	0	0	0	0	355	6,22	6,10	5,75	5,08	3,84	1,97	1,23
300	0,22	0,19	0,11	0,04	0	0	0	360	6,12	6,02	5,68	5,00	3,86	1,98	1,26
305	0,89	0,82	0,63	0,36	0,10	0	0	365	6,68	6,57	6,24	5,50	4,24	2,22	1,42
310	2,15	2,05	1,74	1,20	0,56	0,07	0,01	370	6,80	6,69	6,48	5,60	4,35	2,31	1,48
315	3,39	3,27	2,90	2,24	1,29	0,33	0,12	375	6,65	6,52	6,22	5,52	4,30	2,30	1,48
320	4,10	3,99	2,62	2,92	1,90	0,65	0,30	380	6,10	6,00	5,72	5,08	3,98	2,15	1,39
325	5,36	5,22	4,82	4,00	2,76	1,12	0,60	385	5,62	5,52	5,27	4,70	3,70	2,02	1,30
330	6,30	6,15	5,70	4,84	3,44	1,53	0,89	390	5,38	5,30	5,05	4,52	3,58	1,98	1,29
335	6,10	5,95	5,54	4,74	3,43	1,58	0,95	395	5,68	5,60	5,34	4,80	3,80	2,12	1,39
340	6,10	5,96	5,57	4,79	3,53	1,69	1,03	400	7,17	7,05	6,86	6,05	4,84	2,73	1,80
345	6,45	6,32	5,93	5,15	3,86	1,92	1,20								

Таблица 9

Спектральное распределение рассеянной УФ радиации на уровне моря зимой
(мкал/см² мин · 10 ммк), $x=0,30$ см, $b=0,100$

λ ммк	Высота солнца, град.							λ ммк	Высота солнца, град.						
	90	75	60	45	30	15	10		90	75	60	45	30	15	10
290	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	350	9,67	9,42	8,64	7,24	5,20	2,51	1,53
295	0,03	0,02	0,01	0	0	0	0	355	9,32	9,06	8,34	7,04	5,08	2,48	1,55
300	0,33	0,29	0,19	0,07	0,01	0	0	360	9,15	8,90	8,20	6,94	5,05	2,48	1,55
305	1,43	1,30	0,98	0,53	0,16	0	0	365	9,94	9,68	8,95	7,59	5,55	2,77	1,75
310	3,42	3,21	2,65	1,78	0,70	0,10	0,01	370	10,08	9,81	9,05	7,72	5,68	2,86	1,81
315	5,32	5,10	4,42	3,29	1,83	0,45	0,16	375	9,76	9,52	8,82	7,54	5,57	2,83	1,80
320	6,40	6,17	5,34	4,20	2,64	0,88	0,40	380	8,95	8,72	8,08	6,90	5,14	2,64	1,68
325	8,32	8,04	7,22	5,80	3,80	1,49	0,80	385	8,18	7,98	7,40	6,37	4,75	2,45	1,58
330	9,68	9,39	8,52	6,95	4,73	2,02	1,18	390	7,80	7,62	7,10	6,10	4,57	2,38	1,53
335	9,32	9,04	8,22	6,76	4,67	2,06	1,23	395	8,20	8,02	7,47	6,45	4,85	2,55	1,65
340	9,27	9,00	8,20	6,80	4,78	2,18	1,32	400	10,32	10,10	9,42	8,17	6,16	3,27	2,11
345	9,76	9,49	8,70	7,25	5,18	2,47	1,53								

Таблица 10

Рассеянная УФ радиация на уровне моря летом (мккал/см² мин.)

x	b	Высота солнца, град.						x	b	Высота солнца, град.						
		75	60	45	30	15	10			75	60	45	30	15	10	
$\lambda < 315 \text{ мкм}$								0,50	0,025	1,16	0,96	0,63	0,29	0,04	0,01	
									0,050	1,26	1,05	0,69	0,30	0,04	0,01	
									0,100	1,41	1,15	0,75	0,32	0,04	0,01	
0,30	0,025	1,95	1,65	1,18	0,60	0,11	0,04	0,30	0,025	37,2	35,3	31,6	25,3	14,6	9,7	
	0,050	2,11	1,79	1,25	0,63	0,11	0,04			0,050	42,8	40,4	35,7	27,8	15,1	9,8
	0,100	2,35	1,96	1,36	0,66	0,11	0,04			0,100	51,6	48,7	42,1	31,3	13,6	9,7
	0,150	2,52	2,09	1,43	0,67	0,11	0,04			0,150	59,1	54,8	46,5	33,5	15,7	9,5
	0,200	2,65	2,18	1,46	0,67	0,11	0,04			0,200	65,2	59,5	49,6	34,7	15,5	9,2
	0,250	2,75	2,25	1,48	0,67	0,11	0,04									
0,40	0,025	1,49	1,23	0,86	0,40	0,07	0,01	0,40	0,025	37,2	35,3	31,6	25,3	14,6	9,7	
	0,050	1,59	1,32	0,92	0,43	0,07	0,01			0,050	42,8	40,4	35,7	27,8	15,1	9,8
	0,100	1,79	1,49	0,99	0,46	0,07	0,01			0,100	51,6	48,7	42,1	31,3	13,6	9,7
	0,150	1,95	1,65	1,18	0,60	0,11	0,04			0,150	59,1	54,8	46,5	33,5	15,7	9,5

Таблицы 10 и 11 показывают влияние озона и мутности атмосферы на интенсивность рассеянной УФ радиации.

Сравним еще влияние альбедо на величину рассеянной УФ радиации по наблюдениям Бенера [16], расчетам авторов А и расчетам Секера [18]. Приводим значения отношений рассеянной радиации зимой к рассеянной радиации летом $D_z/D_{\text{л}}$ для области 330—360 мкм в зависимости от высоты солнца:

h°	10	15	20	30	40	45	50	60
Венер	1,24	1,24	1,28	1,38	1,25	1,25	1,36	1,38
Секера	1,28	—	1,39	1,51	1,63	—	1,73	1,81
А	1,23	1,25	—	1,34	—	1,42	—	1,48

Как видно, расчеты А лучше согласуются с результатами наблюдений Бенера, чем расчеты Секера.

УФ радиация на разных высотах над уровнем моря

Приведем краткие выдержки из таблиц значений интенсивности прямой I , рассеянной D и суммарной Q УФ радиации областей спектров В (табл. 12) и В+А (13) на разных высотах над уровнем моря, при высоте солнца 75 и 30°, среднем содержании озона, летних и зимних условий альбедо и различной степени мутности атмосферы.

Эритемная облученность

Косвенной оценкой общебиологического действия УФ радиации на организм является способность вызывать эритему на коже человека, т. е. покраснение кожи. Наибольшим эритемным действием обладают лучи с длиной волны 297 мкм. Это излучение обладает и наибольшим антирахитным действием. Излучения с большей и меньшей длиной волны обладают меньшим эритемным и антирахитным действиями.

На совещаниях по биологическому использованию УФ излучения были приняты рекомендации выражать биологический эффект УФ облученности в некоторых эффективных единицах измерения. Эритемным потоком называют мощность УФ излучений с длиной волны более

Таблица 11

Рассеянная ультрафиолетовая радиация на уровне моря зимой, при различном содержании озона и аэрозолей (мккал/см²мин.)

x	b	Высота солнца, град.						x	b	Высота солнца, град.					
		75	60	45	30	15	10			75	60	45	30	15	10
$\lambda < 315 \text{ ммк}$								0,50	0,025	1,89	1,50	0,98	0,40	0,06	0,03
0,30	0,025	3,16	2,68	1,76	0,86	0,16	0,04		0,050	2,14	1,61	1,00	0,43	0,06	0,03
	0,050	3,35	2,75	1,86	0,88	0,16	0,04		0,100	2,21	2,21	1,09	0,44	0,06	0,03
	0,100	3,68	3,01	2,01	0,95	0,16	0,04	$\lambda < 400 \text{ ммк}$							
	0,150	3,92	3,21	2,11	0,96	0,16	0,04	0,30	0,025	58,9	54,1	45,8	34,2	18,0	11,7
	0,200	4,12	3,35	2,18	0,98	0,16	0,04		0,050	65,7	60,1	50,7	37,1	18,8	11,9
0,40	0,025	2,41	1,95	1,23	0,57	0,09	0,03		0,100	77,4	70,7	58,7	41,6	19,6	12,1
	0,050	2,55	2,06	1,35	0,60	0,09	0,03		0,150	87,8	78,8	64,6	44,5	20,0	12,1
	0,100	2,81	2,26	1,46	0,63	0,09	0,03		0,200	95,6	84,7	68,2	46,5	20,1	12,1

Таблица 12

Ультрафиолетовая радиация $\lambda < 315$ ммк на разных высотах при среднем содержании озона (мккал/см² мин.)

Высота, км	Коэффициент мутности	75°					30°				
		лето			зима		лето			зима	
		I	D	Q	D	Q	I	D	Q	D	Q
1	0,040	1,75	1,98	3,72	3,19	4,91	0,32	0,62	0,79	0,87	1,03
	0,080	1,46	2,24	3,67	3,55	4,94	0,23	0,66	0,79	0,92	1,03
	0,120	1,38	2,44	3,62	3,74	4,94	0,17	0,68	0,76	0,95	1,03
2	0,030	2,10	1,85	3,88	2,96	4,98	0,43	0,62	0,83	0,85	1,06
	0,060	1,84	2,08	3,83	3,23	4,99	0,35	0,65	0,82	0,89	1,06
	0,090	1,59	2,28	3,78	3,42	5,02	0,29	0,68	0,80	0,95	1,06
3	0,020	2,47	1,68	4,05	2,67	5,05	0,57	0,59	0,88	0,82	1,09
	0,040	2,23	1,87	4,00	2,91	5,06	0,49	0,62	0,86	0,85	1,09
	0,060	2,04	2,02	3,99	3,10	5,07	0,40	0,65	0,86	0,89	1,09
4	0,015	2,81	1,51	4,22	2,41	5,10	0,75	0,55	0,92	0,75	1,12
	0,030	2,61	1,68	4,19	2,61	5,13	0,64	0,60	0,92	0,79	1,12
	0,45	2,44	1,82	4,17	2,80	5,15	0,56	0,62	0,90	0,83	1,12
5	0,010	3,22	1,32	4,39	2,10	5,19	0,95	0,50	0,99	0,67	1,15
	0,020	3,04	1,43	4,39	2,25	5,19	0,86	0,53	0,97	0,72	1,15
	0,030	2,90	1,56	4,38	2,41	5,22	0,75	0,97	0,97	0,76	1,15

Таблица 13

Ультрафиолетовая радиация $\lambda < 400$ мкм на разных высотах при среднем содержании озона (мкал/см² мин.)

Высота, км	Коеффициент мутности	75°					30°				
		лето			зима		лето			зима	
		I	D	Q	D	Q	I	D	Q	D	Q
1	0,040	69,8	39,1	107,5	57,7	128,6	37,0	26,4	44,9	35,0	53,5
	0,080	60,6	47,7	116,0	70,9	129,3	27,3	30,0	43,8	39,6	53,2
	0,120	51,8	54,6	104,6	79,8	129,8	20,4	32,5	42,8	42,6	52,9
2	0,030	72,3	35,0	110,4	54,1	129,5	44,4	24,5	46,7	32,4	54,6
	0,060	69,5	42,3	109,4	63,2	130,1	35,5	28,0	45,8	36,5	54,3
	0,090	61,8	48,6	108,3	71,1	130,7	28,5	30,6	44,9	39,8	54,0
3	0,020	87,2	30,2	113,5	47,2	130,5	53,4	22,1	48,7	29,2	55,9
	0,040	79,8	35,7	112,8	54,0	131,0	46,0	25,0	48,0	32,6	55,6
	0,060	73,7	40,9	112,1	60,3	131,5	39,5	27,6	47,4	35,5	55,3
4	0,015	83,4	26,3	113,5	41,3	131,5	61,9	19,9	50,8	26,2	57,2
	0,030	88,2	31,0	116,1	46,9	132,0	55,5	22,5	50,2	29,2	57,0
	0,045	83,1	35,3	115,5	52,2	132,5	49,7	24,8	49,6	32,0	56,8
5	0,010	100,9	22,0	119,8	35,2	132,6	71,9	17,2	53,2	22,8	58,7
	0,020	97,5	25,4	119,5	38,9	183,0	65,7	19,3	52,7	25,1	58,5
	0,030	93,6	28,6	119,1	42,8	133,3	61,9	21,3	52,2	27,3	58,3

280 мкм, оцениваемую по его эритемному действию. В качестве единицы для измерения эритемного потока принят один ватт излучения с длиной волны 297 мкм. Этой единице присвоено название «эр».

Биологическая эффективность изменяется на протяжении всего УФ спектра (280—400 мкм) на четыре порядка. Для удобства УФ излучение оценивают по его интегральному биологическому действию; значение интенсивности представлено в виде двух табулированных кривых: первая кривая в области УФ-В, вторая в области УФ-А; в промежуточной области (310—320 мкм) сумма ординат обеих кривых для каждой длины волны равна значению биологической эффективности.

В следующей таблице приводится эритемная эффективность УФ радиации областей В и А.

Область УФ-В

λ	280	285	289	290	295	297	300	302	305	310	313	315	320
эр/вт	0	0,09	0,25	0,31	0,98	1,00	0,83	0,55	0,33	0,11	0,025	0,001	0

Область УФ-А

λ	310	313	315	320	325	330	334	340	350
эп/вт	0	0,005	0,008	0,010	0,007	0,005	0,004	0,003	0,002
λ	360	365	370	380	390	400			
эп/вт	0,0014	0,0012	0,0011	0,0007	0,0003	0			

Эффективная величина УФ радиации измеряется и подсчитывается для области В и А в одних и тех же единицах.

Зная спектральное распределение УФ радиации, можно рассчитать эритемную облученность. В табл. 14 приведены некоторые результаты подсчетов эритемной облученности.

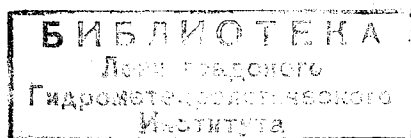
Таблица 14

Эритемная облученность на уровне моря мкэр/см²

Общее содержа- ние озона, см	Кoeffи- циент мут- ности	Область спектра	Высота солнца, град.						
			90	75	60	45	30	15	10
Прямая облученность перпендикулярной поверхности									
0,25	0,025	В	24,9	22,7	16,8	9,1	2,7	0,12	0,01
		А	9,9	9,6	8,6	6,9	4,2	0,98	0,27
0,25	0,200	В	11,0	9,8	6,6	2,9	0,5	0,01	0,00
		А	4,9	4,6	3,8	2,5	1,0	0,07	0,01
0,50	0,025	В	8,6	7,8	5,7	3,0	0,8	0,04	0,00
		А	9,4	9,1	8,2	6,4	3,9	0,92	0,26
Рассеянная облученность летом									
0,25	0,200	В	40,6	37,5	28,9	17,1	6,5	0,90	0,29
		А	11,0	10,7	9,7	8,0	5,3	2,20	1,26
0,50	0,025	В	9,7	9,0	6,9	4,1	1,6	0,27	0,09
		А	6,5	6,3	5,9	5,1	3,8	1,89	1,16
Суммарная облученность летом									
0,25	0,025	В	55,1	50,1	36,9	20,6	7,3	1,0	0,3
		А	16,9	16,1	13,9	10,5	6,4	2,4	1,4
0,25	0,200	В	51,6	46,9	34,6	19,2	6,8	0,9	0,3
		А	15,9	15,1	13,0	9,8	5,9	2,2	1,3
0,50	0,025	В	18,4	16,5	11,8	6,2	2,0	0,3	0,1
		А	15,9	15,1	13,0	9,7	5,8	2,1	1,2
Суммарная облученность зимой									
0,50	0,025	В	24,6	22,2	15,8	8,3	2,7	0,3	0,1
		А	19,8	18,9	16,2	12,1	7,2	2,6	1,5

Обычно врачи, биологи, сангигиенисты интересуются только областью В, где эритемная эффективность УФ радиации на 2—4 порядка больше, чем в области А. Но энергия солнца в области А на 2—4 порядка больше, чем в области В. Поэтому эритемная облученность в области А при малых высотах солнца может значительно превышать эритемную облученность области В. Кроме того, последняя резко уменьшается с возрастанием общего содержания озона, что имеет место весной в высоких широтах. Напротив, эритемная облученность области А практически не зависит от общего содержания озона. На рис. 4 приведены графики, выражающие долю эритемы А и В в общей эритемной облученности.

Эритемное и оздоровительное действие УФ радиации зависит не только от интенсивности эритемной облученности, но и от длительности облучения. Произведение эритемной облученности на длительность облучения составляет количество, или дозу, эритемного облучения.



В некоторых пределах можно считать, что эффект от УФ облучения пропорционален дозе облучения. Так, например, эффект облучения не изменится, если вдвое сократить длительность облучения и вдвое увеличить интенсивность облучения. Однако такая замена интенсивности облучения допустима лишь в небольших пределах (не более чем в 3—5 раз). Доза эритемного облучения измеряется в миллиэрчасах на 1 м^2 (мэрчас/ м^2) или в миллиэрминутах на 1 м^2 (мэрмин/ м^2).

Величина наименьшего количества эритемного облучения, которая вызывает едва заметное покраснение (эритему) на коже не загорелого

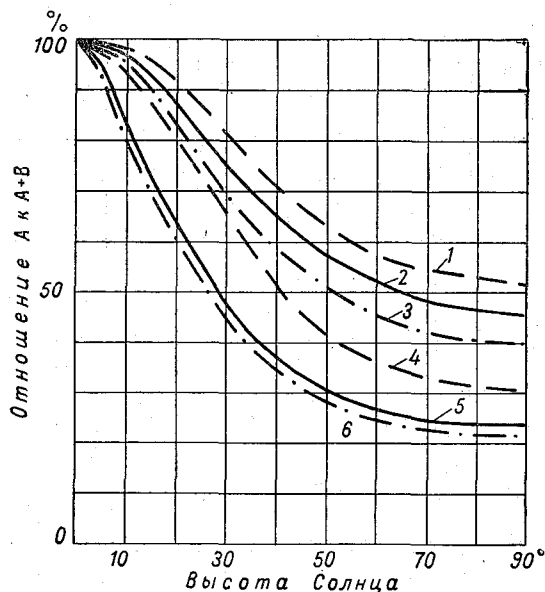


Рис. 4. Доля эритемы А в общем потоке эритемной радиации на уровне моря.

1 — прямая радиация на перпендикулярную поверхность при $x=0,50 \text{ см}$, $b=0,025$; 2 — суммарная радиация при $x=0,50 \text{ см}$, $b=0,025$; 3 — рассеянная радиация при $x=0,50 \text{ см}$, $b=0,025$; 4 — прямая радиация на перпендикулярную поверхность при $x=0,25 \text{ см}$, $b=0,200$; 5 — суммарная радиация при $x=0,25 \text{ см}$, $b=0,025$; 6 — рассеянная радиация при $x=0,25 \text{ см}$, $b=0,200$.

за 45 мин., в Ленинграде (60°) за 45 мин., в Мурманске (69°) за 55 мин. Отметим, что при длительности облучения, превосходящей 60—80 мин. эритему кожи практически трудно получить.

Бактерицидная облученность

Давно известно губительное действие УФ радиации на бактерии. Бактерицидным потоком называют мощность ультрафиолетового излучения, оцениваемого по бактерицидному действию, т. е. по способности убивать бактерии. Наибольшее бактерицидное действие оказывает УФ радиация с длиной волны 254—257 мкм.

В качестве единицы для измерения бактерицидного потока рекомендовано принять 1 бакт (б), равный бактерицидному потоку с длиной волны 254 мкм мощностью 1 ват. Величина, которая характеризует способность излучения данной длины волны убивать бактерии, называется бактерицидной эффективностью монохроматического потока. Значения

человека, называется пороговой эритемной дозой. Пороговая эритемная доза меняется в зависимости от возраста, пола, времени года, состояния здоровья и других причин. В среднем считают, что пороговая эритемная доза составляет 80 мэрчас/ м^2 , или 500 мкэрмин/ см^2 .

Расчеты показывают, что например, на юге при высоте солнца 60° — 75° и общем содержании озона $x=0,25 \text{ см}$ пороговая доза эритемы может быть получена за 8—10 мин., при высоте солнца 30° — за 30 мин., а на севере при той же высоте солнца и $x=0,40 \text{ см}$ та же пороговая доза может быть получена за 1 час.

По наблюдениям взрослый человек в ясные дни в околополуденные часы может получить эритему кожи в Термезе (широта $37,2^\circ$) 16 мин., в Гурзуфе ($44,5^\circ$) за 19 мин., в Казани ($55,8^\circ$)

Таблица 15

Область В + С				Область А			
λ ммк	б/вт	λ ммк	б/вт	λ ммк	б/вт	λ ммк	б/вт
220	0,25	280	0,60	310	0	350	0,00046
230	0,40	284	0,31	313	0,002	360	0,00030
240	0,63	290	0,30	315	0,003	365	0,00023
248	0,84	297	0,13	320	0,004	370	0,00019
250	0,91	300	0,06	330	0,0016	380	0,00015
254	1,00	302	0,045	334	0,0013	390	0,00012
260	0,99	310	0,013	340	0,0009	400	0,00010
265	0,96	313	0,006				
270	0,87	315	0,003				
275	0,72	320	0				

Таблица 16

Бактерицидная облученность на уровне моря (микробакт/см²)

Общее содержа- ние озона, см	Кoeffи- циент мут- ности	Область спектра	Высота солнца, град.						
			90	75	60	45	30	15	10
Прямая облученность перпендикулярной поверхности									
0,25	0,025	В	2,5	2,3	1,7	0,9	0,3	0	0
		А	3,1	3,0	2,7	2,1	1,2	0,3	0,1
0,25	0,200	В	1,1	1,0	0,7	0,3	0,1	0	0
		А	1,5	1,4	1,2	0,8	0,3	0	0
0,50	0,025	В	0,9	0,8	0,6	0,3	0,1	0	0
		А	2,9	2,8	2,5	1,9	1,1	0,3	0,1
Рассеянная облученность летом									
0,25	0,025	В	3,0	2,8	2,3	1,5	0,6	0,1	0
		А	4,2	4,1	3,7	3,0	2,1	0,9	
0,25	0,200	В	4,1	3,8	2,9	1,8	0,7	0,1	0
		А	6,1	5,9	5,2	4,1	2,6	1,0	0,1
0,50	0,025	В	1,1	1,0	0,8	0,5	0,2	0	0
		А	5,6	5,4	4,8	3,7	2,3	0,8	0,1
Суммарная облученность летом									
0,25	0,025	В	5,6	5,1	3,8	2,1	0,8	0,1	0
		А	7,3	7,0	6,0	4,5	2,7	1,0	0,6
0,25	0,200	В	5,2	4,7	3,5	2,0	0,7	0,1	0
		А	7,6	7,3	6,2	4,6	2,8	1,0	0,6
0,50	0,025	В	2,0	1,8	1,3	0,7	0,2	0,0	0
		А	6,8	6,4	5,5	4,1	2,4	0,8	0,5
Суммарная облученность зимой									
0,50	0,025	В	2,7	2,4	1,7	0,9	0,3	0	0
		А	7,0	6,7	5,7	4,2	2,4	0,8	0,5

бактерицидной эффективности изменяются на протяжении УФ спектра (220—400 ммк) на четыре порядка. Для удобства бактерицидная эффективность представляется в виде двух табулированных кривых. Первая кривая лежит в области УФ В+С, а вторая — в области А. Эффективная величина бактерицидной облученности измеряется и подсчитывается для областей В+С и А в одних и тех же единицах. Для примера в табл. 15 приводим данные бактерицидной эффективности УФ радиации (б/вт).

Зная спектральное распределение УФ радиации и бактерицидную эффективность, авторы рассчитали естественную бактерицидную облученность. Некоторые результаты расчетов приведены в табл. 16.

Заключение

Построенная радиационная модель атмосферы в УФ области спектра является, конечно, первым приближением. Сейчас крайне необходимо иметь коррективные измерения УФ радиации, с которыми можно было бы сравнить результаты расчетов, после чего можно было бы заняться дальнейшим усовершенствованием модели. Однако даже самая совершенная модель может служить лишь своего рода эталоном, с которым можно было бы сравнивать фактические массовые наблюдения, проводимые с помощью простых, но надежных приборов. Эти наблюдения остаются пока единственным источником информации при наличии облачности. Только с помощью таких наблюдений, проводимых в разных географических условиях и при разной погоде, можно будет построить радиационную модель атмосферы и для различных условий облачности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Авасте О., Молдау Х., Шифрин К. С. Спектральное распределение прямой и рассеянной радиации. Исслед. по физике атм. № 3, Тарту, 1962.
2. Белинский В. А. и Гараджа М. П. Некоторые результаты измерений ультрафиолетовой радиации на Восточном Памире. Науч. сообщ. Ин-та геол. и геогр. АН ЛитССР, т. XIII, 1962.
3. Белинский В. А. и Гараджа М. П. Рассеянная ультрафиолетовая радиация на Восточном Памире. Науч. сообщ. Ин-та геол. и геогр. АН ЛитССР, т. XIII, 1962.
4. Белинский В. А., Гараджа М. П., Незваль Е. И. Ультрафиолетовая радиация в различных пунктах СССР. Актинометрия и оптика атмосферы. Гидрометеоздат, М., 1964.
5. Белинский В. А., Гараджа М. П. К вопросу об ультрафиолетовом климате СССР. Тр. ВНМС, т. VI, 1962.
6. Бирюкова Л. А. Распределение энергии в спектре солнечных лучей на разных высотах. Труды ЦАО, вып. 25, 1959.
7. Гараджа М. П. Некоторые результаты наблюдений прямой УФ радиации на Восточном Памире. Информ. сб. о работах геогр. фак. МГУ по МГГ. Изд. МГУ, М., 1960.
8. Гущин Г. П. Исследование атмосферного озона, М.—Л., 1963.
9. Кастров В. Г. Солнечная радиация в тропосфере в случае абсолютно чистого и сухого воздуха. Труды ЦАО, вып. 16, 1956.
10. Прокофьева И. А. Атмосферный озон. Изд-во АН СССР, М., 1951.
11. Чаплин А. В. Краевые особенности распространения злокачественных опухолей. Медгиз, М., 1963.
12. Шифрин К. С., Авасте О. Потоки радиации в безоблачной атмосфере. Исслед. по физике атмосферы № 2, Тарту, 1960.
13. Шифрин К. С., Минин И. Н. Теория негоризонтальной видимости. Труды ГГО, вып. 68, 1957.
14. Allen C. W. Solar radiation, Quart. J.R.M.S. v. 84, 1958.
15. Angstrom A. Geogr. Annaler, 11, 1929; 12, 1930.

16. B e n e r P. Investigation on the spectral intensity of UV sky and sun+sky radiation, Davos, 1960.
17. C a b a n n e s J. La diffusion moléculaire de la lumière, 1929.
18. D e i r m e n d i a n D., S e k e r a Z. Tellus 6, 1954.
19. D i r m h i r n I. Wetter und Leben, 1957.
20. H i n z p e t e r H. Zeitschr. f. Meteorol. 9, H. 10, 1955; 10, 4, 1956; 11, H. 1, 1957.
21. J o h n s o n F. The solar constant. J. of Meteorol. 6, 1954.
22. L i n k e F. Meteorologisches Taschenbuch, IV, 1943.
23. L i n k e F. Meteorologisches Taschenbuch, II, 1953.
24. N i c o l e t M. Arch. Met. Geophys. Biokl. 3, 1951.
25. Smithsonian Meteorol. Tables, 1951.
26. T r o m p S. W. Medical biometeorology, Amsterdam, 1953.
27. V i g r o u x E. Annales de Physique, 8, 1953.

Б. Ш. БЕРИТАШВИЛИ, А. М. БРОУНШТЕЙН, К. В. КАЗАКОВА

О ЗАВИСИМОСТИ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ФУНКЦИИ ПРОПУСКАНИЯ АТМОСФЕРЫ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ ЧЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрен вопрос о зависимости интегральной функции пропускания длинноволновой радиации от температуры черного излучения. Кратко описана методика измерений с радиационным экраном и представлены предварительные данные для частного случая количества осаждаемой воды около 0,05 см. Для диапазона 10—80°С получены линейные изменения интегральной функции пропускания, величина которого равна 27% на 100° изменения температуры излучателя. Обсуждена связь полученных результатов с недавно опубликованными данными по функции пропускания, полученными методом двух излучателей.

1. Введение

Знание зависимости интегральной функции пропускания длинноволновой радиации от температуры черного излучения необходимо для построения корректных схем расчета переноса радиации в атмосфере [1], [2]. Изучение этого вопроса представляет также существенный методический интерес для интерпретации результатов экспериментального исследования интегральной функции пропускания [3].

Еще К. Ангстрем [4] в 1890 г. экспериментально показал, что в тонком слое (1,52 м) водяного пара при парциальном давлении в 100 мм Н_д черное излучение, соответствующее температуре 700°С, поглощается в 2 раза сильнее, чем более «горячее» излучение, соответствующее 1650°С (3,2 и 1,6% соответственно). В работе 1917 г. Фоуля [5] также можно найти прямое указание на влияние температуры черного излучения на интегральную поглощательную способность водяного пара.

Это влияние легко объясняется качественно, если учесть, что при изменении температуры черного излучателя меняется спектральный состав его излучения и, в соответствии с законом Вина, смещается максимум в распределении энергии по спектру. Поскольку интегральная функция пропускания представляет собой осредненное по спектру пропускание, причем осреднение проводится с весами, соответствующими спектральному распределению излучения, легко понять, что эта осредненная величина будет меняться при изменении температуры черного излучения. Этот эффект получил в литературе название «эффекта смещения». Установление количественной стороны этого явления, особенно в интересующем метеорологов диапазоне температур, связано с известными трудностями. Известно лишь несколько работ в данной области.

Фалькенберг [6] в 1936 г. провел измерения интегрального поглощения воздухом радиации от черного излучателя, имеющего температуру 100°C , а также получил несколько точек для температур излучателя 40 и 0°C . На основании этих измерений он сделал вывод о несущественной зависимости интегральной функции поглощения тонких слоев воздуха от температуры черного излучения в диапазоне $0-100^{\circ}\text{C}$.

Шнайdt [7] в 1937 г. вычислил на основе спектральных данных Хеттера [8] интегральное поглощение водяным паром черной радиации, соответствующей температурам 0 , 20 и 100°C , и указал, что интегральное поглощение уменьшается с ростом температуры черного излучения и что этой зависимостью пренебрегать нельзя. Используя, помимо своего расчета, данные вычислений Альбрехта [9], Шнайdt нашел, что для того, чтобы перейти от величин, полученных Фалькенбергом при температуре источника 100°C , к истинным значениям интегрального поглощения черной радиации с температурой 20° , нужно данные Фалькенберга увеличить на 14% . Выполнив также расчет интегрального поглощения воздуха с учетом как водяного пара, так и CO_2 для различных путей в атмосфере и для нескольких температур черного излучения, Шнайdt показал, что зависимость интегрального поглощения от температуры черного излучения должна ослабляться при увеличении оптического пути. Однако Шнайdt не воспользовался этим своим результатом при выводе указанной выше поправки к данным Фалькенберга: цифра 14% относилась к $0,06$ см осажденной воды, а максимальное количество осажденной воды $\bar{W}$ при измерениях Фалькенберга было лишь около $0,005$ см. Поэтому в соответствии с данными Шнайда (табл. 2) эту поправку следовало увеличить до 20% и более в зависимости от слоя осажденной воды.

Зуев [10] в 1962 г. опубликовал расчеты и экспериментальные данные, из которых сделал вывод о том, что при использовании источников с температурой от 50 до 1000°C получаемые значения интегральных функций поглощения длинноволновой радиации не должны существенно отличаться друг от друга, в особенности для слоев атмосферы со значениями осажденной воды, превышающими 2 см. Выводы об уменьшении температурной зависимости с увеличением $\bar{W}$ согласуются с результатом Шнайда и качественной картиной явления.

Утверждение же о несущественности температурной зависимости противоречит самим результатам расчетов Зueva. Действительно, из цитированной работы, а также из работы [11] (табл. 3 для $\bar{e}=6,75$ мб) видно, что согласно расчетам, интегральная функция поглощения для $\bar{W}=0,05$ см при переходе от температуры черного излучения 0°C к температуре 100°C уменьшается на 20% , при переходе же от 50°C к 1000°C это уменьшение составляет 34% . Для $\bar{W}=0,6$ см соответствующие величины равны 11 и 20% для $\bar{W}=1,75$ см они равны $8,4$ и 10% и т. д.

Эти температурные изменения интегральной функции поглощения имеют существенное значение, особенно для не очень больших оптических путей, важных для ряда метеорологических расчетов.

Следует отметить также, что экспериментальная проверка в [10] выполнена в узком интервале температур ($300-500^{\circ}\text{C}$) и распространение ее выводов на весь диапазон $50-1000^{\circ}\text{C}$, как предлагает автор, не представляется возможным. Измерения проводились на пределе точности, так как, согласно расчетам, измеряемая величина должна была изменяться при охваченных экспериментом условиях не больше, чем на

10%, в то время, как максимальные ошибки измерений достигали, как указано в статье, 10—15%. Число приведенных измерений — семнадцать — при таких условиях, конечно, недостаточно. Однако, из помещенных в табл. 2 данных при их более внимательном рассмотрении можно было бы сделать предварительный вывод о том, что температурные изменения в указанном интервале превышают рассчитанные Зуевым в среднем почти в 2 раза¹ и в использованном диапазоне температур при $\bar{W}=1 \div 3,5$ см составляют около 9%.

Представляет интерес работа Нийлиск [12], где она провела расчеты зависимости интегральной функции пропускания как от температуры излучения, так и от температуры воздуха. Нийлиск получила результаты для диапазона температур от -50° до $+30^\circ$ С, свидетельствующие также о заметной зависимости интегрального пропускания от температуры источника.

Рассмотрение изложенных результатов приводит к выводу о необходимости дальнейшего исследования зависимости интегральной функции пропускания от температуры черного излучения.

В настоящей статье сообщаются некоторые предварительные результаты экспериментального исследования этой зависимости в диапазоне температур черного излучения $10 \div 80^\circ$ С. В связи с тем, что исследуемая зависимость оказалась значительной, рассмотрен также указанный в работе [3] вопрос о том, к какой температуре черного излучения следует отнести представленные там данные об интегральной функции пропускания длинноволновой радиации.

2. Метод исследования и аппаратура

Исследование зависимости интегральной функции пропускания от температуры излучателя было проведено на основе метода, указанного в [13]. На определенном расстоянии от телескопического радиометра [14], приемником которого является вакуумный радиационный термоэлемент (ртэ) с двумя выделенными приемными площадками, устанавливаются нагретый до температуры T_1 черный излучатель [15] и охлажденная до температуры жидкого азота² черная полость, служащая «радиационным экраном». Когда на приемные площадки фокусируются изображения обеих полостей (рис. 1а), на одну из площадок приходит ослабленная исследуемым слоем воздуха радиация излучателя вместе с собственным излучением этого слоя, а на другую — только собственное излучение слоя. Поскольку прибор измеряет разность потоков, поступающих на приемные площадки, изложенная схема измерений позволяет получить истинное значение функции пропускания черной радиации с температурой T_1 .

¹ В работе [10] приведены отношения сигналов S_1/S_2 от источников с температурами $T_1=773^\circ$ К и $T_2=573^\circ$ К. Если величины S_1/S_2 разделить на $T_1^4/T_2^4=3,32$, то в случае отсутствия зависимости интегральной функции пропускания от температуры источника должны получить величину, равную единице. Отклонения от единицы дают количественную характеристику изменений функции пропускания с температурой источника. Для охваченных при измерениях значений $\bar{W}$ это отклонение в среднем по расчету должно составлять 4,8%, а практически измеренное среднее оказалось равным 8,8%.

² Исследование охлажденной полости показало, что ее излучение соответствует температуре -164° С и, следовательно, составляет около 2% от черного излучения при 20° С. Окно из KRS—5, установленное на ртэ, пропускает радиацию с $\lambda < 40$ мк, т. е. через него проходит лишь 45% «холодного» излучения радиационного экрана. Поправка на это остаточное излучение учитывалась при обработке результатов измерений.

Вместе с указанными двумя полостями была установлена также третья полость — черный излучатель, имеющий температуру воздуха T_0 (температура T_0 и T_1 при измерениях регистрировались с точностью не более $\pm 0,3^\circ$). Все три полости устанавливались в одной плоскости, перпендикулярной направлению измерения, по углам равностороннего треугольника (рис. 1 б), что давало возможность производить измерения с любой парой полостей.

Измерения по двум излучателям с температурами T_0 и T_1 давали значения интегральной функции пропускания, аналогичные тем, которые представлены в нашей работе [3]; здесь мы обозначим их через $\tilde{P}_{0,1}$.

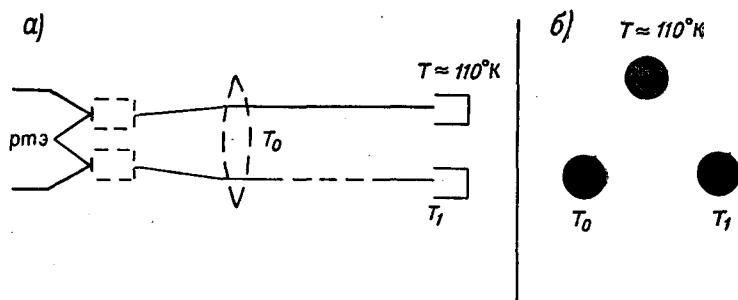


Рис. 1.

а — схема измерений; б — расположение излучателей T_0 и T_1 и радиационного экрана T в плоскости, перпендикулярной направлению визирования.

Они вычислялись из измеренных значений выходного сигнала радиометра $U_{ртэ}$ и температур T_0 и T_1 по указанной в работе [3] формуле

$$\tilde{P}_{0,1} = \frac{U_{ртэ}}{a'(T_0, r)(T_1^4 - T_0^4)}, \quad (1)$$

где $a'(T_0, r)$ — приборная функция, определяемая при градуировке радиометра.

Как подчеркивалось в работе [13], формула (1) может быть получена только при допущении независимости функции пропускания P от температуры T черного излучения, принимавшегося ранее для обработки своих данных также Фалькенбергом [6] и Бруксом [16].

Измерения по любому из излучателей в паре с радиационным экраном обрабатывались по точной формуле [13]

$$P_1 = \frac{U_{ртэ}}{a'(T_0, r) T_1^4}, \quad (2)$$

не требующей никаких допущений. Для учета остаточного излучения радиационного экрана, упомянутого в предыдущей сноске, в формулу (2) вводилась небольшая поправка δ

$$P_1 = \frac{U_{ртэ}}{a'(T_0, r)(T_1^4 - \delta)}, \quad (3)$$

причем δ составляет 0,5—1,0% от значения T_1^4 .

Таким образом, измерения с двумя излучателями и радиационным экраном позволяют получить как истинные значения функции пропускания P_1 для различных температур T_1 излучателя, так и величины $\tilde{P}_{0,1}$ функций пропускания, измеренные с двумя излучателями при тех же условиях, и сопоставить эти величины друг с другом.

Необходимо отметить, что как для измерения интегральной функции пропускания, так и для исследования ее зависимости от температуры излучения, обязательным условием является неселективность приемной аппаратуры. Принципиально важно точно выдержать последовательность элементов измерительной схемы: черный источник — исследуемый слой атмосферы — неселективный приемник радиации, в которой селективным элементом является только атмосфера. Появление в этой последовательности какого-либо случайного селективного элемента сразу же исказит результаты исследования.

Вопрос о неселективности телескопического радиометра подвергался рассмотрению в связи с основными измерениями, опубликованными в работе [3]. Однако появление в 1964 г. нового исследования селективности тепловых приемников [17], в котором представлены материалы, показывающие значительную селективность нескольких коммерческих образцов американских тепловых приемников радиации, заставило нас еще раз проанализировать вопрос о селективности используемой нами приемной аппаратуры.

С этой целью были исследованы результаты градуировок телескопического радиометра, проведенных с различными температурами градуировочного излучателя. Таким способом контролируется селективность всей системы, включающей как зеркала, так и приемник радиации с окном из KRS-5. Результатом этого исследования явился вывод о том, что искажения, которые могла внести селективность нашей аппаратуры в измерения интегральной функции пропускания при использованных температурах излучателя лежат в пределах ошибок измерений, указанных в работе [3].

3. Результаты измерений

Измерения проводились летом 1962 и 1963 гг. в Воейково под Ленинградом. Излучатели были установлены на расстоянии 59,7 м от телескопического радиометра. Абсолютная влажность воздуха изменялась в пределах от 8 до 12 мб, благодаря чему количество осаждаемой воды сохранялось в узком диапазоне 0,35÷0,55 мм.

Температура T_1 нагретого излучателя изменялась от серии к серии в пределах 27÷82°С, температура T_0 излучателя без нагрева следовала приблизительно за температурой воздуха и принимала значения от 6 до 14—18°С.

Всего в обработку вошло 36 серий измерений с радиационным экраном, а также 19 серий измерений с двумя излучателями. Осредненный результат каждой серии нанесен тем или иным значком на рис. 2 и 3.

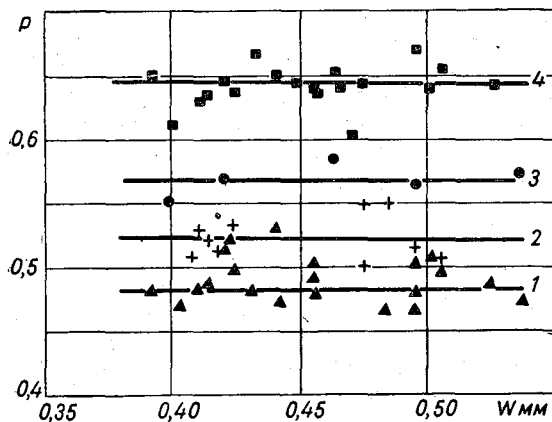


Рис. 2. Экспериментальные результаты.

1 — измерения с одним излучателем и радиационным экраном, $T_0=6\div 18^\circ\text{C}$; 2 — то же, $T_1=27\div 52^\circ\text{C}$; 3 — то же, $T_2=65\div 82^\circ\text{C}$; 4 — измерения с двумя излучателями с $T_0=6\div 18^\circ\text{C}$, $T_1=27\div 82^\circ\text{C}$.

Вопрос о точности измерений рассмотрен в работе [3].

На рис. 2 экспериментальные точки нанесены в координатах $(P, \bar{W})$.

Ниже $P=0,6$ расположились все точки, соответствующие измерениям с радиационным экраном при различных температурах T_1 излучателя. Эти точки разбиты на три группы по температуре T_1 : первая группа соответствует интервалу температур с центром около 10°C , вторая — с центром у 40°C и третья — с центром у 70°C .

По каждой из этих групп проведена ориентировочная прямая. Качественное рассмотрение этой части данных сразу показывает существенную зависимость P от T_1 .

Обращает на себя внимание расположение точек, представляющих измерения с двумя излучателями ($\tilde{P}_{0,1}$): все они разместились значительно выше, чем точки, полученные с радиационным экраном, причем они сгруппировались весьма плотно вокруг прямой 4, несмотря на то, что температура одного из излучателей T_1 изменялась в пределах от 30 до 80°C .

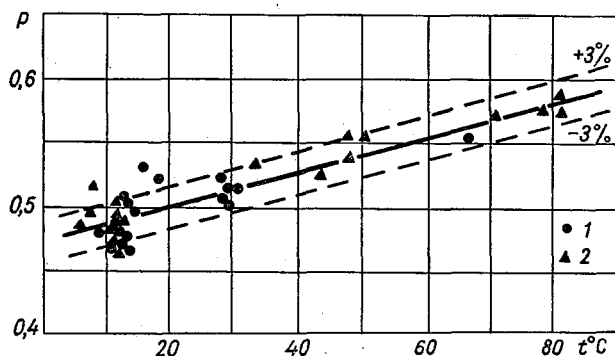


Рис. 3. Экспериментальная зависимость P ($t_{\text{изл}}$).
1 — данные 1962 г.; 2 — данные 1963 г.

На первый взгляд этот результат представляется странным, поскольку можно было бы предположить, что функция пропускания, полученная с двумя излучателями T_0 и T_1 , должна соответствовать каким-то промежуточным значениям между P_0 и P_1 . Ниже остановимся на этом важном вопросе.

На рис. 2 видно также, что в охваченном измерениями небольшом интервале $\bar{W}$ зависимость P от $\bar{W}$ мала. Это дает возможность перестроить график в координатах (P, T) , используя точки, относящиеся к измерениям с радиационным экраном, и отнести его к некоторому среднему значению $\bar{W} \approx 0,5$ мм.

Рисунок 3 дает интересующую нас зависимость интегральной функции пропускания от температуры черного излучения. Полученный здесь рост P с увеличением T в диапазоне температур $6 \div 82^\circ\text{C}$ хорошо аппроксимируется прямой линией, представляемой уравнением

$$P_1 = P_0 [1 + \beta(T_1 - T_0)], \quad (4)$$

причем для $\bar{W} \approx 0,5$ мм $\beta = 0,0028$ град. $^{-1}$. Погрешность величины β здесь не указывается, так как данные следует рассматривать, как предварительные. Однако, поскольку в пределы $\pm 3\%$ хорошо уложились экспериментальные точки, полученные как в 1962, так и в 1963 гг.

(в этот разброс входят также и небольшие изменения $\bar{W}$), можно считать, что погрешность $\beta = \frac{\partial P}{\partial T}$ вряд ли превышает $\pm 20\%$.

4. Обсуждение результатов

В связи с полученным здесь экспериментальным результатом, который в известной степени согласуется с расчетами исследуемой зависимости, рассмотренным и во введении, обратимся к вопросу о том, почему точки, соответствующие $\tilde{P}_{0,1}$, легли на рис. 3 выше, чем точки, полученные с радиационным экраном.

Как указано выше, измерения $\tilde{P}_{0,1}$, полученные с двумя излучателями, имеющими температуры T_0 и T_1 , обрабатывались по формуле (1), в которой не учитывается зависимость P от $T_{\text{изл}}$. Входящая в эту формулу величина $U_{\text{ртэ}}$ связана следующим соотношением с истинными значениями интегральной функции пропускания P_0 и P_1 для черных излучений с температурами T_0 и T_1 [14]:

$$U_{\text{ртэ}} = a'(T_0, r)(P_1 T_1^4 - P_0 T_0^4). \quad (5)$$

Из формул (1) и (4) получаем следующую связь¹ между величиной $\tilde{P}_{0,1}$, измеряемой методом двух излучателей, и истинными значениями P_0 и P_1 , полученными с радиационным экраном

$$\tilde{P}_{0,1} = \frac{P_1 T_1^4 - P_0 T_0^4}{T_1^4 - T_0^4}. \quad (6)$$

Если использовать далее эмпирическую зависимость (4), то получим выражение для $\tilde{P}_{0,1}$

$$\tilde{P}_{0,1} = P_0 \left[1 + \beta(T_1 - T_0) \frac{T_1^4}{T_1^4 - T_0^4} \right]. \quad (7)$$

Сравнение формулы (7) с формулой (4) показывает, что, действительно, $\tilde{P}_{0,1}$ больше как P_0 , так и P_1 , т. е. функция пропускания, измеренная с двумя излучателями, имеющими температуры T_0 и T_1 и обработанная по формуле (1) оказывается обязательно больше истинных значений P_0 и P_1 , полученных с помощью радиационного экрана в паре с каждым из излучателей в отдельности. Очевидно, что это расхождение тем больше, чем больше β , т. е. чем сильнее зависимость P от T .

Таким образом, можно сформулировать вывод, что допущение независимости P от T излучателя, которое необходимо для обработки измерений по методу двух излучателей, приводит к завышению² получаемых этим методом значений интегральной функции пропускания, которое оказывается значительным, если зависимость P от T существенна. Выражения (7) и (4) дают возможность производить количественную оценку этого завышения.

Необходимо также подчеркнуть, что указанная здесь систематическая ошибка свойственна также любому другому методу интегральных измерений пропускания (в том числе и с фильтрами), в которых применяются низкотемпературные излучатели, т. е. во всех случаях, когда собственное излучение исследуемой среды сравнимо с излучением, приходящим от источника. Во всех этих случаях приходится иметь дело с выражением типа (5), куда входят две интегральные функции пропу-

¹ Аналогичное выражение было получено Шнайдтом [7] при анализе эксперимента Фалькенберга [6] для оценки поправок к его данным.

² Из формулы (7) очевидно, что, если $\beta < 0$, то $\tilde{P}_{0,1}$ окажется соответственно заниженным.

скания P_0 и P_1 — одна для температуры среды, другая для температуры излучателя или для температур двух излучателей, как в нашем случае. Примером этому может являться метод, примененный Фалькенбергом, где использовался один излучатель, а «холодные» спаи термобатареи не являлись рабочими и были закрыты шторкой, имеющей температуру среды.

Только применение не излучающих и не отражающих радиационных экранов дает возможность получить точные значения интегральной функции пропускания и исследовать зависимость ее от температуры черного излучения. Однако такие измерения связаны со значительным усложнением эксперимента и очень трудоемки. Поэтому представляется целесообразным получение массового материала методом двух излучателей и проведение специальных измерений для исследования величины β для нескольких значений $\bar{W}$. На основе знания величин β следует затем ввести соответствующие поправки для приведения величин $\tilde{P}_{0,1}$ к определенной выбранной в качестве стандарта температуре, например 0°C . Кроме того, необходимо также дать удобный способ перехода к любым температурам черного излучения, нужным для конкретных расчетов потоков в атмосфере.

Для перехода от значений $\tilde{P}_{0,1}$ к функциям пропускания $P_{\text{ст}}$ для стандартной температуры черного излучения $T_{\text{ст}}$ легко получить следующее выражение:

$$P_{\text{ст}} = \tilde{P}_{0,1} \frac{1 + \beta(T_{\text{ст}} - T_0)}{1 + \beta(T_1 - T_0) \frac{T_1^4 - T_0^4}{T_1^4 - T_0^4}}. \quad (8)$$

Для ответа на вопрос, к какой все же температуре черного излучения следует относить величины $\tilde{P}_{0,1}$, удобно ввести чисто иллюстративное понятие «эквивалентной температуры» $T_{\text{экв}}$, при которой точная функция пропускания $P(T_{\text{экв}})$ равна величине $\tilde{P}_{0,1}$, полученной с двумя излучателями при температурах T_0 и T_1 . При этом условно экстраполируем линейную зависимость (4) на более высокие температуры. Тогда, используя выражения (4) и (7) имеем

$$P(T_{\text{экв}}) = P_0 [1 + \beta(T_{\text{экв}} - T_0)] = \tilde{P}_{0,1} = P_0 \left[1 + \beta(T_1 - T_0) \frac{T_1^4 - T_0^4}{T_1^4 - T_0^4} \right],$$

откуда

$$T_{\text{экв}} = T_0 + (T_1 - T_0) \frac{T_1^4 - T_0^4}{T_1^4 - T_0^4}. \quad (9)$$

В качестве примера возьмем два случая: 1) $T_0 = 10^\circ$, $T_1 = 30^\circ$, $T_{\text{экв}} = 93,3^\circ$; 2) $T_0 = 10^\circ$, $T_1 = 80^\circ$, $T_{\text{экв}} = 129,0^\circ$.

Таким образом, если экстраполировать линейную зависимость, то эквивалентные температуры оказываются весьма высокими. Значения $T_{\text{экв}}$, как видно из выражения (9), не зависят от β , однако величина завышения $\tilde{P}_{0,1}$ над P_1 определяется именно значением β и равна

$$\tilde{P}_{0,1} - P_1 = \beta(T_{\text{экв}} - T_1). \quad (10)$$

Из приведенного примера видно также, что приращение $T_{\text{экв}}$ меньше, чем фактической температуры T_1 нагретого излучателя. Этим объясняется сравнительно плотное расположение точек, соответствующих $\tilde{P}_{0,1}$ на рис. 2, а также вывод Фалькенберга о слабой зависимости P от T .

Работа по уточнению значений β для различных W в настоящее время продолжается, и после ее окончания будут опубликованы соответствующие поправки к данным, представленным в работе [3].

В измерениях и обработке данных, приведенных в настоящей работе, принимали участие ст. техники Э. С. Кокко и В. С. Огурьев, которым авторы выражают свою признательность.

ЛИТЕРАТУРА

1. Elsasser W. M. Heat transfer by infrared radiation in the atmosphere. Harvard, 1942.
2. Кондратьев К. Я. Лучистый теплообмен в атмосфере. Гидрометеиздат, Л., 1956.
3. Броунштейн А. М., Казакова К. В. Экспериментальное исследование интегральной функции пропускания. III. Результаты измерения при средних влажностях. Актинометрия и оптика атмосферы. Труды 5-го Межведомственного совещания по актинометрии и оптике атмосферы, июнь 1963 г. Изд. «Наука», М., 1964.
4. Ångström K. Ann. der Physik, 39, 267, 1890.
5. Fowle F. E. Water vapor transparency to low temperature radiation. Smith. Misc. Coll. 68, Nr 8, 1917.
6. Falckenberg G. Experimentelles zur Absorption dünner Luftschichten für infrarote Strahlung. Met. Zeitschr. 53, 172, 1936.
7. Schnaidt F. Zur Absorption infraroter Strahlung in dünner Luftschichten. Met. Zeitschr. 54, H. 7, 234, 1937.
8. Hettner G. Über das ultrarote Absorptionsspektrum des Wasserdampfes. Ann. der Physik, 55, s. 476, 1918.
9. Albrecht F. Das quantentheoretisch gegebene Wasserdampfspektrum und seine Bedeutung für die Untersuchungen über den Wärmeumsatz strahlender Luftschichten. Meteor. Zeitschr. 48, 476, 1931.
10. Зуев В. Е. О роли температуры источника при исследованиях интегральной функции поглощения длинноволновой радиации в приземном слое атмосферы. Изв. ВУЗ'ов, Физика, № 6, 1962.
11. Зуев В. Е. Расчет интегральных функций поглощения длинноволновой радиации в атмосфере. Труды Всесоюз. науч. метеорол. совещ., т. VI, секция актинометрии и атмосферной оптики. Гидрометеиздат, Л., 1963.
12. Нийлиск Х. Ю. О зависимости функции пропускания атмосферы от температуры. Исследования по физике атмосферы, № 4. АН ЭССР, Тарту, 1963.
13. Броунштейн А. М. Экспериментальное исследование интегральной функции пропускания. I. Постановка задачи и основы метода измерений. Труды Всесоюз. науч. метеорол. совещ., т. VI, Актинометрия и атмосферная оптика. Гидрометеиздат, Л., 1963.
14. Броунштейн А. М. Экспериментальное исследование интегральной функции пропускания. II. Телескопический радиометр. Труды Всесоюз. науч. метеорол. совещ., т. VI. Гидрометеиздат, Л., 1963.
15. Броунштейн А. М. Черный излучатель с большим отверстием. Труды ГГО, вып. 100, 1960.
16. Brooks F. A. Observations of atmospheric radiation. Papers in Phys. Oc. and Met, vol. VIII, N 2, 1941.
17. Eisenman W. L., Bates R. L. Improved black radiation detector. IOSA, 54, N 10, 1280, 1964.

К ВОПРОСУ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОБЩЕГО СОДЕРЖАНИЯ ОЗОНА В СТРУЙНЫХ ТЕЧЕНИЯХ

В статье рассмотрены особенности распределения общего содержания озона в струйных течениях, имеющих широтное и меридиональное направления. Установлено, что в зависимости от ориентировки струйных течений горизонтальный градиент общего содержания озона в них имеет различное значение, но в обоих случаях он в 4—6 раз больше соответствующего «нормального» (широтного или долготного) градиента. Приводятся новые статистические данные о распределении общего содержания озона в области струйных течений и дается их анализ.

Увеличение числа озонOMETрических станций и усовершенствование методики измерений позволило перейти от установления локальных статистических связей общего содержания и вертикального распределения озона с некоторыми параметрами атмосферы (температурой, давлением, ветром) к исследованию связей с синоптическими объектами, а затем и с макроциркуляционными процессами в планетарном масштабе. Последнему направлению посвящен ряд работ по исследованию особенностей распределения озона в области струйных течений, выполненных в ГГО им. А. И. Воейкова под руководством Г. П. Гущина [2—6].

В результате обработки данных наземных озонOMETрических станций и самолетных измерений было установлено, что в зонах струйных течений горизонтальный градиент общего содержания озона значительно выше среднего значения. Большой интерес представляют опубликованные в работах [4, 5] профили общего содержания озона, построенные по нормали к оси струйного течения по данным измерений с самолета. Эти исследования показали, что в целом в зоне струйного течения общее содержание озона повышено. Максимум общего содержания озона наблюдается на циклонической периферии струйного течения; на антициклонической периферии струйного течения общее содержание озона или несколько ниже или близко к норме.

Качественно аналогичный результат был получен Г. П. Гушиным и И. А. Шатуновым [4, 6] в результате обработки данных наблюдений 37 озонOMETрических станций за 1958 г. Однако по самолетным наблюдениям горизонтальный градиент общего содержания озона в струйных течениях в 6—7 раз больше среднего меридионального градиента, а по данным наземных станций в 2—3 раза. Такие различия связаны с тем, что расстояние между озонOMETрическими станциями, как правило, значительно превышает характерные размеры струйных течений, в результате чего при статистической обработке материалов средние значения

горизонтальных градиентов общего содержания озона сильно сглаживаются.

В отличие от ранее выполненных работ, где особенности распределения озона рассматривались независимо от ориентировки струйных течений, нами на материалах 1961—1962 гг., опубликованных в работе [4], и данных озонметрических станций Канады за 1961—1963 гг. изучалось распределение общего содержания озона в струйных течениях, имеющих широтное и меридиональное направления.

При обработке материалов была принята методика, предложенная в работах [4, 6]. С целью получения сравнимых результатов каких-либо изменений в нее не вводилось. Положение осей струйных течений определялось по картам АТ₃₀₀. Затем определялось расстояние от оси струйного течения до пункта, производившего озонметрическое наблюдение,

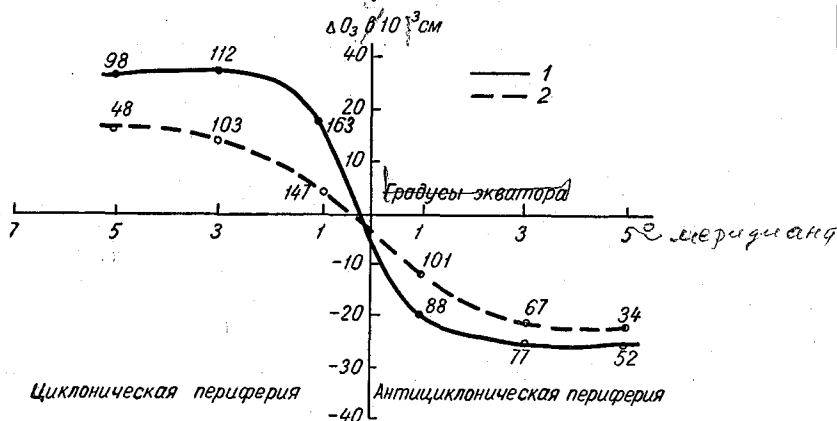


Рис. 1. Распределение отклонений общего содержания озона от нормы относительно оси струйного течения для широтных (1) и меридиональных (2) струйных течений. Цифрами показано число случаев.

и вычислялось отклонение общего содержания озона от среднемесячной нормы (с целью исключения широтного, сезонного и континентального эффектов). В дальнейшем полученные результаты группировались в зависимости от удаления озонметрических пунктов от оси струйного течения, вычислялись средние значения и строились профили распределений отклонений общего содержания озона от нормы в зоне струйных течений (рис. 1). Распределение для зональных струйных течений получено по данным озонметрических станций СССР и Канады за 1961—1962 гг., а для меридиональных — по данным канадских станций за 1961—1963 гг.

На рис. 1 хорошо видно влияние струйного течения, проявляющееся в увеличении градиента общего содержания озона в зоне струи ($\pm 3^\circ$ экватора) по сравнению с более удаленными районами. В случае широтной ориентировки струйных течений горизонтальный градиент общего содержания озона в пределах струйного течения в среднем около $9,0 \cdot 10^{-3}$ см О₃/град. экватора, что в 4—6 раз больше нормального меридионального градиента озона в умеренных широтах (45° — 60° с. ш.).

Очевидно, что аналогичное сопоставление градиентов общего содержания озона в меридиональных струйных течениях следует проводить со средними градиентами озона в широтном направлении, отражающими наличие континентального эффекта. Континентальный эффект для

канадских станций проявляется в том, что общее содержание озона в среднем возрастает с запада на восток, причем среднее значение горизонтального градиента вдоль круга широты около $1,0 \cdot 10^{-3}$ см O_3 /град. экватора. Как видно на рис. 1, средний градиент в зоне меридиональных струйных течений составляет в среднем $5,5 \cdot 10^{-3}$ см O_3 /град. экватора.

Таким образом, соотношение между «нормальным» градиентом общего содержания озона и его градиентом в струйном течении практически не зависят от его ориентировки.

Последние исследования, проведенные в МГУ им. М. В. Ломоносова под руководством А. Х. Хргиана (например, [1, 7]), показали, что наиболее существенные изменения общего содержания озона наблюдаются при упорядоченных вертикальных движениях и развитой меридиональной циркуляции. Развитая система вертикальных движений в струйных течениях, надо полагать, является одной из основных причин обострения контрастов общего содержания озона в их области. Вместе с тем тот факт, что по величине горизонтальный градиент общего содержания озона, обусловленный наличием зональных струйных течений, примерно в 1,7 раза больше, чем градиент связанный с меридиональными струями, свидетельствует о влиянии и других причин. Разумным, на наш взгляд, является предположение, что увеличение горизонтальных градиентов общего содержания озона связано также с эффектами конвергенции воздушных масс в струйных течениях. Поскольку меридиональный горизонтальный градиент содержания озона значительно больше широтного горизонтального градиента, связанного с континентальным эффектом, то за счет конвергенции в зональных струйных течениях увеличение градиентов общего содержания озона будет более значительным.

В среднем общее содержание озона выше нормы на циклонической периферии струйного течения и меньше нормы на антициклонической. В табл. 1 приведены некоторые данные, позволяющие судить насколько часто выполняется эта закономерность при рассмотрении конкретных случаев.

Таблица 1

	Расстояние от оси струи (в град. экватора) на перифериях					
	циклонической			антициклонической		
	5	3	1	1	3	5

Зональные струи

Число наблюдений	98	112	163	81	88	77
Число случаев с содержанием озона меньше нормы (в числителе %)	$\frac{13}{13,2}$	$\frac{14}{12,5}$	$\frac{25}{15,3}$	$\frac{68}{83,9}$	$\frac{77}{87,5}$	$\frac{67}{87,0}$

Меридиональные струи

Число наблюдений	48	103	147	101	67	34
Число случаев с содержанием озона меньше нормы (в числителе %)	$\frac{7}{14,6}$	$\frac{14}{13,6}$	$\frac{18}{12,4}$	$\frac{86}{86,8}$	$\frac{56}{85,0}$	$\frac{29}{85,5}$

Данные табл. 1 позволяют сделать вывод, что в большинстве случаев на циклонической периферии струйного течения содержание озона выше нормы, а на антициклонической — ниже нормы, хотя примерно в 15% наблюдений на циклонической периферии содержание озона было, наоборот, меньше нормы, а на антициклонической — больше. Однако анализ распределения общего содержания озона для нескольких таких аномальных случаев показал, что его горизонтальный градиент в струйном течении все же направлен от циклонической периферии к антициклонической и превышает «нормальный» горизонтальный градиент содержания озона. Другими словами, если на циклонической периферии струйного течения общее содержание озона аномально ниже нормы, то на антициклонической периферии оно еще более низкое. Этот вывод носит несколько предварительный характер, так как анализу удалось подвергнуть небольшое число случаев.

В заключение заметим, что развитие спутниковой метеорологии, теории и техники спектральных измерений в недалеком будущем возможно позволит получать озонметрические данные для всего земного шара с большой частотой и высокой точностью. В этом случае диагноз положения струйных течений будет сводиться к определению зон максимальных контрастов общего содержания озона при машинной обработке информации, поступающей с метеорологических ИСЗ. Поэтому исследования связей особенности распределения озона со струйными течениями как и с другими макроциркуляционными и синоптическими процессами, а также метеозементами уже сейчас приобретает еще большее практическое значение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Березин В. М., Шафрин Ю. А. О расчете вертикального распределения атмосферного озона. Геомагнетизм и аэрономия, т. IV, № 1, 1964.
2. Гущин Г. П. Предварительные результаты измерений общего содержания атмосферного озона во время МГГ в СССР. Тр. ГГО, вып. 105, 1960.
3. Гущин Г. П. Закономерность горизонтального распределения и колебаний во времени содержания атмосферного озона. Сб. статей «Атмосферный озон», МГУ, 1961.
4. Гущин Г. П. Озон и аэросиноптические условия в атмосфере. Гидрометеониздат, Л., 1964.
5. Гущин Г. П., Романова Р. Г., Ромашкина К. И. Измерение общего содержания атмосферного озона во время горизонтальных полетов. Тр. ГГО, вып. 105, 1961.
6. Гущин Г. П., Шатунов И. А. Атмосферный озон и струйные течения. Тр. ГГО, вып. 154, 1964.
7. Хргиан А. Х., Бекаряков В. И., Березин В. М., Шафрин Ю. А. Проблемы циркуляции озона в земной атмосфере. Доклад на научной конференции по проблеме: «Общая циркуляция атмосферы Земли и планет», АН СССР, М., 1964.

Г. П. ГУЩИН

МЕЖДУНАРОДНОЕ СРАВНЕНИЕ ОЗОНОМЕТРИЧЕСКИХ ПРИБОРОВ СССР И ГДР В ТАШКЕНТЕ

Приводятся результаты сравнений озонометрических приборов СССР и ГДР, произведенных 13—20 декабря 1963 г. в Ташкенте.

Впервые систематические сетевые наблюдения за общим содержанием озона в СССР начались в 1957 г. Тогда работало 6 озонных станций, большинство из которых принадлежало Гидрометслужбе.

В настоящее время в СССР работает 28, а за границей около 60 озонных станций [3]. Кроме того, в ближайшие 1—2 года в СССР будут открыты еще 7 озонных станций.

Значительный рост озонометрической сети в СССР, стремление к повышению качества наблюдений привели к необходимости сравнений озонометрических приборов СССР и других стран. Этому в значительной мере способствовала также обширная программа наблюдений за озоном, намеченная в период Международного года спокойного Солнца (1964—1965 г.).

✓ За границей сейчас широко распространен озонный спектрофотометр Добсона [5]. С помощью этого прибора ведутся наблюдения за озоном в Англии, США, Японии, Италии, Канаде, Австралии и многих других странах.

В СССР на всех станциях для наблюдений за озоном используется фильтровой озонометр М-83 [2], изготавливаемый в настоящее время рижским опытным заводом гидрометприборов. Этот озонометр (иногда его называют универсальный озонометр) позволяет измерять общее содержание озона по прямому свету Солнца или Луны, а также по рассеянному свету ясного или облачного зенита в дневное время [1].

Принцип действия озонометра основывается на измерении ослабления прямой или рассеянной радиации Солнца (или Луны) в двух узких участках спектра, из которых один расположен в полосе поглощения озона, а другой вне или на краю этой полосы. По интенсивности ультрафиолетового света, дошедшего до прибора, судят о количестве озона в вертикальном столбе атмосферы сечением 1 см^2 .

Подлежащий измерению световой поток, пройдя входную и выходную диафрагмы озонометра, попадает на светофильтр, а затем на фотоэлемент Ф-4 или фотоумножитель ФЭУ-18 (при измерениях по зениту неба и луне).

В приборе для озонометрической цели используются два светофильтра (третий светофильтр предназначен для исследования аэрозоля).

Максимум спектральной чувствительности озонметра в области первого светофильтра приходится на длину волны 3140 Å, в области второго светофильтра — на длину волны 3690 Å; ширина полос пропускания (на половине высоты) соответственно равна 210 и 220 Å.

По иному устроен спектрофотометр Добсона. В качестве диспергирующей системы в нем применяется двойной кварцевый монохроматор. Естественно, что сравнение таких разнотипных озонных приборов и привязка их друг к другу совершенно необходима для получения однородных данных в глобальном масштабе.

В СССР регулярная привязка всех озонметров к спектрофотометру Добсона осуществляется с 1957 г. с помощью единственного спектрофотометра такого типа, находящегося в Главной геофизической обсерватории [1]. Однако спектрофотометр Добсона, находящийся в СССР, ни разу в течение последних 25 лет не был сравнен с аналогичными спектрофотометрами за рубежом или с эталонным спектрофотометром Добсона, находящемся в Оксфорде (Англия).

Вследствие этого в Главной геофизической обсерватории 2—3 раза в течение каждого года производится абсолютная градуировка имеющегося там спектрофотометра Добсона. Следует, однако, заметить, что методика этой градуировки несколько отличается от методики, применяемой за границей. Отчасти это объясняется тем, что за границей сейчас используются модернизированные спектрофотометры Добсона, позволяющие вести наблюдения за озоном на разных одинарных или двойных парах длин волн.

В СССР в 1959 г. было впервые организовано сравнение различных озонметрических приборов, принадлежащих различным учреждениям и ведомствам Советского Союза [4].

В результате этих сравнений было выяснено, что среднее расхождение между показаниями спектрофотометра Добсона и универсального озонметра не превышает 8,5%. Отклонения показаний других озонметрических приборов, участвовавших в сравнении, от показаний спектрофотометра Добсона были больше, чем у универсального озонметра.

13—20 декабря 1963 г. в г. Ташкенте по решению директоров Метеослужб социалистических стран были произведены международные сравнения актинометрических и озонметрических приборов. На эти сравнения прибыли рабочие озонметрические приборы только двух стран СССР и ГДР. От СССР в сравнениях участвовали озонметр № 10 Ашхабадской гидрометеорологической обсерватории и озонметр № 11 Омской гидрометеорологической обсерватории. От Германской Демократической Республики в сравнениях участвовал спектрофотометр Добсона № 71 Потсдамской обсерватории. Озонметры № 10 и 11 были привязаны к спектрофотометру Добсона, находящемуся в ГГО, в мае 1963 г. Спектрофотометр Добсона № 71 был привязан к спектрофотометру Добсона, находящемуся в Арозе (Швейцария).

Сравнения озонметрических приборов происходили на метеорологической площадке Среднеазиатского научно-исследовательского гидрометеорологического института, расположенной на высоте 478 м над уровнем моря.

В сравнениях участвовали от СССР Н. Н. Валькова и Л. А. Говорушкин, от ГДР доктор К. Х. Грасник, в обсуждении результатов принимал участие автор настоящей статьи.

За день до начала сравнений была произведена поверка озонметрических приборов с целью определения устойчивости их основных оптиче-

ских и электрических характеристик, установленных во время привязки их к промежуточным эталонным приборам в Ленинграде и Арозе.

С помощью искусственного источника света, а именно, контрольной лампы придаваемой к озонметру, или стандартной лампы, придаваемой к спектрофотометру Добсона, проверялась величина отношения световых потоков в двух участках спектра, используемых при измерении озона. Оказалось, что все три прибора достаточно хорошо сохранили контрольные величины отношений. Для озонметров № 10 и 11 отклонения величины этих отношений не превышали 2%.

Сравнения озонметрических приборов производились путем параллельных измерений общего содержания озона по прямому солнечному свету. Приборы располагались на расстоянии не более 5 м друг от друга. Угловая высота солнца определялась по теодолиту ШТ. Отсчеты по разным приборам производились в основном синхронно с максимальным разбросом не более 5 мин. Для сравнений использовались данные, полученные при ясном небе и при отсутствии заметной дымки.

Обработка результатов наблюдений и расчеты озона производились обычным образом. Изложение этой методики для различных озонметрических приборов приводится в монографии [1].

В результате сравнений был составлен протокол, подписанный всеми участниками сравнений. Как видно из протокола, всего было сделано 111 синхронных отсчетов озона. По спектрофотометру Добсона № 71 измерения производились одновременно на парах длин волн A (3055 Å и 3254 Å), C (3114,5 Å и 3324 Å), D (3176 Å и 3398 Å) и двойной паре AD . Ввиду этого количество отсчетов по каждой паре было меньше, чем было сделано на каждом озонметре. Учитывая, что озонметры № 10 и 11 были привязаны к спектрофотометру Добсона по длинам волн C , в качестве основной при сравнениях приборов была выбрана эта пара длин волн.

Основные средние результаты сравнений озонметрических приборов приведены в табл. 1. Из данных табл. 1 следует, что озонметры № 10 и 11 показали за время сравнений в среднем несколько меньшие значения озона, чем спектрофотометр Добсона № 71. Учитывая, что погрешность спектрофотометра Добсона для одинарной пары длин волн C равна 3% [1], а погрешность озонметра равна 5—10% [1] (величина погрешности зависит от состояния аэрозольного слоя атмосферы) и учитывая также, что сравнивались не эталонные, а рабочие приборы, следует считать, что расхождения в показаниях различных приборов невелики (это обстоятельство и было отмечено в протоколе сравнений). Если исходить из предположения, что спектрофотометр Добсона № 71 был привязан к промежуточному эталонному прибору в Арозе достаточно хорошо, что параметры этой привязки не изменились во время транспортировки прибора и что было достаточно корректно учтено изменение высоты места наблюдений (высота Арозы над уровнем моря около 1600 м), то на основании данных табл. 1 можно заключить, что показания озонметров несколько занижены по сравнению с заграничным промежуточным эталоном. Однако этот вывод может быть строгим только в случае сравнения самих эталонных приборов.

Следует также заметить, что вследствие погодных условий и ограниченности периода сравнений количество синхронных отсчетов по различным приборам было сравнительно невелико. Для уверенного суждения о качестве работы различных озонметрических приборов необходимо, по нашему мнению, проведение сравнения с более продолжительным сроком.

В табл. 2 приводятся абсолютные значения отклонений общего содержания озона, полученные во время сравнений как для озонметров № 10 и 11 (друг от друга), так и для пар длин волн *C* и *AD* спектрофотометра Добсона. Максимальные отклонения оказались больше для спектрофотометра Добсона, а средние отклонения были примерно в 1,5 раза больше для озонметров.

Таблица 1

Средние за все время сравнений данные общего содержания озона (10^{-3} см Оз, первая строка) и отклонения этих значений от значения по спектрофотометру Добсона № 71 для длин волн *C* (% , вторая строка)

Озонметры		Спектрофотометр Добсона № 71			
№ 10	№ 11	<i>A</i>	<i>D</i>	<i>AD</i>	<i>C</i>
314 -4,0	302 -7,6	332 +1,5	318 -2,8	335 +2,4	327 0,0

Таблица 2

Отклонение значений общего содержания озона по различным приборам во время сравнения (%)

Отклонение	Озонометры № 10 и 11	Спектрофотометр Добсона для длин волн <i>C</i> и <i>AD</i>
Максимальное	12,9	19,7
Среднее . . .	3,8	2,4

Для характеристики качества работы различных озонметрических приборов в одинаковых условиях были вычислены средние квадратичные ошибки одного наблюдения. При этом период наблюдений разбивался на интервалы не больше 2 час. Предполагалось, что в течение 2 час. существенных изменений общего содержания озона не происходило. Это предположение проверялось по полученным данным и оказалось верным в период сравнений.

Результаты расчетов средней квадратичной ошибки (или стандартной ошибки) σ приведены в табл. 3. В каждой строке табл. 3 даны величины средней относительной ошибки δ за весь период сравнений.

Как видно из данных табл. 3, среднее значение δ для длин волн *C* спектрофотометра Добсона равно 2,2%, для озонметра № 10—4,5%, для озонметра № 11 — 4,9%.

Указанные значения хорошо совпадают с теоретическими значениями ошибок озонметрических приборов, вычисленных в монографии [1]. Как указано в монографии [1], при хорошей прозрачности атмосферы ошибка одного измерения по спектрофотометру Добсона для пары длин волн *C* равна 3%, а по универсальному озонметру — 5%.

Для характеристики тесноты связи между показаниями различных озонметрических приборов были вычислены коэффициенты корреляции между данными наблюдений за весь период сравнений (табл. 4). Как видно из данных табл. 4, связь между синхронными отсчетами озонметров № 10 и 11 оказалась очень тесной с коэффициентами корреляции $r=0,86$ и погрешностью $\sigma_r=\pm 0,01$. Еще теснее связь обнаружилась между синхронными отсчетами озонметра № 11 и спектрофотометра Добсона № 71 на длинах волн *C* ($r=0,91$). Удовлетворительная связь наблюдалась между синхронными отсчетами озонметра № 10 и спектрофотометра Добсона на длинах волн *C* ($r=0,61$). Неожиданно очень слабая связь (точнее отсутствие связи) обнаружилась между отсчетами на длинах волн *AD* и *C* ($r=0,01$) и *AD* и *D* ($r=-0,04$)

спектрофотометра № 71. Последнее обстоятельство пока трудно объяснить без дополнительных исследований.

Таблица 3

Среднее арифметическое значение общего содержания озона $X_{\text{ср}}$; число случаев наблюдений n ; средняя квадратичная ошибка одного наблюдения σ см O_3 ; относительная величина ошибки δ , %

Дата и время	Элемент сравнения	Озонометр № 10	Озонометр № 11	Спектрофотометр Добсона для волны			
				AD	C	D	A
13/XII 1963	$X_{\text{ср}}$	0,345	0,327	0,352	0,331	0,315	0,343
10 ч. 57 м.—	n	26	27	6	6	6	6
12 ч. 22 м.	σ	$\pm 0,012$	$\pm 0,016$	$\pm 0,009$	$\pm 0,009$	$\pm 0,011$	$\pm 0,006$
	δ	3,5	4,9	2,5	27	3,5	1,7
18/XII 1963	$X_{\text{ср}}$	0,319	0,307	0,312	0,344	0,346	0,325
7 ч. 58 м.—	n	12	12	4	4	4	4
8 ч. 32 м.	σ	$\pm 0,015$	$\pm 0,019$	$\pm 0,011$	$\pm 0,015$	$\pm 0,005$	$\pm 0,011$
	δ	4,7	5,4	3,5	4,3	1,4	3,4
18/XII 1963	$X_{\text{ср}}$	0,294	0,283	0,340	0,335	0,332	0,337
10 ч. 39 м.—	n	50	50	11	11	11	11
12 ч. 22 м.	σ	$\pm 0,019$	$\pm 0,016$	$\pm 0,004$	$\pm 0,003$	$\pm 0,010$	$\pm 0,004$
	δ	6,5	5,6	1,2	0,9	3,0	1,2
19/XII 1963	$X_{\text{ср}}$	0,273	0,261	0,330	0,305	0,281	0,322
8 ч. 28 м.—	n	13	13	9	9	9	9
9 ч. 52 м.	σ	$\pm 0,009$	$\pm 0,010$	$\pm 0,004$	$\pm 0,003$	$\pm 0,006$	$\pm 0,002$
	δ	3,3	3,8	1,2	1,0	2,1	0,6
Среднее значение δ %		4,5	4,9	2,1	2,2	2,5	1,7

Таблица 4

Коэффициенты корреляции между данными наблюдений по разным приборам или по разным длинам волн спектрофотометра Добсона

Используемые приборы и пары длин волн . . .

№ 10, № 11, AD C, AD D, AD A, C D, C A, № 10 C, № 11 C, № 10 AD, № 11 AD

Число случаев парных наблюдений n . . .

92 29 33 33 33 28 31 32 33 33

Коэффициент корреляции r . . .

0,86 0,01 —0,04 0,62 0,88 0,41 0,61 0,91 0,69 0,25

Погрешность коэффициента корреляции σ_r . . .

$\pm 0,01$ $\pm 0,18$ $\pm 0,17$ $\pm 0,11$ $\pm 0,03$ $\pm 0,16$ $\pm 0,12$ $\pm 0,03$ $\pm 0,09$ $\pm 0,16$

Рассматривая в целом результаты первых международных сравнений озонометрических приборов СССР и ГДР, следует, по нашему мнению, заключить, что данные по общему содержанию озона, получаемые в настоящее время в СССР и за границей, сравнимы между собой (такое же заключение было сделано в протоколе сравнений). Однако сравнения в Ташкенте, как видно из текста настоящей статьи, не разрешили всех вопросов унификации наблюдений за озоном в глобальном

масштабе. В частности, для этого необходимо проведение сравнения эталонных озонметрических приборов, находящихся в СССР (Ленинград) и в Англии (Оксфорд).

ЛИТЕРАТУРА

1. Гу щ и н Г. П. Исследование атмосферного озона. Гидрометеиздат, Л., 1963.
2. Гу щ и н Г. П. Озонометр. Авторское свидетельство СССР № 160877 от 14 июня 1962 г. Бюллетень изобретений и товарных знаков, № 5, 1964.
3. Гу щ и н Г. П. Озон и аэросиноптические условия в атмосфере. Гидрометеиздат, Л., 1964.
4. З на мен с к и й А. А. Результаты сравнения различных озонметрических приборов, проведенного в Главной геофизической обсерватории им. А. И. Воейкова. Атмосферный озон. Результаты работ МГГ в СССР. Под ред. проф. А. Х. Х р г и а н а. Изд-во МГУ, 1961.
5. Dobson G. M. B. Observers Handbook for ozone spectrophotometer. Annals of the IGY, vol V, Pergamon Press, 1957.

ИЗМЕНЧИВОСТЬ ПРОЗРАЧНОСТИ АТМОСФЕРЫ ПРИ ОБРАЗОВАНИИ И РАССЕЯНИИ ТУМАНА

Статья содержит результаты изучения изменчивости прозрачности при образовании и рассеянии естественных туманов, наблюдавшихся в Воейково за период с 1956 по 1962 г. Построены структурные функции образования и рассеяния тумана.

Если метеорологическая дальность видимости при отсутствии осадков снижается до 1 км и ниже, то такое состояние атмосферы принято называть туманом. Такое определение для наблюдателей было введено в 1940 г., в связи с чем все данные о числе дней с туманом можно считать достоверными лишь с этого момента времени.

Изучение самого явления тумана, его образования, продолжительности существования, повторяемости по сезонам, вероятности появления в различные часы суток, имеет большое практическое значение.

Не менее важно изучение физических процессов, приводящих к образованию и рассеянию тумана, а также самого развития этого процесса. По-видимому, удобной количественной характеристикой процесса туманообразования и туманорассеяния, может служить изменчивость прозрачности в течение всего времени, связанного с переходом от хорошей прозрачности к устойчивому туману. Действительно, прозрачность атмосферы связана с интенсивностью образования новой фазы, мелких или крупных капель, рассеивающие свойства которых и создают более или менее благоприятные условия для прохождения света.

В качестве характеристики изменчивости была выбрана временная структурная функция [1], представляющая собой средний квадрат разности значений видимости, измеренных через некоторый промежуток времени. Причем желательно было выбрать этот промежуток времени возможно меньшим

$$b_s(\tau) = \overline{[b_s(\tau + t) - b_s(\tau)]^2},$$

где $b_s(\tau)$ — временная структурная функция метеорологической дальности видимости, τ — интервал времени между наблюдениями, t — начальный момент отсчета.

Наименьший промежуток времени, через который оказалось возможным получить значения прозрачности атмосферы, составил 6 мин.

Исходным материалом для данной работы послужили записи в Воейково в течение нескольких лет регистратора прозрачности М-37.

Исследовались все туманы, независимо от их происхождения, наблюдавшиеся за период с декабря 1956 г. по апрель 1962 г.

Все туманы по характеру их образования и рассеяния отчетливо разделяются на две группы: 1) быстро образующиеся туманы и быстро рассеивающиеся туманы и 2) медленно образующиеся и медленно рассеивающиеся туманы. Причем быстро образовавшийся туман не всегда быстро рассеивается.

В настоящей работе отдельно исследовались лишь процессы образования и рассеяния, независимо от того, относятся они к одному и тому же туману или к разным. Началом образования или началом рассеяния тумана считался момент времени, начиная с которого наблюдалось систематическое улучшение (или

уменьшение) прозрачности. За конец исследуемого периода был принят момент достижения границы тумана (дальность видимости меньше 1 км).

При изучении рассеяния тумана отсчеты снимались с того момента, когда была пересечена первый раз граница тумана. Изменение видимости во время тумана служило предметом отдельного изучения [2] и в настоящей работе не рассматривается.

Поскольку прибор дает значения метеорологической дальности видимости в интервале 10 км, то изменения прозрачности за пределами этого интервала не рассматривались.

Начальным моментом отсчета при образовании тумана были различные по абсолютной величине значения дальности видимости, так как наряду с туманами, образующимися быстро, после условий высокой прозрачности, были изучены и те туманы, которые образовались на фоне длительно существовавшей дымки. Основным критерием при выборе начального отсчета служила, как было указано выше, устойчивая направленность процесса.

Структурные функции были рас-

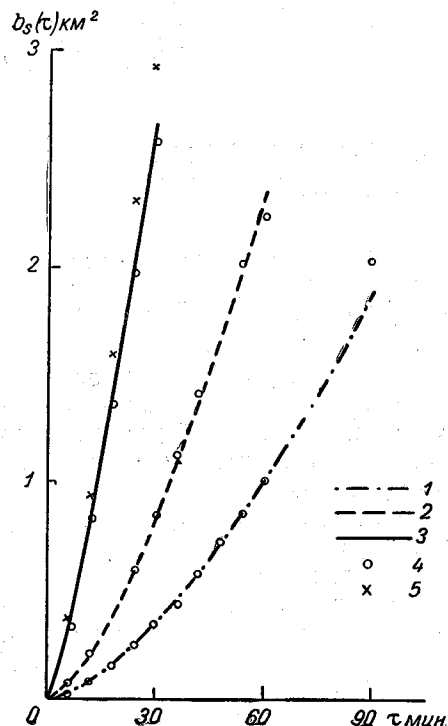


Рис. 1. Временные структурные функции поля прозрачности при образовании и рассеянии тумана.

1 — медленное образование тумана, 2 — медленное рассеяние тумана, 3 — быстрое образование и рассеяние тумана, 4 — образование, 5 — рассеяние.

считаны отдельно для каждого случая тумана, затем было проведено осреднение по всему набору реализаций.

Результаты работы удобно представить графически, что сделано на рис. 1. На рисунке показано, как изменяется средний квадрат разности отсчетов видимости в два момента времени, если промежуток времени между измерениями увеличивается.

На оси абсцисс отложено время τ в минутах, на оси ординат — структурные функции $b_s(\tau)$. Точки вполне удовлетворительно укладываются на кривые. Первые две кривые показывают изменчивость прозрачности при медленном образовании и медленном рассеянии тумана соответственно. Как видно на рисунке, при образовании тумана изменение видимости происходит более постепенно, чем при рассеянии. Кривая, характеризующая рост структурных функций при образовании тумана, рас-

положена значительно ниже кривой 2, характеризующей увеличение структурных функций при рассеянии тумана.

Вместе с тем, если мы имеем дело с процессом быстрого образования и быстрого рассеяния тумана, то оказывается, что и образование и рассеяние тумана подчиняется одной и той же закономерности. При увеличении интервала времени между наблюдениями, происходит быстрый рост структурных функций.

На рис. 1 этому случаю соответствует кривая 3, причем точками отмечены случаи рассеяния тумана, крестиками нанесены структурные функции образования тумана.

Если данные расчетов нанести в логарифмических координатах, то кривые хорошо выравниваются. На рис. 1 видно, что все три кривые, несмотря на различие в их местоположении, сходны по форме и все они могут быть выражены аналитической зависимостью вида

$$b_s(\tau) = a\tau^\alpha,$$

где $b_s(\tau)$ — структурная функция образования и рассеяния тумана, τ — промежуток времени между наблюдениями, a и α — параметры, определяемые отдельно для каждой кривой.

Для удобства они сведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

Параметры	Образование тумана		Рассеяние тумана	
	медлен-ное	быстрое	медлен-ное	быстрое
a	0,028	0,355	0,077	0,355
α	1,525	1,258	1,487	1,258
σ^2	0,803	4,229	1,880	3,733

В табл. 1, кроме основных параметров, приведены значения дисперсии σ^2 , подсчитанной как разность среднего квадрата и квадрата средней величины метеорологической дальности видимости.

Таким образом, на основании проведенного исследования можно сказать, что изменение прозрачности и при образовании, и при рассеянии тумана подчиняется строгой закономерности, которая хорошо описывается степенным законом.

При определении интервалов времени между наблюдениями следует исходить из точности, необходимой для удовлетворения запросов практики, с учетом структуры поля прозрачности при образовании и рассеянии тумана.

ЛИТЕРАТУРА

1. Татарский В. И. Теория флуктуационных явлений при распространении волн в турбулентной атмосфере. АН СССР, М., 1959.
2. Довгялло Е. Н. О статистических закономерностях изменения видимости. Труды 5-го межведомственного совещания по актинометрии и атмосферной оптике. Изд. «Наука», М., 1964.

СУТОЧНЫЙ И ГОДОВОЙ ХОД ВЕРОЯТНОСТИ ДАЛЬНОСТИ ВИДИМОСТИ МЕНЬШЕ 10 КМ

В статье приведены закономерности годового и суточного хода для ряда пунктов Советского Союза, расположенных в различных физико-географических районах, полученные на основании обработки визуальных сетевых наблюдений за метеорологической дальностью видимости.

Горизонтальная прозрачность приземного слоя атмосферы является одним из наиболее изменчивых элементов. Она испытывает как непериодические колебания, связанные с местными источниками загрязнения, с появлением осадков и т. д., так и колебания, подчиняющиеся строгой закономерности, связанной с закономерностью изменения внешних физических условий.

К изменениям последнего рода относятся суточные и годовые колебания прозрачности.

На основании семилетних ежечасных наблюдений за горизонтальной прозрачностью атмосферы регистратором прозрачности М-37 в Воейково удалось установить наличие годового хода горизонтальной прозрачности, выражающегося в том, что в зимние месяцы увеличивается вероятность появления низких прозрачностей. В летние месяцы прозрачность атмосферы в горизонтальном направлении большей частью имеет высокие значения. В суточном ходе самые низкие значения прозрачности получаются в часы перед восходом солнца. Начиная с момента восхода солнца начинается постепенное улучшение прозрачности и максимум отмечается в 14—15 час. Следует заметить, что все вышеизложенное относится к тем данным, которые получены на основании обработки лент регистратора прозрачности, измеряющего низкие прозрачности. В годовом ходе, когда был привлечен материал о повторяемости высоких прозрачностей с дальностью видимости больше 50 км, отмеченных наблюдателями значком () чистый воздух, оказалось, что в летние месяцы число случаев очень высоких прозрачностей уменьшается, но в то же время уменьшается и число случаев с прозрачностью до 10 км, т. е. происходит какое-то осреднение прозрачности. Можно ожидать, что в целом, если брать некоторые средние значения прозрачности за каждый день, месяц и т. д., будет не такой простой годовой ход, как это получается в работе [1], хотя следует отметить, что эти результаты не противоречат данным полученным значительно ранее другими авторами, примерно для того же климатического района. Вместе с тем некоторые авторы получили годовой и суточный ход, например, для Алма-Аты и Средней Азии, противоположный нашим данным и совпадающий с зако-

номерностями изменения прозрачности всей атмосферы, полученным по актинометрическим наблюдениям [2, 3].

Интересно было бы сравнить закономерности годового хода, полученные для Воейково, с закономерностями изменений прозрачности в течение года и суток в пунктах, расположенных в других физико-географических условиях. Однако до сих пор все регистраторы прозрачности, которые работают на многих аэродромах, выключаются в том случае, если метеорологическая дальность видимости становится больше трех километров. Это обстоятельство нарушает однородность рядов наблюдения, затрудняет обработку результатов, не позволяет изучить распределение различных градаций видимости в течение года. Поэтому пришлось ориентироваться лишь на визуальные наблюдения, проводящиеся в климатологические сроки на сети метеорологических станций. Нами была рассмотрена лишь видимость, имеющая значения меньше 10 км. Все градации были объединены вместе. Затем подсчитывалась вероятность появления значений метеорологической дальности видимости меньше 10 км в процентах от общего числа случаев всех значений видимости имевших место за все время.

Такая обработка, объединение всех градаций видимости до 10 км, позволяет несколько уменьшить ошибку за счет неточности определения каждого отдельного балла.

При исследованиях суточного хода пришлось воспользоваться лишь теми данными, которые имеются в сроки.

В том случае, если все три срока приходятся на светлое время суток, данные являются более достоверными. Если же наблюдения производятся в темное время, а зимой к темному времени относятся три срока, то конечно к ним следует подходить осторожно.

Пункты, для которых изучался годовой и суточный ход горизонтальной прозрачности, были выбраны с таким расчетом, чтобы охватить физико-географические районы с различным климатом.

Изучалась горизонтальная прозрачность в десяти пунктах, которые указаны на рис. 1.

Все кривые рис. 1 по характеру годового хода вероятности появления метеорологической дальности видимости меньше 10 км распадаются на две группы (а и б). В группе а годового ход прозрачности такой же, как и в Воейково: зимой увеличивается вероятность низких прозрачностей, с максимумом в январе—феврале, летом значения видимости меньше 10 км незначительны. Этот вывод справедлив для Алма-Аты и Мурманска, Свердловска и Батуми, т. е. для мест, природные условия которых весьма отличны друг от друга.

Годовой ход дальности видимости для всех кривых группы а (рис. 1 а) имеет одинаковый характер, однако амплитуды годового хода, выраженные через разность процентов повторяемости в экспериментальные месяцы, оказываются различными. Для условий континентального климата амплитуда годового хода оказывается наибольшей. Наименьшие амплитуды годового хода получены для прибрежных районов (Карадага, Батуми, Мурманска).

Кривые годового хода группы б для Владивостока, Южно-Курильска и Петропавловска-Камчатского, приведенные на рис. 1 б, показывают, что наибольшая вероятность появления метеорологической дальности видимости меньше 10 км падает на летние месяцы. Зимой, наоборот, видимость улучшается. Кривые годового хода для Владивостока и Южно-Курильска почти совпадают. В Петропавловске годового ход выражен менее четко, вероятность появления низких градаций видимости почти одинакова для всех месяцев.

На рис. 1 приведены также кривые годового хода относительной влажности (I — Владивосток, II — Киев). Для каждой группы пунктов приводится по одной кривой годового хода относительной влажности, так как все они подобны по виду, отличаются только значения абсолютной влажности и годовой амплитуды. Из сопоставления кривых относительной влажности с кривыми годового хода низких градаций видимости видно, что они сходны. Противоположный характер годового хода горизонтальной прозрачности во Владивостоке и Южно-Курильске согласуется с противоположным годовым ходом относительной влажности в этих пунктах.

На основании срочных наблюдений невозможно привести всю кривую суточного хода дальности видимости, поэтому рассмотрим материалы, которые дадут о нем некоторое представление.

На рис. 2 данные для Киева, Ташкента и Владивостока показывают, что во всех трех пунктах меньше всего случаев низкой видимости в 13 час. Вероятность появления видимости менее 10 км больше в утренний срок, чем в вечерний, что особенно наглядно выражено для летних месяцев.

Кроме того, кривые представляющие изменение видимости в течение суток в летние месяцы более достоверны, так как и утренний, и вечерний сроки приходятся на светлое время суток.

Отметим, что в Ташкенте и Владивостоке, в пунктах с разными кли-

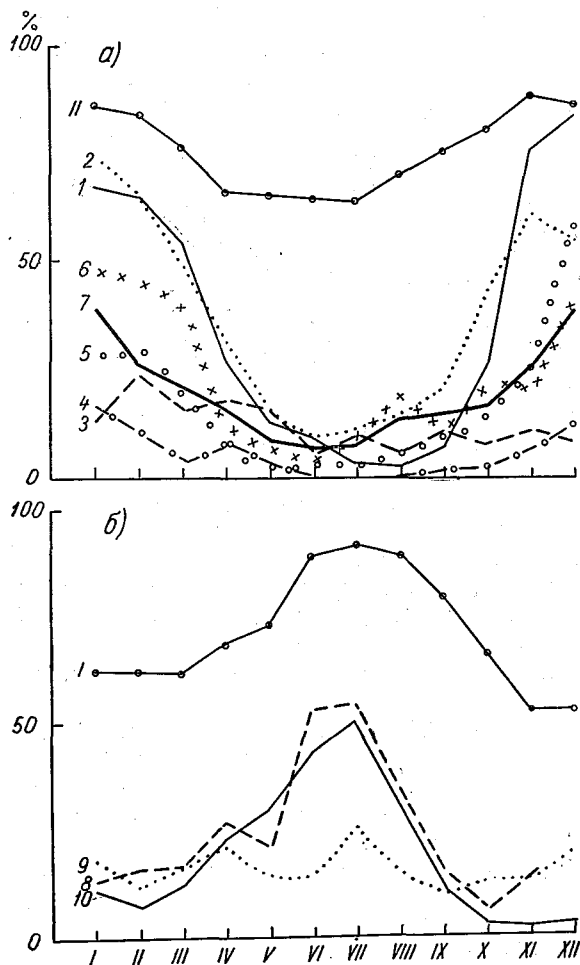


Рис. 1. Годовой ход вероятности дальности видимости меньше 10 км и относительной влажности для различных пунктов Советского Союза.

а) 1 — Алма-Ата, 2 — Киев, 3 — Батуми, 4 — Карадаг, 5 — Ташкент, 6 — Свердловск, 7 — Мурманск;
б) 8 — Владивосток, 9 — Петропавловск-Камчатский, 10 — Южно-Курильск. I и II — относительная влажность.

матическими условиями, где годовое ход видимости оказывается противоположным, характер изменения ее в течение суток для всех месяцев одинаков. Как для пунктов рис. 2, так и для всех десяти указанных выше получены аналогичные результаты такие же, как в Воейково.

Таким образом, на основании проведенных исследований можно утверждать, что во всех рассматриваемых пунктах горизонтальная прозрачность приземного слоя атмосферы закономерно изменяется в те-

ние суток и года, причем характер этих изменений согласуется с годовым и суточным ходом относительной влажности.

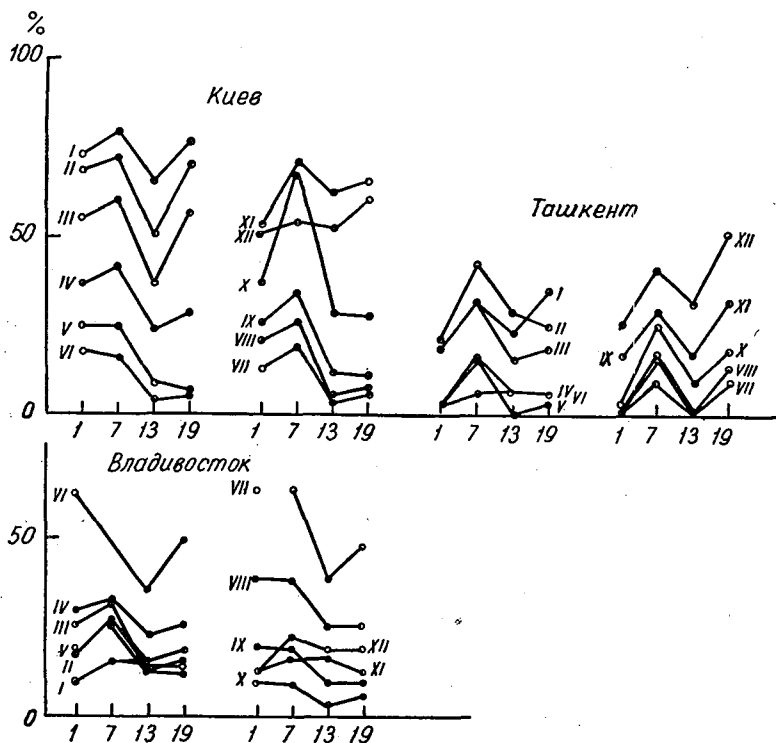


Рис. 2. Вероятность появления видимости меньше 10 км в климатологические сроки (цифрами обозначены месяцы).

ЛИТЕРАТУРА

1. Довгялло Е. Н. Суточный и годовой ход метеорологической дальности видимости. Труды ГГО вып. 153, 1964.
2. Гульницкий Л. В. Определение дальности видимости по интенсивности прямой солнечной радиации. Сборник научных трудов Казахского Политехнического института № 21, 1960.
3. Чернявский Е. А. Дальность видимости и ее геофизическая характеристика. Изв. АН СССР, сер. геофизич. и географ., т. XII, № 5, 1948.

ИЗМЕНЧИВОСТЬ НИЖНЕЙ ГРАНИЦЫ СЛОИСТЫХ ОБЛАКОВ И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА ПРОЗРАЧНОСТЬ АТМОСФЕРЫ У ЗЕМЛИ

В статье впервые дается количественная оценка степени связности высот нижней границы облачного покрова во времени. Для этой цели используется новый метод вычисления коэффициентов корреляции, позволяющий быстро и без большой затраты технического труда получать надежные значения коэффициентов. Предлагается комплексный метод обработки облачного покрова, прозрачности атмосферы и метеорологических элементов. Рассматривается влияние низких слоистых облаков на прозрачность атмосферы у земной поверхности.

Задача данного исследования сводится к установлению характера изменчивости нижней кромки облачного покрова с помощью нового метода и изучению связи между нижней кромкой слоистых облаков и прозрачностью атмосферы в зависимости от метеорологических факторов.

Для обслуживания авиации необходимо знать, как изменяется высота нижней кромки облачного покрова во времени и пространстве, какая при этом отмечается прозрачность атмосферы и какова продолжительность явлений, затрудняющих работу авиации.

Нижняя кромка слоистой облачности не находится в состоянии покоя, а испытывает непрерывные изменения во времени и в пространстве. Высота нижней границы облачного покрова в зависимости от погодных процессов будет изменяться. В одних случаях эти изменения будут незначительными, а в других — весьма ощутимыми и довольно резкими. Существенные изменения во времени и пространстве испытывает и прозрачность атмосферы.

Можно ли, пользуясь наземными данными, охарактеризовать условия прозрачности атмосферы у земной поверхности и хотя бы приближенно оценить высоту нижней границы облачного покрова, какими данными необходимо для этого располагать? В этом заключается тот круг вопросов, который представляет практический интерес для обслуживания как наземного, так и воздушного транспорта.

Следует отметить, что систематические, учащенные наблюдения за нижней кромкой облачного покрова до недавнего времени отсутствовали. Имеющиеся наблюдения относились к ограниченному числу пунктов и носили эпизодический характер. И лишь в 1963—1964 гг. были организованы на многих станциях одновременные наблюдения за высотой нижней границы облачного покрова, прозрачностью атмосферы

у земли, формой облаков и их количеством, а также температурой воздуха, температурой точки росы, направлением и скоростью ветра. При этом наблюдения производились по единой программе, разработанной ЦИПом совместно с ЦАО. Регистрация указанных метеорологических элементов производилась через каждые четверть часа с момента появления низкой облачности, высота которой была 300 м и ниже.

Наличие такого материала позволяет глубже заглянуть в сущность исследуемых явлений и выявить особенности их формирования в зависимости от характера распределения температуры воздуха, температуры точки росы и ветрового режима. Укажем, что ценность этих материалов была бы еще большей, если бы наряду с указанными наблюдениями имелись сведения по тем же элементам климата на разных уровнях: 25, 50, 100, 150, 200 и 300 м от земной поверхности, хотя бы по ограниченному числу пунктов. Однако и полученные результаты наблюдений представляют известную ценность для исследований. Пользуясь этими данными можно охарактеризовать степень изменчивости нижней кромки облачного покрова во времени, а также получить характеристики изменчивости и по прозрачности атмосферы у земли и выявить особенности распределения указанных элементов климата.

Прежде всего установим, какова степень связности между высотами нижней кромки облачного покрова, измеренными через различные интервалы времени (15, 30, 45 мин. и 1 час). Задача подобного рода может быть выполнена либо с помощью структурной функции $B_k = F(k)$, либо с помощью корреляционной функции $r_k = f(k)$. Оба приема крайне трудоемки и требуют для их выполнения большой затраты технического труда.

В настоящее время имеется новый прием, позволяющий получить значения коэффициентов корреляции $r_1, r_2, \dots, r_n$ между членами статистического ряда, удаленными друг от друга на k номеров, по более простой и достаточно надежной формуле Г. А. Алексеева [1]

$$r_k = \frac{6}{(n-k)[(n-k)^2-1]} \sum_{i=1}^{n-k} (m_i - m_{i+k})^2,$$

где n — общее число членов ряда; m_i и m_{i+k} — порядковые номера i -го и $i+k$ -го членов ряда после расположения всех членов ряда в убывающем (или возрастающем) порядке; $(n-k)$ — разности между последовательно взятыми членами статистического ряда. Теоретическое обоснование формулы дано в работе [1].

Чтобы охарактеризовать связность статистического ряда во времени необходимо по каждой серии отдельно выписать имеющиеся наблюдения за высотой нижней границы облаков в том виде, как они были зарегистрированы во время отсчетов. Затем данные высот облачности расположить в убывающем (или возрастающем) порядке и зафиксировать одновременно их порядковые номера, как это показано в табл. 1.

Дальнейший процесс обработки сводится к получению разностей между порядковыми номерами членов ряда ($m_i - m_{i+1}$) и определению квадратов этих разностей $(m_i - m_{i+1})^2$, необходимых для вычисления коэффициентов корреляции.

Коэффициенты корреляции r_1, r_2, r_3 и r_4 , вычисленные на основании данных, помещенных в колонках $k=1, k=2, k=3$ и $k=4$, будут характеризовать степень связности высот нижней кромки облачного покрова соответствующих измерений, производимым через 15, 30, 45 мин. и 1 час.

Таблица 1

Схема расчетов коэффициентов корреляции между высотами нижней кромки облачного покрова для различных интервалов времени по наблюдениям ст. Симферополь за время с 7 час. 45 мин. 14/XII по 22 час. 00 мин. 14/XII 1963 г.

№ п/п	Время	Высота облаков H_i (м)		Порядковые номера членов ряда H_i после их ранжирования m_i	$k-1$		$k-2$		$k-3$		$k-4$	
		в хронологическом порядке	в убывающем порядке		$m_i - m_{i+1}$	$(m_i - m_{i+1})^2$	$m_i - m_{i+2}$	$(m_i - m_{i+2})^2$	$m_i - m_{i+3}$	$(m_i - m_{i+3})^2$	$m_i - m_{i+4}$	$(m_i - m_{i+4})^2$
1		280	310	8								
2		280	300	5	3	9						
3		240	300	14	9	81	6	36				
4		260	280	1	13	169	4	16	2	4		
5		300	280	2	1	1	12	144	8	64	6	36
6		220	280	9	7	49	6	36	6	36	2	4
7		240	280	12	3	9	4	16	2	4	4	16
8		310	280	13	1	1	2	4	2	4	0	0
9		280	280	39	26	676	25	625	23	529	21	441
10		240	260	4	35	1225	9	81	16	256	7	49
...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
52		180	150	44	9	81	3	9	2	4	12	144
53		160	140	45	1	1	8	64	5	25	3	9
54		140	140	54	9	81	8	64	0	0	5	25
55		110	110	55	1	1	8	64	0	0	0	0
Сумма						9471		9014		5725		4850

Исходя из данных табл. 1, вычислим по приведенной выше формуле коэффициенты корреляции для измерений, выполненных через 15 мин.:

$$r_1 = 1 - \frac{6 \cdot 9471}{54(54^2 - 1)} = 0,65;$$

через 30 мин.

$$r_2 = 1 - \frac{6 \cdot 9014}{53(53^2 - 1)} = 0,64;$$

через 45 мин.

$$r_3 = 1 - \frac{6 \cdot 5725}{52(52^2 - 1)} = 0,76;$$

через 1 час

$$r_4 = 1 - \frac{6 \cdot 4850}{51(51^2 - 1)} = 0,78.$$

Средние квадратические ошибки вычисленных коэффициентов корреляции соответственно равны:

$$\sigma_{r_1} = \frac{1 - r_1^2}{\sqrt{n - 1}} = \frac{1 - (0,65)^2}{\sqrt{54}} = 0,08;$$

$$\sigma_{r_2} = \frac{1 - r_2^2}{\sqrt{n-2}} = \frac{1 - (0,64)^2}{\sqrt{53}} = 0,08;$$

$$\sigma_{r_3} = \frac{1 - r_3^2}{\sqrt{n-3}} = \frac{1 - (0,76)^2}{\sqrt{52}} = 0,06;$$

$$\sigma_{r_4} = \frac{1 - r_4^2}{\sqrt{n-4}} = \frac{1 - (0,78)^2}{\sqrt{51}} = 0,05.$$

Данные этой серии показывают, что высота нижней кромки облачного покрова по мере увеличения интервала времени приобретает большую устойчивость. Если для измерений, произведенных через каждые четверть часа, коэффициент корреляции был равен 0,65, то для часового интервала связность статистического ряда возрасла до 0,78. При этом ошибки коэффициентов корреляции уменьшились с ± 8 до $\pm 5\%$.

Возникает вопрос, всегда ли будет сохраняться такой характер распределения высот нижней границы облачного покрова в зависимости от интервала времени или степень связности может быть иной.

Для этой цели по данным станции Симферополь за период с сентября 1963 г. по май 1964 г. были обработаны наблюдения тех серий, объем измерений которых был не менее 20. Результаты обработки представлены в табл. 2.

Анализ табл. 2 показывает, что высота нижней границы облачного покрова в большинстве случаев по мере увеличения интервала времени измерений приобретает большую устойчивость. И только в некоторых случаях эта тенденция нарушается. Так, по данным 7-й серии связность измерений между высотами нижней кромки облачного покрова имеет довольно пестрый характер. Для высот, измеренных через каждые четверть часа, коэффициент корреляции равен 0,68, для получасового интервала он составляет 0,42, для интервала измерений через 45 мин. коэффициент корреляции возрастает до 0,60, для часового интервала он уменьшается до 0,19, затем для интервала времени через 1 час 15 мин. вновь возрастает до 0,55 и для интервала 1 час 30 мин. опять уменьшается до 0,15.

Такое распределение связности высот нижней кромки облачного покрова по интервалам времени свидетельствует о наличии крайне неровной, клочковатой поверхности ее нижней кромки и о беспорядочных движениях в облаке. В таких случаях отдельные клочья облачного покрова могут свисать к земной поверхности длинными хвостами протяженностью 100 м и более. Все это указывает на случайный характер изменений, претерпеваемых облачным покровом в зависимости от целого ряда факторов.

Наряду с большой изменчивостью нижней кромки облачного покрова отмечаются случаи, когда нижняя кромка претерпевает сравнительно незначительные изменения по высоте от измерения к измерению. В качестве примера можно привести данные наблюдений 6-ой серии.

Нетрудно видеть, что значения коэффициентов корреляции для тех же интервалов времени изменяются мало. В течение всей серии наблюдений коэффициенты корреляции варьировали в пределах от 0,80 до 0,87. Последнее указывает на сравнительно устойчивый характер нижней кромки облачного покрова. Исходные материалы наблюдений показывают, что в таких случаях мгновенные отсчеты высот от измерения к измерению либо сохраняют одну и ту же отметку, либо разнятся при последовательных измерениях на ± 10 м. При этом изменения в показаниях высот носят более плавный характер.

Таблица 2

Коэффициенты корреляции между высотами нижней кромки облачного покрова, измеренными через 15, 30, 45 мин., 1 час, их средние квадратические ошибки и продолжительность явления

№ серии	Дата и время, ч. м.	Параметры	k-1	k-2	k-3	k-4	k-5	k-6	Продолжительность серии, ч. м.
1	8 00 29/IX—22 30 29/IX	r σ_r	0,40 0,13	0,49 0,12	0,53 0,11	0,68 0,09	0,72 0,08	0,75 0,07	14 30
2	9 00 1/XII—23 45 1/XII	r σ_r	0,35 0,16	0,50 0,14	0,35 0,17	0,42 0,16	0,42 0,16	0,65 0,12	14 45
3	11 00 6/XII—21 00 6/XII	r σ_r	0,41 0,15	0,27 0,18	0,40 0,16	0,43 0,16	0,68 0,11	0,68 0,11	10 00
4	7 30 7/XII—19 00 7/XII	r σ_r	0,51 0,11	0,40 0,12	0,41 0,12	0,53 0,11	0,63 0,09	0,66 0,08	11 30
5	7 45 14/XII—22 00 14/XII	r σ_r	0,65 0,08	0,64 0,08	0,76 0,06	0,78 0,05	0,84 0,04	0,86 0,04	14 15
6	17 45 19/I—22 30 19/I	r σ_r	0,80 0,09	0,83 0,08	0,85 0,08	0,84 0,09	0,86 0,08	0,87 0,08	5 45
7	10 00 20/I—21 30 20/I	r σ_r	0,68 0,11	0,42 0,17	0,60 0,14	0,19 0,21	0,55 0,16	0,15 0,23	11 30
8	10 00 2/II—16 30 2/II	r σ_r	0,15 0,22	0,14 0,22	0,44 0,19	0,21 0,23	0,31 0,22	0,40 0,22	6 30
9	10 30 4/II—15 30 4/II	r σ_r	0,59 0,14	0,41 0,18	0,37 0,20	0,35 0,21	0,71 0,12	0,72 0,11	5 00
10	8 00 10/II—21 00 10/II	r σ_r	0,82 0,06	0,75 0,08	0,75 0,08	0,63 0,08	0,86 0,05	0,77 0,08	13 00
11	8 00 14/II—17 00 14/II	r σ_r	0,05 0,16	0,39 0,14	0,41 0,14	0,55 0,12	0,56 0,12	0,53 0,11	9 00
12	9 45 21/II—23 15 21/II	r σ_r	0,76 0,06	0,83 0,04	0,82 0,04	0,74 0,06	0,83 0,04	0,74 0,06	13 30
13	7 30 23/II—21 45 23/II	r σ_r	0,77 0,08	0,77 0,08	0,85 0,05	0,80 0,07	0,91 0,03	0,89 0,04	14 15
14	10 00 1/III—19 00 1/III	r σ_r	0,62 0,12	0,28 0,17	0,30 0,16	0,23 0,17	0,23 0,17	0,21 0,17	9 00
15	8 45 2/III—19 00 2/III	r σ_r	0,68 0,09	0,60 0,11	0,65 0,10	0,34 0,16	0,61 0,12	0,35 0,17	10 15
16	8 00 6/III—14 00 6/III	r σ_r	0,33 0,20	0,62 0,15	0,47 0,19	0,76 0,12	0,70 0,13	0,83 0,08	6 00
17	9 15 25/III—20 30 25/III	r σ_r	0,64 0,10	0,66 0,10	0,63 0,10	0,61 0,11	0,64 0,10	0,83 0,06	11 15
18	7 30 26/III—1 15 27/III	r σ_r	0,84 0,04	0,79 0,04	0,84 0,03	0,79 0,05	0,85 0,05	0,83 0,04	17 45
19	7 30 28/IV—1 00 29/IV	r σ_r	0,39 0,11	0,29 0,12	0,31 0,12	0,26 0,13	0,61 0,09	0,57 0,10	17 30

Данные табл. 2 позволяют получить достаточно полное представление о изменчивости нижней кромки облачного покрова во времени, а также количественно оценить величины коэффициентов корреляции и их погрешности для каждого интервала времени.

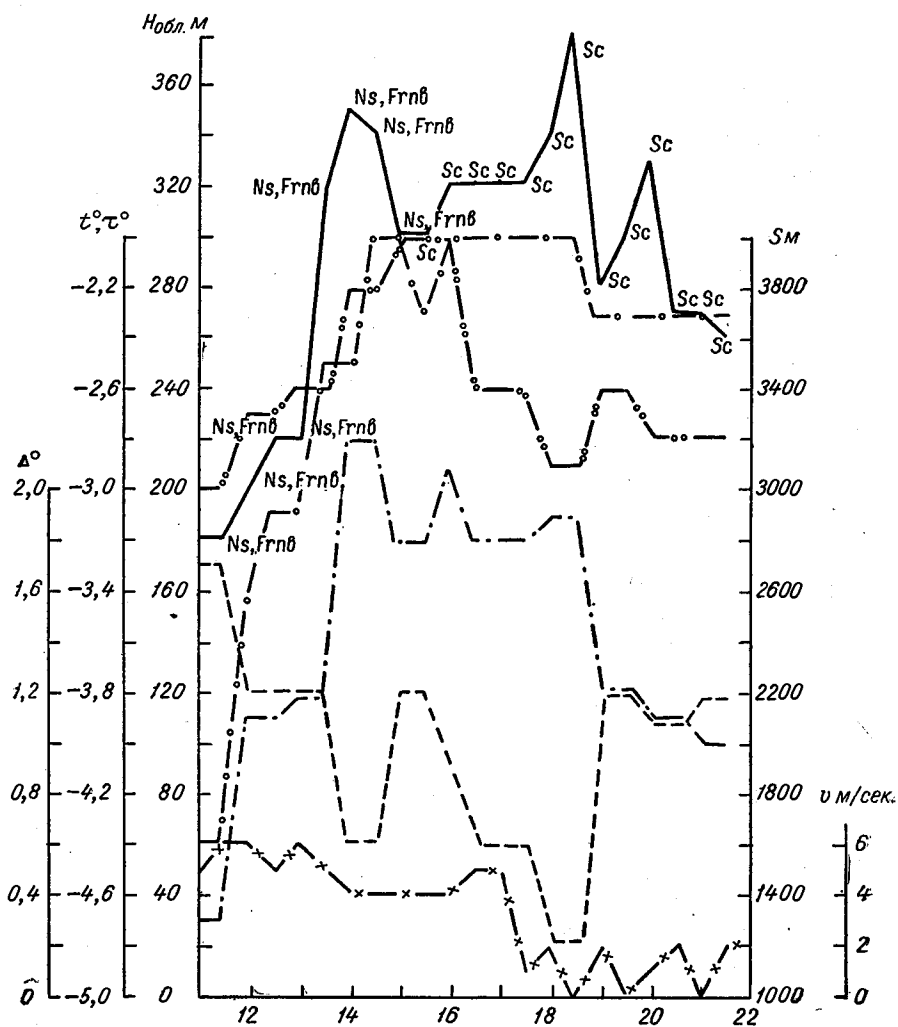


Рис. 1. Распределение нижней границы облачного покрова (H), прозрачности атмосферы (S_m), температуры воздуха (t°), температуры точки росы (τ°), дефицита точки росы (Δ°), формы облачного покрова и скорости ветра (v) во времени (t) по наблюдениям 7-й серии.

Мы видели, что нижняя кромка облачного покрова испытывает непрерывные пульсации во времени и пространстве. При этом размеры пульсаций различны. В одних случаях они не дают больших изменений, а в других приводят к весьма резким флюктуациям нижней кромки слоистых облаков. Необходимо выяснить причины, обуславливающие подобные изменения нижней кромки облачного покрова. Для чего посмотрим с какими количественными изменениями приходится встречаться от измерения к измерению у таких метеорологических элементов, как температура воздуха, температура точки росы, дальность видимости и скорость ветра у земной поверхности.

В качестве примера приведем результаты наблюдений 7-й серии (рис. 1).

На рис. 1 по оси абсцисс отложено время суток, в течение которого наблюдалась низкая облачность, а по оси ординат — высота нижней границы облачного покрова, дефицит точки росы¹, температура воздуха, температура точки росы, дальность видимости в горизонтальном направлении и скорость ветра.

Высота нижней границы облачного покрова определялась по прибору, а дальность видимости снималась, в соответствии со сроками измерений нижней кромки облаков, с лент самописца М-37.

Анализ графика (рис. 1) показывает, что колебания нижней кромки облачного покрова находятся в тесной зависимости от тех изменений,

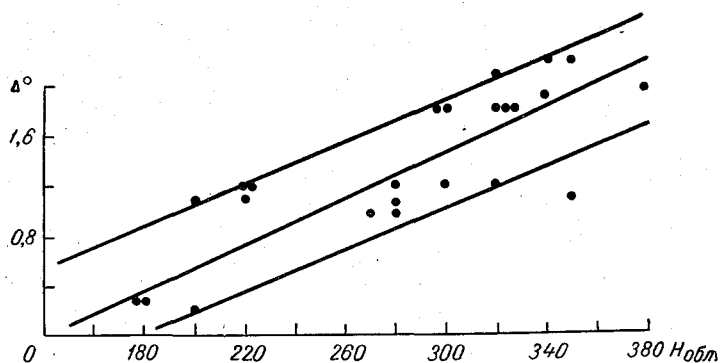


Рис. 2. Корреляционная зависимость между высотой нижней кромки облачного покрова (H) и дефицитом точки росы (Δ°).

которые испытывает температура воздуха и температура точки росы у земной поверхности. Эта зависимость особенно отчетливо выступает при их совместном рассмотрении и может быть представлена через дефицит точки росы. На существование связи между высотой нижней кромки слоистых облаков и дефицитом точки росы указывал еще П. А. Молчанов [5].

Когда температура воздуха и температура точки росы у земной поверхности равны, нижняя граница облаков обычно опускается до земли (туман). Чем больше дефицит точки росы, тем выше располагается нижняя граница облачного покрова. Сопоставление кривых распределения дефицита точки росы и нижней кромки облаков хорошо иллюстрирует сказанное. В приведенном примере при дефиците точки росы равном $0,3^\circ$ высота нижней границы облаков равна 180 м, при дефиците точки росы $1,2^\circ$ нижняя кромка облачного покрова находится на уровне 220 м, а при дефиците точки росы $2,2^\circ$ — на высоте 350 м. Эта зависимость прямая и может быть представлена графически (рис. 2).

На рис. 2 по оси ординат отложены значения дефицита точки росы, а по оси абсцисс — высота нижней кромки облачного покрова.

Такие графики (рис. 1 и рис. 2) должны быть построены для каждой серии наблюдений отдельно. Совместный анализ таких графиков с учетом синоптической ситуации позволит в дальнейшем обнаружить характерные особенности в распределении дефицитов точки росы и вы-

¹ Под дефицитом точки росы понимают разность между температурой воздуха (T°) у земной поверхности и температурой точки росы (τ°), т. е. той температурой, при которой находящиеся в атмосфере водяные пары начинают насыщать пространство ($\Delta = T - \tau$).

соты нижней границы облаков в зависимости от форм барических образований и характера направленности процессов. При этом чем больше влаги будет содержаться в приземном слое воздуха, тем ниже будет располагаться уровень конденсации. Наличие таких материалов позволит в дальнейшем дать статистическое обобщение генетически однородных условий, приводящих к появлению низкой облачности, а следовательно, появятся реальные возможности для уточнения расчетных формул, используемых для определения уровня конденсации.

Хорошая зависимость наблюдается и между распределением дальности видимости и высотой нижней границы облачного покрова (рис. 1). По мере поднятия нижней кромки облаков прозрачность атмосферы у земной поверхности улучшается. Это характерно почти для всех форм низкой слоистой облачности (St, Ns, Frnb, Fr St), исключение составляют облака Sc.

Нетрудно видеть, что под облаками Ns, Frnb дальность видимости в горизонтальном направлении у поверхности земли имеет сходный характер пульсаций с нижней кромкой облачного покрова, а под облаками Sc такая зависимость отсутствует. Даже большие перепады в показаниях высот нижней кромки облаков от измерения к измерению мало или совсем не отражаются на показаниях прозрачности атмосферы. По-видимому это связано с внутренней структурой облачных форм. Анализ материалов наблюдений и по другим сериям показывает, что, как правило, под Sc прозрачность атмосферы всегда выше.

Однако в отдельных случаях при низкой облачности может отмечаться хорошая дальность видимости. Но таких случаев очень мало. Ухудшенная прозрачность наблюдается в основном при облаках 150 м и ниже. К сожалению, отсутствие градиентных наблюдений на разных уровнях ограничивает возможности исследования и не позволяет дать более углубленного анализа данных.

Обычно плохая видимость отмечается при большой относительной влажности и слабых ветрах у земной поверхности. Существенное влияние на прозрачность атмосферы оказывает сухой аэрозоль. Поэтому при анализе данных следует учитывать направление ветра, особенно для пунктов, расположенных вблизи промышленных центров.

Поскольку между исследуемыми характеристиками (нижней кромкой облаков, прозрачностью атмосферы, дефицитом точки росы, скоростью ветра и т. д.) имеется корреляционная зависимость, то дальнейшее обобщение материала может быть представлено в более компактном виде с учетом особенностей распределения каждого элемента в отдельности.

Обработка материала производилась по методу А. Н. Лебедева [4]. Результаты обработки помещены в табл. 3. Данные табл. 3 дают наглядное представление о характере распределения всех величин, какие только были зарегистрированы во время наблюдений по каждому отдельно приведенному элементу климата. Они позволяют учесть, как часто и с какой вероятностью встречаются те или иные количественные значения величин. Так, например, по наблюдениям 1-ой серии видно, что дальность видимости у земли во время наблюдений изменилась в пределах от 1800 до 10 000 м, высота нижней кромки облачного покрова от 110 до 280 м, а дефицит точки росы от 0,1 до 2,2°.

Пользуясь данными табл. 3, можно также сказать, с какими возможными значениями величин можно встретиться при той или иной их обеспеченности.

Таблица 3

Характеристики дальности видимости у земли S_m , высоты нижней кромки облачного покрова $H_{обл}$, формы облачности, дефицита точки росы Δ° , направления (в градусах) и скорости ветра v м/сек.

№ серии	Время (ч. м.) и дата	Число измерений	Метеорологи- ческие элементы	Среднее	Максималь- ное	Обеспеченность, %				
						5	10	20	30	40
1	8 00 29/IX— 22 30 IX 1963	42	S_m м $H_{обл}$ м Форма облаков Δ° Направление вет- ра, град. v м/сек	4185 185 Ns, Frnb 0,8 4,0	10 000 280 Ns, Frnb 2,2 360 10 10 000 350 Sc 6,2	7 000 270 Ns, Frnb 2,1 360 10 10 000 350 Sc 6,2	7 000 250 Ns, Frnb 1,8 360 10 10 000 340 Sc 4,9	6 000 220 Ns, Frnb 1,6 350 6 10 000 320 Sc 3,7	5 000 210 Ns, Frnb 1,2 60 5 10 000 300 Sc 3,0	5 000 210 Ns, Frnb 1,1 55 4 10 000 260 Sc 2,4
2	9 00 1/XII— 23 45 1/XII 1963	31	S_m м $H_{обл}$ м Форма облаков Δ° Направление вет- ра, град. v м/сек	6000 258 Sc 2,3 6	10 000 350 Sc 6,2 60 6	10 000 350 Sc 6,2 60 6	10 000 340 Sc 4,9 60 6	10 000 320 Sc 3,7 50 6	10 000 300 Sc 3,0 50 6	10 000 260 Sc 2,4 50 6
3	11 00 6/XII— 21 00 6/XII 1963	29	S_m м $H_{обл}$ м Форма облаков Δ° Направление вет- ра, град. v м/сек	6310 255 Sc 0,9 9	10 000 340 Sc 1,5 260 12	10 000 330 Sc 1,5 260 12	7 000 320 Sc 1,5 200 12	6 500 300 Sc 1,1 260 12	6 000 300 Sc 1,0 260 9	6 000 260 Sc 1,0 260 9
4	7 30 7/XII— 19 00 7/XII 1963	48	S_m м $H_{обл}$ м Форма облаков Δ° Направление вет- ра, град. v м/сек	2405 91 St, ≡ 0,3 3,7	4 000 200 St 0,7 360 5	3 750 150 St 0,7 360 5	3 000 160 St 0,5 350 5	3 000 130 St 0,5 360 5	3 000 120 St 0,4 360 4	2 700 110 St 0,3 360 4
5	7 45 14/XII	55	S_m м	7640	10 000	10 000	10 000	10 000	10 000	10 000

6	22 00 14/XII 1963	15	Направление вет- ра, град. v м/сек. S_m м $H_{обл}$ м Форма облаков Δ° Направление вет- ра, град. v м/сек.	0,9 3700 190 St, Stfr, Sc 0,5 5	1,5 300 12 4000 300 Sc 0,9	1,5 300 12 4000 300 Sc 0,9	1,4 280 12 4000 280 Sc 0,9	1,2 280 10 4000 265 Sc 0,9	1,0 260 10 4000 240 St, Stfr 0,5	1,0 260 10 4000 240 St, Stfr 0,5
7	10 00 20/1— 21 30 20/1 1964	24	S_m м $H_{обл}$ м Форма облаков Δ° Направление вет- ра, град. v м/сек.	3230 307 Ns, Frnb, Sc 1,3 4	4500 540 Sc 2,2 6	4300 480 Sc 2,2 7	4000 360 Sc 2,0 6	4000 330 Sc 1,9 6	4000 300 Sc 1,8 6	4000 300 Sc 1,8 6
8	10 00 2/11—16 30 2/11—1964	21	S_m м $H_{обл}$ м Форма облаков Δ° Направление вет- ра, град. v м/сек.	3000 176 St, Stfr, Sc 0,5 5	7000 360 St 0,9 6	7000 340 St 0,9 6	7000 260 St 0,9 6	5000 205 St 0,9 5	4000 160 St 0,6 5	4000 160 St 0,6 5
9	10 30 4/11—15 30 4/11—1964	21	S_m м $H_{обл}$ м Форма облаков Δ° Направление вет- ра, град. v м/сек.	2240 140 St, Sc, Stfr 0,8 4	2500 200 St 1,4 5	2500 200 Sc 1,4 5	2500 200 St 1,4 5	2500 185 St 1,2 5	2500 145 St 0,8 5	2500 145 St 0,8 5
10	12 15 9/11—21 30 9/11—1964	32	S_m м $H_{обл}$ м Форма облаков Δ° Направление вет- ра, град. v м/сек.	2000 140 Ns, Frnb 0,7 8	4000 340 Ns, Frnb 1,4 12	3000 300 Sc 1,4 10	2600 260 Sc 1,4 10	2500 230 Ns, Frnb 1,0 8	2500 140 Ns, Frnb 0,8 8	2500 140 Ns, Frnb 0,8 8

№ серии	Время (ч. м.) и дата	Число измерений	Метеорологи- ческие элементы	Обеспеченность, %					Мини- мальная	σ
				50	60	70	80	90	95	
1	8 00 29/IX— 22 30 IX 1963	42	S _м м H _{обл} м Форма облаков Δ° Направление вет- ра, град. v м/сек	4000 180 Ns, Frnb 0,8 50 4	4000 150 Ns. Frnb 0,6 40 3	3000 140 Ns, Frnb 0,6 40 2	3000 130 Ns, Frnb 0,4 30 2	2500 120 Ns, Frnb 0,2 20 2	2000 116 Ns, Frnb 0,1 10 1	1800 110 Ns, Frnb 0,1 10 1 1543 48 0,7 2,8
2	9 00 1/XII— 23 45 1/XII 1963	31	S _м м H _{обл} м Форма облаков Δ° Направление вет- ра, град. v м/сек	6000 250 Sc 1,6 50 5	2500 220 Sc 1,4 50 5	2500 215 St 0,8 45 4	2500 200 St 0,8 40 4	2000 190 St 0,8 40 3	2000 190 St 0,7 40 3	2000 190 St 0,6 40 3 2220 50 2,0 1
3	11 00 6/XII— 21 00 6/XII 1963	29	S _м м H _{обл} м Форма облаков Δ° Направление вет- ра, град. v м/сек	6000 250 Sc 0,9 255 9	6000 240 Sc 0,9 250 8	5500 240 St 0,7 240 8	4500 230 St 0,7 240 8	4000 220 St 0,7 240 7	3750 200 St 0,3 235 5	3500 180 St 0,3 235 5 1953 40 0,4 1,8
4	7 30 7/XII— 19 00 7/XII 1963	48	S _м м H _{обл} м Форма облаков Δ° Направление вет- ра, град. v м/сек	2500 100 St 0,3 360 4	2500 100 St 0,3 350 3	2300 100 St 0,2 340 3	1800 80 St 0,0 330 2	1000 100 St 0,0 30 2	675 100 St 0,0 10 1	600 100 St 0,0 10 1 949 47 0,2 1
5	7 45 14/XII—	55	S _м м H _{обл} м	8000 200	6000 180	6000 180	5000 170	5000 160	4000 140	2000 110 1900 50

22 00 14/XII 1963	6	Форма облаков Δ° Направление вет- ра, град. v м/сек	Sc 0,9	St 0,9	St 0,9	St 0,6	St 0,6	St 0,6	St 0,1	St 0,1	St 0,4
17 45 19/I— 22 30 19/I 1964	15	S_m м $H_{обл}$ м Форма облаков Δ° Направление вет- ра, град. v м/сек	260 10 4000 180 St, St fr 0,4	250 8 3000 170 St, St fr 0,4	250 8 2800 155 St, St fr 0,4	240 4 2500 150 St, St fr 0,4	240 3 2350 120 St, St fr 0,4	240 3 2300 120 St, St fr 0,4	240 3 2300 120 St, St fr 0,4	240 3 2300 120 St, St fr 0,4	0,4 3 740 57 0,2
10 00 20/I— 21 30 20/I 1964	24	S_m м $H_{обл}$ м Форма облаков Δ° Направление вет- ра, град. v м/сек	3500 300 Ns, Frnb 1,3	3500 270 Ns, Frnb 1,2	3500 240 Ns, Frnb 1,1	2700 200 Ns, Frnb 1,1	1500 170 Ns, Frnb 0,7	1300 160 Ns, Frnb 0,3	1300 150 Ns, Frnb 0,3	280 3 1300 150 Ns, Frnb 0,3	1 987 98 0,6
10 00 2/II—16 30 2/II—1964	21	S_m м $H_{обл}$ м Форма облаков Δ° Направление вет- ра, град. v м/сек	2500 160 St 0,5	2500 150 St 0,5	2000 140 St 0,2	1300 110 St 0,0	1100 100 St fr 0,0	900 70 Sc 0,0	700 70 Sc 0,0	180 0 180 0 700 70 Sc 0,0	2 2086 85 0,03
10 30 4/II—15 30 4/II—1964	21	S_m м $H_{обл}$ м Форма облаков Δ° Направление вет- ра, град. v м/сек	2500 130 St 0,8	2000 120 St 0,6	1800 120 St 0,6	1400 120 St 0,0	1000 120 St 0,0	1000 105 St 0,0	1000 100 Sc 0,0	170 3 1000 100 Sc 0,0	1 672 29 0,4
12 15 9/II—21 30 9/II—1964	32	S_m м $H_{обл}$ м Форма облаков Δ° Направление вет- ра, град. v м/сек	50 4 2100 130 Ns, Frnb 0,7	40 4 2000 130 Ns, Frnb 0,6	40 4 1700 120 Ns, Frnb 0,2	40 4 1500 115 Ns, Frnb 0,1	30 3 1000 70 * 0,0	30 3 1000 70 * 0,0	30 3 700 70 *, Sc 0,0	30 3 700 70 *, Sc 0,0	0,6 610 75 0,4
	10		220 8	220 7	220 6	220 5	210 4	210 4	210 4	210 3	2

№ серия	Время (ч. м.) и дата	Число измерений	Метеорологиче- ские элементы	Среднее	Максималь- ное	Обеспеченность, %				
						5	10	20	30	40
11	8 00 10/11— 21 00 10/11 1964	34	S _м м H _{обл} м Форма облаков Δ° Направление вет- ра, град. v м/сек	2680 250 Ns, Frnb, Sc 0,5 5	3500 380 Ns, Frnb 1,7 360 8	3500 350 Sc 1,7	3500 300 Sc 1,3	3000 300 Sc 1,1	3000 280 Sc 1,0	2900 270 Sc 0,5
						360 7	360 7	360 7	230 6	230 5
12	8 00 14/11— 17 00 14/11 1964	37	S _м м H _{обл} м Форма облаков Δ° Направление вет- ра, град. v м/сек	2025 207 Ns, St, Sc 0,4	3500 320 Ns 0,9	3300 310 Sc 0,6	3000 270 Sc 0,6	2600 220 Ns 0,5	2500 210 Ns 0,4	2300 200 Ns 0,4
						340 5	340 5	330 5	330 4	320 4
13	9 45 21/11— 23 15 21/11 1964	55	S _м м H _{обл} м Форма облаков Δ° Направление вет- ра, град. v м/сек	1855 160 St, Stfr, Ns 0,9	2700 260 St, Stfr 3,0	2500 240 Ns 2,8	2300 200 Ns 1,7	2000 170 Ns 1,3	2000 150 Ns, Frnb 1,1	1900 150 Ns, Frnb 1,1
						60 10	60 10	50 10	50 8	50 8
14	7 30 23/11— 21 45 23/11 1964		S _м м H _{обл} м Форма облаков Δ° Направление вет- ра, град. v м/сек	2645 300 Ns, Frnb, Sc 2,3	4000 340 Ns, Frnb 3,3	4000 340 Sc 3,3	3800 340 Sc 3,2	3300 320 Sc 2,9	3000 320 Ns, Frnb 2,4	2700 300 Ns, Frnb 2,3
						60 10	60 19	60 10	60 10	60 10
15	10 00 1/11— 19 00 1/11 1964		S _м м H _{обл} м Форма облаков Δ°	4720 150 Ns, Frnb, Sc 0,0	7000 320 Ns, Frnb 0,3	7000 290 Sc 0,3	7000 290 Sc 0,1	7000 160 Ns 0,1	7000 150 Ns 0,0	6800 150 Ns, Frnb 0,0

№ серии	Время (ч. м.) и дата	Число измерений	Метеорологи- ческие элементы	Обеспеченность, %					Мини- мальное	σ
				50	60	70	80	90	95	
11	8 00 10/11— 21 00 10/11 1964	34	S _м м H _{обл} м Форма облаков Δ° Направление вет- ра, град. v м/сек	2600 240 Ns, Frnb 0, 4	2200 190 Ns, Frnb 0, 4	2000 180 Ns, Frnb 0, 3	1800 155 Ns, Frnb 0, 2	1300 110 Ns, Frnb 0, 1	1250 100 Ns, Frnb 0, 1	1200 100 Sc 0, 1 0, 5 1, 5 840 56 0, 2 1 345 40 0, 8 2 700 67 0, 4 1 1750 60 0, 1
12	8 00 14/11— 17 00 14/11 1964	37	S _м м H _{обл} м Форма облаков Δ° Направление вет- ра, град. v м/сек	2000 200 Ns 0, 4	1800 180 Ns 0, 3	1350 170 Ns 0, 3	1200 160 St 0, 1	700 140 St 0, 0	550 130 St 0, 0	450 110 Sc 0, 0 180 1 400 110 St 0, 3 30 2 200 1 1400 110 St 0, 3 30 2 1800 260 Ns, Frnb 1, 8 30 6 1200 120 Sc 0, 0
13	9 45 21/11— 23 15 21/11 1964	55	S _м м H _{обл} м Форма облаков Δ° Направление вет- ра, град. v м/сек	320 4 1800 150 St, Sifr 0, 9	320 3 1800 150 St, Sifr 0, 7	280 3 1700 140 St, Sifr 0, 7	260 2 1550 137 St, Sifr 0, 6	210 1 1500 130 St 0, 5	200 1 1400 110 St 0, 3	180 1 1400 110 St 0, 3 30 2 2 700 67 0, 4 1 1750 60 0, 1
14	7 30 23/11— 21 45 23/11 1964		S _м м H _{обл} м Форма облаков Δ° Направление вет- ра, град. v м/сек	2500 300 Ns, Frnb 2, 3	2500 280 Ns, Frnb 2, 2	2500 280 Ns, Frnb 2, 2	2350 270 Ns, Frnb 2, 0	2000 260 Ns, Frnb 1, 9	1800 260 Ns, Frnb 1, 8	1200 260 Sc 1, 8 30 2 2 700 67 0, 4 1 1750 60 0, 1
15	10 00 1/11— 19 00 1/11		S _м м H _{обл} м Форма облаков Δ°	5000 150 Ns, Frnb 0, 0	3000 140 Ns, Frnb 0, 0	2000 135 Ns, Frnb 0, 0	1800 130 Ns, Frnb 0, 0	1500 120 Ns, Frnb 0, 0	1400 120 Ns, Frnb 0, 0	1200 120 Sc 0, 0 0, 1

16	1964	34	Направление ветра, град. v м/сек	40 5	40 4	40 3	30 2	30 2	0 0	2
	8 45 2/III— 19 60 2/III 1964		S _м м	1400	1400	1150	1000	900	800	1932
			H _{осл} м	180	160	160	160	160	140	42
			Форма облаков	Ns, Frnb	Ns, Frnb	Ns, Frnb	Ns, Frnb	Ns, Frnb	Sc	0,8
			Δ°	1,2	0,8	0,6	0,3	0,3	0,3	
			Направление ветра, град. v м/сек	320 4	300 3	300 3	290 2	290 2	290 2	1
17	8 00 6/III— 14 00 6/III 1964	18	S _м м	2300	2000	2000	2000	1900	1800	344
			H _{осл} м	250	225	220	200	190	180	46
			Форма облаков	Stfr	Stfr	Stfr	Stfr	Stfr	Sc	0,6
			Δ°	1,4	0,9	0,9	0,5	0,5	0,5	
			Направление ветра, град. v м/сек	60 7	60 5	60 4	50 4	50 4	50 4	2
18	9 15 25/III— 20 60 25/III 1964	39	S _м м	5000	4000	2500	1800	1690	1400	1682
			H _{осл} м	180	170	140	115	90	90	60
			Форма облаков	St	St	St	St	Ns, Frnb	Ns, Frnb	0,4
			Δ°	0,8	0,4	0,1	0,1	0,1	0,1	
			Направление ветра, град. v м/сек	50 6	50 5	40 4	40 4	40 4	40 3	1
19	7 30 26/III— 1 15 28/III 1964	72	S _м м	2000	1800	1200	1200	1000	200	1661
			H _{осл} м	140	130	110	100	100	100	34
			Форма облаков	St, Stfr	St, Stfr	St, Stfr	St	St	St	0,1
			Δ°	0,1	0,1	0,0	0,0	0,0	0,0	
			Направление ветра, град. v м/сек	320 3	310 3	300 3	300 3	300 2	290 1	1
20	7 30 28/IV— 1 00 29/IV 1964	57	S _м м	7000	5000	4000	4000	4000	3500	1830
			H _{осл} м	160	160	150	140	130	120	51
			Форма облаков	Sc	Sc	Ns, Frnb	Ns, Frnb	Ns, Frnb	Ns, Frnb	0,4
			Δ°	0,5	0,4	0,2	0,0	0,0	0,0	
			Направление ветра, град. v м/сек	60 10	60 8	60 8	60 8	60 7	50 6	2

В частности, рассмотрим, какие могут быть значения величин при их обеспеченности 20%:

1) вероятности того, что дальность видимости будет равна 6000 м и более, высота нижней кромки облачного покрова 220 м и более, а дефицит точки росы $1,6^\circ$ и более, составит 20%;

2) вероятность того, что дальность видимости будет равна 3000 м и менее, высота нижней кромки облачного покрова 130 м и менее и дефицит точки росы $0,4^\circ$ и менее, тоже составит 20%.

В первом случае дается представление о наиболее высоких значениях величин, встречающихся с обеспеченностью 20%, а во втором, даются величины с той же обеспеченностью, но с более низкими значениями.

Материалы, представленные в такой форме, значительно облегчают анализ данных и позволят в последующем выявить особенности распределения исследуемых характеристик в зависимости от синоптических процессов, протекающих в атмосфере.

Выводы

1. Для характеристики связности высот нижней кромки облачного покрова во времени целесообразно пользоваться вместо крайне трудоемких вычислений по корреляционным или структурным функциям, методом Г. А. Алексеева. Метод прост, надежен и не требует больших затрат времени на обработку.

2. Изменчивость нижней кромки слоистых облаков находится в тесной зависимости от дефицита точки росы. Эта зависимость прямая. Она может быть использована для нахождения высот нижней кромки облаков по соответствующим дефицитам точки росы, полученным для различных синоптических условий.

3. Установлена хорошая зависимость дальности видимости у земли с нижней кромкой облачного покрова и с дефицитом точки росы.

4. Как правило, прозрачность атмосферы под облаками Sc всегда хорошая (более 3000 м). Эта форма облаков не дает тесной связи с прозрачностью у земли.

5. Материалы, представленные по форме табл. 3, позволяют раскрыть не только особенности распределения исследуемых метеорологических элементов во времени, но и использовать их для выявления генетических особенностей формирования условий, ухудшающих возможности эксплуатации аэродромов.

6. Для успешного исследования и получения синоптических критериев для прогноза необходимо организовать градиентные наблюдения на разных уровнях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алексеев Г. А. К вопросу определения коэффициентов корреляции между членами статистического ряда. Метеорология и Гидрология, № 2, 1965.
2. Алексеев Г. А. К вопросу определения эмпирических квантилей и коэффициентов корреляции. Метеорология и Гидрология, № 4, 1963.
3. Гоголева Е. И. Условия возникновения низкой облачности над Европейской территорией СССР и возможности ее прогноза. Гидрометеоздат, Л., 1956.
4. Лебедев А. Н. Продолжительность дождей на территории СССР. Гидрометеоздат, Л., 1964.
5. Молчанов П. А. Аэрология. ОГИЗ, Гострансиздат, М., 1931.

К ВОПРОСУ О СТРУКТУРЕ НИЖНЕЙ ГРАНИЦЫ СЛОИСТЫХ ОБЛАКОВ

В статье рассматриваются величины расхождений в показаниях высот нижней границы облачного покрова, измеренных разными методами. Дается способ, позволяющий с достаточной степенью точности и надежности выявить особенности распределения нижней кромки облачного покрова, подверженного большому и беспорядочному колебаниям. Показано, что величины высот нижней кромки облачного покрова подчиняются нормальному закону распределения или близкому к нему.

На роль и важность изучения нижней границы облачного покрова указывали многие ученые. Особое внимание при этом уделяли определению высоты нижней границы облаков при низкой облачности. И это неслучайно, поскольку наличие низкой облачности лимитирует условия посадки и взлета самолетов. К тому же низкая облачность (до 200 м), как правило, сопровождается ухудшенной прозрачностью атмосферы, а нередко и выпадением мелких осадков, что приводит к ограничению эксплуатационных возможностей аэродромов.

Существующие в настоящее время инструментальные методы определения высот облачного покрова не позволяют, однако, получить одинаковые значения отсчетов при измерении высот нижней кромки облачности. Расхождения в величинах высот, полученных при одновременных отсчетах различными методами, могут достигать 100 м и более, о чем подробно изложено в работе Е. Г. Зак и О. В. Марфенко [5]. К сожалению, в этой работе отсутствуют сводные таблицы результатов сопоставлений, полученных по наблюдениям разных методов. Поэтому судить о том, какие расхождения имеются в оценках высот и какие из них чаще всего встречаются, не представляется возможным. Нет таких сведений и в работе И. И. Честной [6].

Что касается заключения авторов [5] о волновом характере изменений нижней кромки слоистых облаков, то оно не подтверждается имеющимися в нашем распоряжении материалами наблюдений. К аналогичному заключению пришла и И. И. Честная.

Правильнее было бы говорить о случайных колебаниях нижней кромки облаков. Нередко нижняя кромка облачного покрова сравнительно мало изменяется по высоте и имеет более или менее однородный характер. Но в некоторых случаях ее очертания приобретают большую неустойчивость.

Наличие неровной структуры облачного покрова связано обычно с беспорядочными пульсациями температуры и влажности приземного

слоя воздуха, обусловленными турбулентным состоянием среды. В таких условиях количественная оценка высоты нижней кромки облачного покрова представляет большие трудности не только потому, что изучаемый объект неоднороден по своей структуре и подвержен быстрым изменениям во времени и пространстве, но еще и потому, что применяемые методы измерений обладают различными разрешающими способностями. С этим нельзя не считаться. В зависимости от способа измерений и характера нижней кромки облачного покрова различия в отсчетах высот могут достигать значительных расхождений. Поэтому важно знать, с какими именно расхождениями в показаниях высот приходится встречаться на практике и какие из них чаще всего наблюдаются. Знание таких характеристик будет способствовать изучению структуры нижней границы облачного покрова и ее особенностей распределения в зависимости от местных факторов.

Материалы синхронных наблюдений за определением высот нижней границы облачного покрова, произведенные в аэропорту Днепропетровска за период с 1/IV 1963 г. по 1/IV 1964 г., позволяют получить четкое представление о величинах расхождения в показаниях высот, измеренных разными способами. Результаты сопоставлений приведены в табл. 1.

Таблица 1

Разности между величинами высот нижней границы облаков, измеренными различными методами

Методы	Число случаев по градациям разностей высот, м											
	100	91—100	81—90	71—80	61—70	51—60	41—50	31—40	21—30	11—20	1—10	0
О-С	15	4	0	7	5	8	13	7	10	24	28	75
Пр-О	2	0	0	0	1	2	2	0	5	20	53	32
Ш/п-О	6	0	1	0	0	0	0	1	2	0	3	9
Ш/п-С	0	1	0	0	0	0	0	2	2	1	2	3
Пр-С	0	0	0	0	1	0	0	1	0	0	1	0

Методы	Число случаев по градациям разностей высот, м											Число измерений
	—1—10	—11—20	—21—30	—31—40	—41—50	—51—60	—61—70	—71—80	—81—90	—91—100	—100	
О-С	37	24	10	18	12	10	4	5	1	3	8	328
Пр-О	34	14	9	6	11	2	2	1	1	0	1	198
Ш/п-О	8	4	3	0	1	0	1	0	1	0	3	43
Ш/п-С	2	1	0	1	2	0	0	0	0	0	1	18
Пр-С	2	2	0	0	1	0	0	0	0	0	2	10

Из сопоставления высот, полученных по наблюдениям самолета (С) и наземного прибора — импульсно-светового измерителя высоты нижней границы облаков (О) — видно, что в 75 из 328 случаев показания двух различных методов измерений дают одинаковые результаты. В 65 случаях данные отсчетов различаются на ± 10 м, в 48 случаях — на ± 20 м,

в 20 случаях — на ± 30 м и т. д. При этом сам характер распределения числа случаев по градациям разностей высот подчиняется вполне определенному закону, близкому к нормальному распределению. Это служит указанием на то, что величины расхождений между указанными методами измерений носят случайный характер.

Аналогичные результаты получены и при сопоставлении синхронных наблюдений другими методами. Даже при малом числе измерений расхождения в показаниях методов имеют различную направленность знака, что так же указывает на их случайный характер.

Обращает на себя внимание и другой не менее интересный факт, а именно: приборы (прожектор, прибор О), имеющие более или менее сходные разрешающие возможности, дают сравнительно близкие отсчеты высот и только в отдельных случаях возможны значительные расхождения. Так, величины расхождений, полученные по измерениям прожектора (Пр) и прибора О, в 80% случаев не превышают ± 30 м и лишь в 2% случаев разница между показаниями высот достигает более 100 м. Что касается других методов измерения высот (О-С, Ш/п-О, Пр-С, Ш/п-С), то расхождения до ± 30 м составляют 61—67%. Полученные соотношения в показаниях приборов дают основание думать о том, что приборы, разрешающие возможности которых будут одинаковы, смогут давать еще более согласованные результаты измерений и позволят значительно сократить пределы расхождений в отсчетах.

На основании приведенных данных трудно сказать, какой метод лучше. Все они дают отсчеты с известной погрешностью. Но поскольку характеристика нижней кромки облачного покрова представляет практический интерес для авиации, то, пожалуй, было бы целесообразно ориентироваться на самолетный метод, на что уже указывала в свое время И. И. Честная [6].

Вывод о том, что расхождения между методами измерений носят систематический характер [5], как мы видели, также не подтверждается материалами наблюдений.

Случайный характер распределения числа случаев по градациям разностей высот позволяет надеяться, что величины мгновенных отсчетов нижней кромки облачного покрова будут подчиняться тому же закону распределения.

Средние значения высот нижней кромки облачного покрова при столь большой их изменчивости во времени и пространстве вряд ли смогут удовлетворить практические запросы авиации. Для практических целей важно знать, какие изменения претерпевает нижняя кромка облачного покрова, иными словами, как часто встречаются те или иные количественные отметки высот.

Для получения таких характеристик был использован метод А. Н. Лебедева [4], который позволяет раскрыть не только структуру средней величины, но и особенности распределения самих значений во времени.

В основу исследования легли материалы наблюдений аэропорта Днепропетровск, проводимые по программе, разработанной ЦИПом совместно с ЦАО. Согласно программе, регистрация высот нижней кромки облачного покрова должна вестись через каждые четверть часа с момента появления низкой облачности до 300 м и прекращаться с увеличением ее высоты более 300 м.

Следует отметить, что систематическая регистрация за состоянием низкой облачности производилась в основном прибором О. Все другие методы измерения носили эпизодический характер и применялись лишь в тех случаях, когда прибор О по какой-либо причине выходил

из строя. Поэтому для характеристики нижней границы облачного покрова были обработаны только данные прибора О.

В качестве примера рассмотрим, какие изменения испытывает нижняя кромка облачности в апреле и декабре. Данные наблюдений, обработанные по методу А. Н. Лебедева, помещены в табл. 2.

При этом расчеты основных параметров распределения ($\bar{H}$, σ_H , C_s) производились по упрощенному и теоретически обоснованному методу Г. А. Алексеева [1].

Г. А. Алексеев доказал, что искомая теоретическая кривая обеспеченности $H_p = f(p)$, вычисленная по обычным статистическим формулам (6), (7) и (8) и построенная с помощью таблицы Рыбкина, в которой даны нормированные отклонения от среднего значения по формуле

$$H_p = \bar{H} + \sigma_H \Phi(p_1, C_s), \quad (1)$$

пройдет через три опорные точки H_{p_1} , H_{p_2} и H_{p_3} , соответствующие значениям обеспеченности $p_1=5\%$, $p_2=50\%$ и $p_3=95\%$ эмпирической кривой, полученной по формуле

$$P(H_m) = \frac{m-0,3}{n+0,4} \cdot 100\% \quad (2)$$

На основании уравнения (1) были составлены три формулы

$$\bar{H} + \sigma_H \Phi(p_1, C_s) = H_{p_1}, \quad (1_1)$$

$$\bar{H} + \sigma_H \Phi(p_2, C_s) = H_{p_2} \quad (1_2)$$

$$\bar{H} + \sigma_H \Phi(p_3, C_s) = H_{p_3} \quad (1_3)$$

с тремя неизвестными $\bar{H}$, σ_H , C_s , для которых получены следующие решения:

$$S = \frac{H_{p_1} + H_{p_3} - 2H_{p_2}}{H_{p_1} - H_{p_3}} = \frac{H_5 + H_{95} - 2H_{50}}{H_5 - H_{95}}, \quad (3)$$

где S — коэффициент скошенности, по которому из табл. 3 находится коэффициент асимметрии.

$$\sigma_H = \frac{H_{p_1} - H_{p_3}}{\Phi(p_1, C_s) - \Phi(p_3, C_s)} = \frac{H_5 - H_{95}}{\Phi_5 - \Phi_{95}}, \quad (4)$$

где $\Phi_5 - \Phi_{95}$ — разность нормированных отклонений, соответствующих принятой величине C_s , которая также берется из табл. 3.

$$\bar{H} = H_{p_2} - \sigma_H \Phi(p_2, C_s) = H_{50} - \sigma_H \Phi_{50}, \quad (5)$$

¹ Это указание будет справедливо и для эмпирических кривых, построенных по другим формулам:

$$P(H_m) = \frac{m-0,25}{n+0,50} \cdot 100\%; \quad (2_1)$$

$$P(H_m) = \frac{m-0,5}{n} \cdot 100\%; \quad (2_2)$$

$$P(H_m) = \frac{m}{n+1} \cdot 100\%. \quad (2_3)$$

А. Н. Лебедев [7] показал, что значения, снятые с эмпирических кривых, построенных по указанным формулам, практически дают одинаковые значения величин для $p_1=5\%$, $p_2=50\%$ и $p_3=95\%$. Расхождения отмечаются лишь для крайних величин, находящихся на восходящих и нисходящих кривых распределения.

Таблица 2

Вероятные значения высот нижней границы слоистых облаков различной обеспеченности (%). Днепрпетровск

№ серии	Время (ч. м.) и дата	$\bar{H}$	Максимальная высота	Обеспеченность (%)										Минимальная высота	$\sigma_{\bar{H}}$	C_s	C_v	Число измерений
				5	10	20	30	40	50	60	70	80	90					

Апрель																			
1	0 00 1/IV—16 00 3/IV	129	320	260	200	150	130	130	110	100	90	80	70	60	50	53,4	1,8	0,51	52
2	3 00 6/IV—10 15 6/IV	235	350	340	310	260	240	240	230	220	200	170	150	140	140	61,1	0,4	0,26	16
3	0 15 9/IV—13 30 9/IV	274	380	370	360	330	310	300	260	200	120	90	80	80	80	90,3	—0,9	0,33	14
4	9 30 10/IV—12 00 11/IV	202	350	330	310	270	240	230	200	160	140	130	90	60	50	82,3	—0,1	0,40	35
5	19 45 11/IV—12 30 12/IV	187	320	310	290	260	220	200	180	160	150	130	110	90	80	67,7	0,6	0,36	36
6	20 00 14/IV—11 30 16/IV	158	320	300	260	190	160	150	145	130	129	110	90	80	60	71,7	—0,4	0,40	54

Декабрь																			
1	13 00 19/XII—4 00 23/XII	75	200	140	120	90	85	80	70	65	60	55	50	40	30	32,5	0,4	0,42	217
2	11 00 23/XII—8 00 24/XII	244	350	330	310	290	270	225	240	230	220	210	190	170	150	49,0	0,5	0,20	63
3	9 45 26/XII—17 00 27/XII	110	330	230	165	135	115	105	95	90	80	70	50	40	30	61,5	1,5	0,56	45
4	19 00 27/XII—11 30 30/XII	135	360	220	210	185	160	140	130	115	119	100	80	65	30	47,5	—0,5	0,35	177

Таблица 3

Соответственные значения $S=f(C_s)$ и $S_1=f_1(C_s)$ коэффициента асимметрии (C_s) и коэффициента скошенности (S и S_1) биномиальной кривой распределения (по Г. А. Алексееву)

C_s	$\frac{H_p - \bar{H}}{\sigma_H} = \Phi(p, C_s)$					$\Phi_5 - \Phi_{95}$	S	Φ'	S'
	Φ_5	Φ_{10}	Φ_{50}	Φ_{90}	Φ_{95}				
0,0	1,64	1,28	-0,00	-1,28	-1,64	3,28	0,00	5,84	0,00
0,1	1,67	1,29	-0,02	-1,27	-1,61	3,28	0,03	5,84	0,03
0,2	1,70	1,30	-0,03	-1,26	-1,58	3,28	0,06	5,84	0,05
0,3	1,72	1,31	-0,05	-1,24	-1,55	3,27	0,08	5,82	0,08
0,4	1,75	1,32	-0,07	-1,23	-1,52	3,27	0,11	5,82	0,10
0,5	1,77	1,32	-0,08	-1,22	-1,49	3,26	0,14	5,80	0,12
0,6	1,80	1,33	-0,10	-1,20	-1,45	3,25	0,17	5,78	0,15
0,7	1,82	1,33	-0,12	-1,18	-1,42	3,24	0,20	5,75	0,18
0,8	1,84	1,34	-0,13	-1,17	-1,38	3,22	0,22	5,73	0,20
0,9	1,86	1,34	-0,15	-1,15	-1,35	3,21	0,25	5,70	0,23
1,0	1,88	1,34	-0,16	-1,13	-1,32	3,20	0,28	5,67	0,25
1,1	1,89	1,34	-0,18	-1,10	-1,28	3,17	0,31	5,61	0,28
1,2	1,92	1,34	-0,19	-1,08	-1,24	3,16	0,34	5,58	0,31
1,3	1,94	1,34	-0,21	-1,06	-1,20	3,14	0,37	5,54	0,34
1,4	1,95	1,34	-0,22	-1,04	-1,17	3,12	0,39	5,50	0,36
1,5	1,96	1,33	-0,24	-1,02	-1,13	3,09	0,42	5,44	0,39
1,6	1,97	1,33	-0,25	-0,99	-1,10	3,07	0,45	5,39	0,41
1,7	1,98	1,32	-0,27	-0,97	-1,06	3,04	0,48	5,33	0,44
1,8	1,99	1,32	-0,28	-0,94	-1,02	3,01	0,51	5,27	0,47
1,9	2,00	1,31	-0,29	-0,92	-0,98	2,98	0,54	5,21	0,49
2,0	2,00	1,30	-0,31	-0,90	-0,95	2,95	0,57	5,15	0,52
2,1	2,01	1,29	-0,32	-0,87	-0,91	2,92	0,59	5,08	0,55
2,2	2,02	1,27	-0,33	-0,84	-0,88	2,89	0,63	5,02	0,58
2,3	2,01	1,26	-0,34	-0,82	-0,85	2,86	0,64	4,94	0,60
2,4	2,00	1,25	-0,35	-0,79	-0,82	2,82	0,67	4,86	0,62
2,5	2,00	1,23	-0,36	-0,77	-0,79	2,79	0,69	4,79	0,65
2,6	2,00	1,21	-0,37	-0,75	-0,76	2,76	0,72	4,72	0,67
2,7	2,00	1,19	-0,38	-0,72	-0,74	2,74	0,74	4,65	0,70
2,8	2,00	1,18	-0,39	-0,70	-0,71	2,71	0,76	4,59	0,72
2,9	1,99	1,15	-0,39	-0,68	-0,69	2,68	0,78	4,51	0,74
3,0	1,97	1,13	-0,40	-0,66	-0,67	2,64	0,80	4,43	0,76
3,1	1,97	1,11	-0,40	-0,64	-0,64	2,62	0,81	4,37	0,78
3,2	1,96	1,09	-0,41	-0,62	-0,62	2,59	0,83	4,30	0,80
3,3	1,95	1,08	-0,41	-0,60	-0,60	2,56	0,85	4,24	0,82
3,4	1,94	1,06	-0,41	-0,59	-0,59	2,53	0,86	4,17	0,83
3,5	1,93	1,04	-0,41	-0,57	-0,57	2,50	0,87	4,11	0,84
3,6	1,93	1,03	-0,42	-0,56	-0,56	2,48	0,89	4,07	0,86
3,7	1,91	1,01	-0,42	-0,54	-0,54	2,45	0,90	4,00	0,88
3,8	1,90	1,00	-0,42	-0,53	-0,53	2,43	0,91	3,95	0,89
3,9	1,90	0,98	-0,41	-0,51	-0,51	2,41	0,92	3,91	0,90
4,0	1,90	0,96	-0,41	-0,50	-0,50	2,40	0,92	3,86	0,91
4,1	1,89	0,95	-0,41	-0,49	-0,49	2,38	0,93	3,81	0,92
4,2	1,88	0,93	-0,41	-0,48	-0,48	2,36	0,94	3,76	0,93
4,3	1,87	0,92	-0,40	-0,47	-0,47	2,34	0,94	3,72	0,93
4,4	1,86	0,91	-0,40	-0,46	-0,46	2,34	0,95	3,68	0,94
4,5	1,85	0,89	-0,40	-0,45	-0,45	2,30	0,96	3,63	0,95
4,6	1,84	0,87	-0,40	-0,44	-0,44	2,28	0,97	3,58	0,96
4,7	1,83	0,85	-0,40	-0,43	-0,43	2,26	0,97	3,53	0,97
4,8	1,81	0,82	-0,39	-0,42	-0,42	2,23	0,98	3,46	0,97
4,9	1,80	0,80	-0,39	-0,41	-0,41	2,21	0,98	3,42	0,97
5,0	1,78	0,78	-0,38	-0,40	-0,40	2,18	0,98	3,36	0,98
5,1	1,76	0,76	-0,38	-0,39	-0,39	2,15	0,98	3,30	0,98
5,2	1,74	0,73	-0,37	-0,38	-0,38	2,15	0,98	3,24	0,98

где Φ_{50} — нормированное отклонение, соответствующее обеспеченности $p=50\%$, при принятом C_s . Эта величина, как и две предыдущие, определяется по табл. 3, составленной Г. А. Алексеевым.

Расчеты, произведенные по формулам (3), (4) и (5), дают надежные результаты при весьма малой затрате технического труда, чего нельзя сказать о вычислениях, сделанных по обычным формулам:

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i, \quad (6)$$

$$\sigma^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2, \quad (7)$$

$$C_s = \frac{1}{n\sigma^3} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^3, \quad (8)$$

на которые затрачивается огромное количество времени, особенно при определении коэффициента асимметрии C_s . При этом точность величины, вычисленной по формуле (8), будет меньше, чем определенной по табл. 3.

Для получения надежного значения C_s (по указанной формуле) необходимо располагать очень большим объемом измерений. Ошибка ко-

эффициента асимметрии $\left(\sigma_{C_s} = \sqrt{\frac{6}{n}}\right)$ даже при 600 измерениях будет составлять около 10%. Что касается метода Г. А. Алексеева, то он даже при малом объеме измерений позволяет получить достаточно надежные значения C_s , а следовательно, и точнее вычислить среднее значение исследуемой величины.

Анализ табл. 2 показывает, что величины высот нижней границы облачного покрова в своем распределении подчиняются в первом приближении закону Гаусса или близкому к нему. И только при малом объеме измерений и большой изменчивости нижней кромки облачного покрова происходит отступление от закона нормального распределения. О чем говорят и коэффициенты асимметрии. Так, в апреле для первой серии наблюдений при $n=52$ измерениям и коэффициенте вариации $C_v=0,51$ коэффициент асимметрии $C_s=1,8$. Аналогичная картина наблюдается и в декабре (серия 3), где при $n=45$ измерениям и коэффициенте вариации $C_v=0,56$ коэффициент асимметрии $C_s=1,5$. О количественной величине асимметрии можно судить и по величине расхождения между средним значением и значением величины равной 50% обеспеченности. Видно, что в первом случае расхождение между указанными величинами составляет 19 м, а во втором — 15 м.

В апреле (серия 3) при малом объеме измерений ($n=14$) и сравнительно малом коэффициенте изменчивости ($C_v=0,33$) сдвиг центра распределения от наивероятнейшего значения величины (т. е. разность между $\bar{H}$ и $H_{50\%}$) составляет 14 м. Последнее свидетельствует о наличии значительной асимметрии.

Во всех остальных случаях можно считать, что распределение близко к нормальному. Наличие нормального закона распределения в значительной мере упрощает оценку точности основных параметров распределения и позволяет использовать обычные статистические приемы [3, 4].

Нетрудно видеть, что при одинаковом объеме измерений и близких средних значениях исследуемых величин (апрель серии 4 и 5) значения высот по грациям обеспеченностей имеют приблизительно сходные

данные. Так, вероятность того, что высота нижней кромки облачности будет равна 130 м и более составляет 80%, а высоты 220 м (серия 5) и 240 м (серия 4) и более — только 30%.

Представляется интересным и другой факт. Почти для всех серий характерна сравнительно небольшая изменчивость нижней кромки облачности и только в двух случаях она превышает 50% нормы. Объяснение указанной изменчивости в состоянии нижней кромки облачного покрова следует искать в синоптических процессах, формирующих условия погоды в данном месте. В настоящее время сделать какие-либо обобщающие заключения по данному вопросу не представляется возможным, ввиду недостаточного исходного материала наблюдений. Надо полагать, что по мере накопления таких данных будут выявлены особенности распределения нижней кромки облачного покрова в зависимости от характера барических образований (отрог, тыл циклона, перед холодным или перед теплым фронтом и т. д.) и получены для них соответствующие таблицы по типу табл. 2, которые в последующем смогут быть представлены в виде номограмм. Такие данные будут крайне полезны не только для летного состава, но и для синоптиков, обслуживающих авиацию.

Выводы

1. В работе дан метод обработки, с помощью которого удастся с достаточной степенью точности и надежности выявить особенности распределения нижней границы облачного покрова, подверженного беспорядочным и быстро изменяющимся колебаниям во времени и пространстве.

2. Обнаружено, что величины высот нижней кромки облачного покрова подчиняются в своем распределении закону Гаусса или близкому к нему.

3. Предлагается новый метод вычисления основных параметров распределения ($\bar{H}$, σ_H и C_s), позволяющий с малой затратой технического труда и с достаточной надежностью охарактеризовать эмпирические кривые распределения.

4. Показан случайный характер расхождений высот нижней кромки облачного покрова, полученных разными методами, что опровергает мнение [5] о систематическом характере расхождений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алексеев Г. А. К вопросу определения эмпирических квантилей и коэффициента корреляции. Метеорология и гидрология, № 4, 1963.
2. Дунаева А. В. Выборочный метод как основа для правильной организации стационарных снегосъемок. Труды ГГО, вып. 163. Гидрометеиздат, Л., 1964.
3. Дунаева А. В. Рационализация методики обработки материалов снегосъемок. Труды ГГО, вып. 130. Гидрометеиздат, 1962.
4. Лебедев А. Н. Продолжительность дождей на территории СССР. Гидрометеиздат, 1964.
5. Зак Е. Г. и Марфенко О. В. Структура нижней кромки облачного покрова. Труды ЦАО, вып. 7. Гидрометеиздат, 1952.
6. Честная И. И. О колебаниях высот нижней границы слоистых облаков. Труды ГГО, вып. 54. Гидрометеиздат, 1956.
7. Лебедев А. Н. Приложение метода номограмм к исследованиям климатических закономерностей в тропических и экваториальных широтах. Труды ГГО, вып. 183, 1965.

В. И. ЖУРАВЛЕВ, И. Л. ЗЕЛЬМАНОВИЧ, Б. А. СЕРГЕЕВ

О ЗАКОНАХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НОЧНОЙ ОСВЕЩЕННОСТИ И ЛУЧИСТОСТЕЙ НЕБА И МОРЯ

Приводятся результаты экспериментального исследования дифференциальных законов распределения лучистости ночного неба и моря в области спектральной чувствительности кислородно-цезиевого фотокатода и естественной ночной освещенности в области чувствительности кислородно-цезиевого и сурьмяно-цезиевого фотокатодов и глаза.

Определение видимости объектов при естественной ночной освещенности как невооруженным глазом, так и специальными приборами зависит от ряда геофизических факторов и фотометрических характеристик наблюдаемых объектов [1, 2, 3]. Важнейшими геофизическими факторами, влияющими на дальность видимости объектов в ночных условиях, являются естественная ночная освещенность и лучистость фона в области спектральной чувствительности прибора наблюдения. Освещенность и лучистости ночных фонов изменяются в широких пределах [4, 5] и распределены по какому-то вероятностному закону. Статистические характеристики излучения ночного неба могут использоваться при определении дальности видимости объектов с учетом вероятностного характера процесса обнаружения.

В данной статье исследуются некоторые статистические характеристики естественной ночной освещенности в спектральных областях чувствительности кислородно-цезиевого ($E_{\text{кц}}$) и сурьмяно-цезиевого ($E_{\text{сц}}$) фотокатодов и кривой видимости глаза в ночных условиях ($E_{\text{гл}}$), а также средней лучистости неба ($B_{\text{кцн}}$) и лучистости моря ($B_{\text{кцм}}$). Исследование выполнено на основе статистического анализа экспериментальных данных, опубликованных нами ранее в [5].

Измерения проводились в прибрежной зоне юго-восточной части Балтийского моря в условиях зимне-весеннего периода ночью через равные промежутки времени. Для данного района в этот период характерна облачная погода с прояснениями. Значения освещенностей и лучистости моря осреднялись по нескольким замерам. Лучистость неба осреднялась по 12 замерам, полученным под разными углами визирования по азимуту и углу места. Абсолютные значения освещенностей и лучистостей выражены в эквивалентной системе единиц [10]. Такое представление об экспериментальных данных удобно при их использовании для прикладных вопросов видимости объектов. Блок-схема фотометра приведена на рис. 1.

Результаты анализа представлены на рис. 2—6. Количество наблю-

дений, использованных при построении соответствующих плотностей распределения вероятностей, приведено в табл. 1.

Таблица 1

Номер рисунка	2	3	4	5	6
Количество точек	159	153	154	159	164

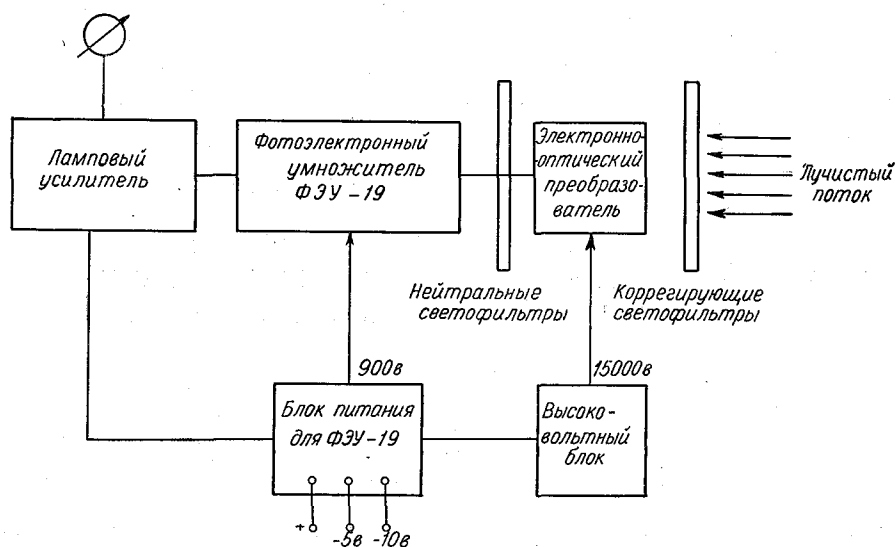


Рис. 1. Блок-схема измерительной установки.

Интервал, характеризующий ширину шага элемента вероятности, был принят равным 0,1 порядка абсолютного значения исследуемой величины. Законы распределения строились для 30 разрядов. Эксперимен-

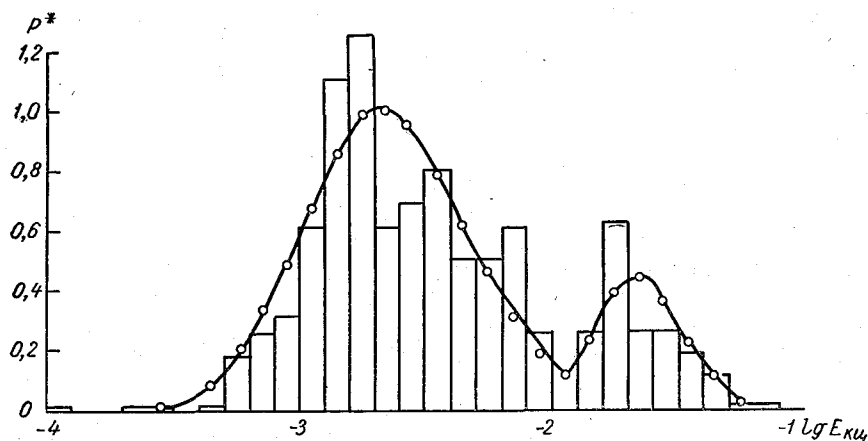


Рис. 2. Дифференциальная зависимость распределения освещенности в области спектральной чувствительности кислородно-цезиевого фотокатода.

тальные точки, находившиеся на границе разрядов, относились к тому и другому разряду. Число наблюдений для каждого разряда в этом случае увеличивалось на $1/2$ [6].

Из анализа материалов по экспериментальному определению статистических характеристик излучения ночного неба следует, что плотно-

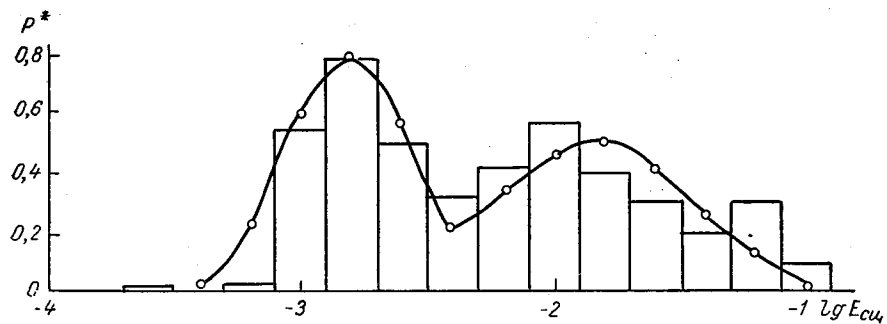


Рис. 3. Дифференциальная зависимость распределения освещенности в области спектральной чувствительности сурьмяно-цезиевого фотокатода.

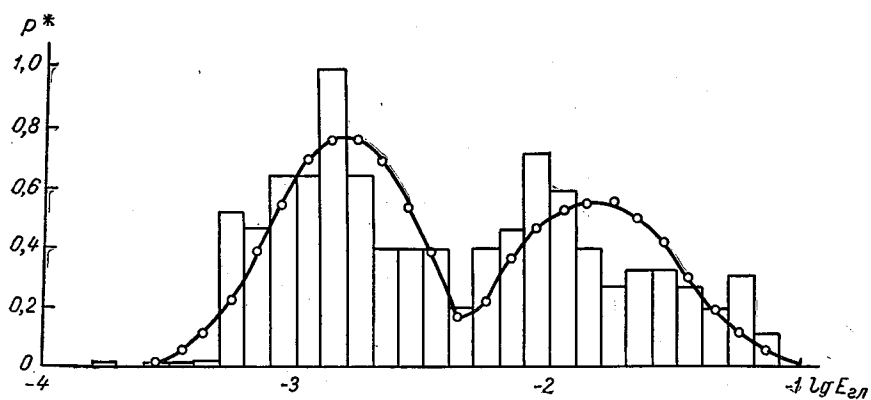


Рис. 4. Дифференциальная зависимость распределения освещенности в области спектральной чувствительности глаза в ночных условиях.

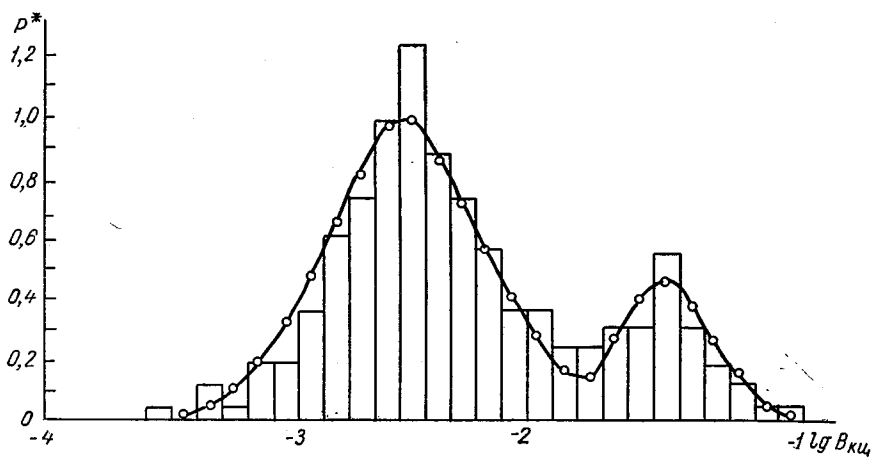


Рис. 5. Дифференциальная зависимость распределения лучистости неба в области спектральной чувствительности кислородно-цезиевого фотокатода.

сти распределения вероятностей естественной ночной освещенности и яркостей неба и моря для трех рассмотренных спектральных диапазонов имеют бимодальный характер. Полученный вывод косвенно подтверждается результатами исследования ряда распределения визуального излучения ночного неба, выполненного в работе [11].

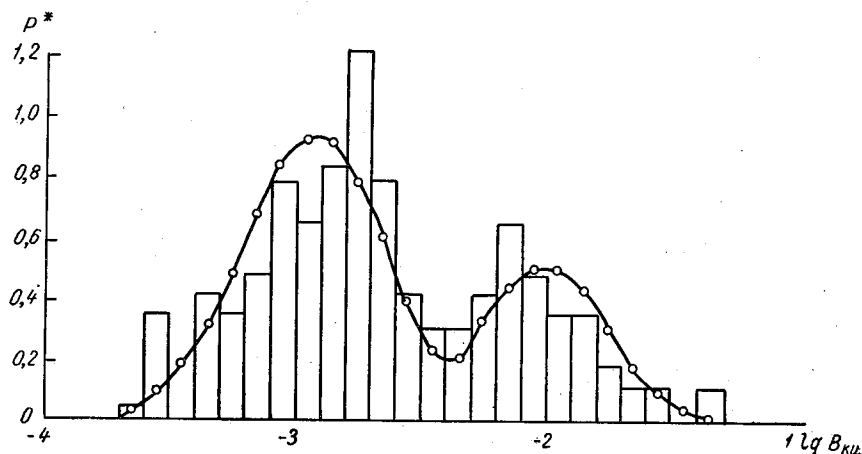


Рис. 6. Дифференциальная зависимость распределения лучистости моря в области спектральной чувствительности кислородно-цезиевого фотокатода.

Для физического объяснения характера полученных законов распределения проанализируем отношения плотностей вероятностей в областях модальных значений освещенностей. Результаты анализа представлены в табл. 2.

Таблица 2

Спектральная область	Отношение плотностей вероятностей
Чувствительности КЦ фотокатода	$\frac{P(E_{кц})_{\max_1}}{P(E_{кц})_{\max_2}} = 3,46$
Чувствительности СЦ фотокатода	$\frac{P(E_{сц})_{\max_1}}{P(E_{сц})_{\max_2}} = 1,31$
Кривой видности глаза ночью	$\frac{P(E_{гл})_{\max_1}}{P(E_{гл})_{\max_2}} = 2,38$

Как видно из табл. 2, минимальное отношение имеет место в области спектральной чувствительности сурьмяно-цезиевого фотокатода; в наиболее длинноволновой области (области спектральной чувствительности кислородно-цезиевого фотокатода) отношение максимально. Та-

кой характер распределения отношений $\frac{p(E)_{\max_1}}{p(E)_{\max_2}}$ с физической точки

зрения легко объясняется влиянием чувствительности приемников излучения и спектрального состава излучения, отраженного луной.

Аналитическое представление кривых, аппроксимирующих гistogramмы, представленные на рис. 2—6, может быть выполнено с помощью сшивки двух функций нормального закона распределения:

$$p(\lg E) = \frac{\eta_1}{\sigma_{E_1} \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\lg E_{1i} - m_{E_1}^*)^2}{2\sigma_{E_1}^2}} + \frac{\eta_2}{\sigma_{E_2} \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\lg E_{2i} - m_{E_2}^*)^2}{2\sigma_{E_2}^2}};$$

$$p(\lg B) = \frac{\eta_1}{\sigma_{B_1} \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\lg B_{1i} - m_{B_1}^*)^2}{2\sigma_{B_1}^2}} + \frac{\eta_2}{\sigma_{B_2} \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\lg B_{2i} - m_{B_2}^*)^2}{2\sigma_{B_2}^2}}, \quad (1)$$

где E_{1i} , E_{2i} , B_{1i} , B_{2i} — текущие значения освещенности и лучистости в соответствующих спектральных диапазонах; $m_{E_1}^*$, $m_{E_2}^*$, $m_{B_1}^*$, $m_{B_2}^*$ — математические ожидания логарифмов исследуемых величин (статистические средние); σ_{E_1} , σ_{E_2} , σ_{B_2} , σ_{B_1} — средние квадратические отклонения логарифмов исследуемых величин; η_1 , η_2 — нормирующие масштабные коэффициенты, причем

$$\sigma = a \sqrt{\frac{1}{k-1} \sum_{i=1}^k (\lg x - m_x^*)^2}; \quad (1a)$$

$$a = \sqrt{\frac{k-1}{2}} \cdot \frac{\Gamma\left(\frac{k-1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{k}{2}\right)} — \text{коэффициент, учитывающий статистическую}$$

полноту количества наблюдений [9].

Численные значения коэффициентов аппроксимирующих функций (1) для экспериментальных наблюдений приводятся в табл. 3. Разработанная методика обработки экспериментальных данных представлена в приложении.

Таблица 3

Номер рисунка	Область			
	первой моды		второй моды	
	$m_{E(B)}^*$	$\sigma_{E(B)}$	$m_{E(B)}^*$	$\sigma_{E(B)}$
2	—2,663	0,340	—1,650	0,180
3	—2,810	0,253	—1,665	0,427
4	—2,904	0,293	—1,808	0,319
5	—2,562	0,316	—1,552	0,197
6	—2,924	0,287	—2,013	0,255

Предложенные аналитические соотношения пригодны для приближенных вычислений. Более точное аналитическое описание плотностей распределения вероятностей может иметь место при использовании сшивки двух функций обобщенного гамма-распределения [7], записанного в логарифмическом масштабе (рис. 7):

$$\begin{aligned}
p(\lg E) &= \eta_E \int_0^{\lg E_{1\max}} A' (\lg E_{1i})^{\mu'} e^{-\beta' (\lg E_{1i})^{\gamma'}} d(\lg E_1) + \\
&+ (1 - \eta_E) \int_0^{\infty} A'' (\lg E_{2i})^{\mu''} e^{-\beta'' (\lg E_{2i})^{\gamma''}} d(\lg E_2); \\
p(\lg B) &= \eta_B \int_0^{\lg B_{1\max}} A' (\lg B_{1i})^{\mu'} e^{-\beta' (\lg B_{1i})^{\gamma'}} d(\lg B_1) + \\
&+ (1 - \eta_B) \int_{\lg B_{1\max}}^{\infty} A'' (\lg B_{2i})^{\mu''} e^{-\beta'' (\lg B_{2i})^{\gamma''}} d(\lg B_2). \quad (2)
\end{aligned}$$

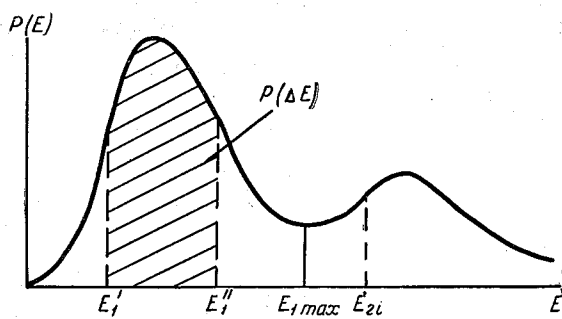


Рис. 7. К определению вероятности появления освещенностей заданного интервала уровней.

Полученные в данной работе результаты позволяют вычислять вероятности появления освещенностей и лучистостей фона определенного уровня (рис. 7). Через плотности распределения вероятностей эта задача решается с использованием формул

$$\begin{aligned}
p(\Delta E) &= p(E'_1 < E < E''_1) = \int_{E'_1}^{E''_1} p(E) dE, \\
p(\Delta B) &= p(B'_1 < B < B''_1) = \int_{B'_1}^{B''_1} p(B) dB. \quad (3)
\end{aligned}$$

Вычисление $p(\Delta E)$ и $p(\Delta B)$ при нормальном законе распределения вероятностей не представляет трудностей в связи с возможностью использования табулированных интегралов вероятностей. Использование (3) при обобщенном гамма-распределении сопряжено с трудностью вычисления нетабулированного интеграла вида:

$$p(\Delta x) = \int_{x_1}^{x_2} A_H x^{\mu} e^{-\beta x^{\gamma}} dx, \quad (4)$$

где A_H — значение параметра A после нормировки,

$$A_H = N \frac{\gamma^{\beta} \frac{\mu+1}{\gamma}}{\Gamma\left(\frac{\mu+1}{\gamma}\right)},$$

x — значение логарифма исследуемой величины; N — число распределенных величин [7].

Поэтому целесообразно привести (4) к виду, удобному для практического применения. С этой целью перепишем (4) в виде разности

$$p(\Delta x) = \int_0^{x_2} A_H x^{\mu} e^{-\beta x^{\gamma}} dx - \int_0^{x_1} A_H x^{\mu} e^{-\beta x^{\gamma}} dx. \quad (5)$$

Интегралы выражения (5) могут быть взяты по частям, путем понижения порядка степени x . Однако этот путь решения довольно громоздок. Целесообразно найти другой путь решения данных интегралов.

Умножим и разделим (5) на $\beta \gamma x^{\gamma-1}$ и введем обозначения

$$t = \beta x^{\gamma}, \quad dt = \beta \gamma x^{\gamma-1} dx, \quad x = \left(\frac{t}{\beta}\right)^{\frac{1}{\gamma}}. \quad (5a)$$

После подстановки можно записать

$$p(\Delta x) = \frac{A_H}{\gamma^{\beta} \frac{\mu+1}{\gamma}} \left[\int_0^{x_2} t^{\frac{1}{\gamma}(\mu-\gamma+1)} e^{-t} dt - \int_0^{x_1} t^{\frac{1}{\gamma}(\mu-\gamma+1)} e^{-t} dt \right]. \quad (6)$$

Полученные интегралы (6) есть не что иное как неполные гамма-функции аргументов [8]

$$S_E = \frac{1}{\gamma_E} (\mu_E - \gamma_E + 1); \quad S_B = \frac{1}{\gamma_B} (\mu_B - \gamma_B + 1). \quad (6a)$$

Вводя условное обозначение неполной гамма-функции $\Gamma_x(S)$ получаем

$$p(E'_1 < E < E'_2) = \frac{A_{HE}}{\gamma_E^{\beta_E} \frac{\mu_E+1}{\gamma_E}} \left[\Gamma_{x_2} \left(\frac{\mu_E - \gamma_E + 1}{\gamma_E} \right) - \Gamma_{x_1} \left(\frac{\mu_E - \gamma_E + 1}{\gamma_E} \right) \right],$$

$$p(B'_1 < B < B'_2) = \frac{A_{HB}}{\gamma_B^{\beta_B} \frac{\mu_B+1}{\gamma_B}} \left[\Gamma_{x_2} \left(\frac{\mu_B - \gamma_B + 1}{\gamma_B} \right) - \Gamma_{x_1} \left(\frac{\mu_B - \gamma_B + 1}{\gamma_B} \right) \right]. \quad (7)$$

Соотношения (7) удобны для практических расчетов. Для этого, однако, необходимо располагать данными о значениях параметров, соответствующих обобщенных гамма-распределений. Общая методика определения параметров A , μ , β , γ по экспериментально полученным результатам разработана в [7].

Вычисление γ производится по соотношению (рис. 8):

$$\varepsilon_1 e^{-\frac{1}{\gamma}(1-\varepsilon_1)} = \varepsilon_2 e^{-\frac{1}{\gamma}(1-\varepsilon_2)}, \quad (8)$$

где

$$\varepsilon_1 = \frac{x_1}{x_m}, \quad \varepsilon_2 = \frac{x_2}{x_m} \quad (8a)$$

Для определения остальных параметров предложены формулы

$$\mu = \frac{\lg\left(\frac{1}{2}\right)}{\lg \varepsilon_1 + \frac{\lg e}{\gamma}(1 - \varepsilon_1)};$$

$$A = \frac{f(x)_{\max}}{x_{\max}^{\mu} e^{-\frac{\mu}{\gamma}}};$$

$$\beta = \frac{\mu}{\gamma x_{\max}^{\mu}}.$$

(9)

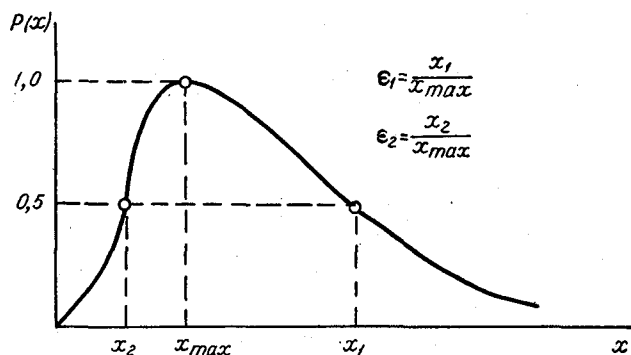


Рис. 8. К вычислению параметров обобщенного гамма-распределения.

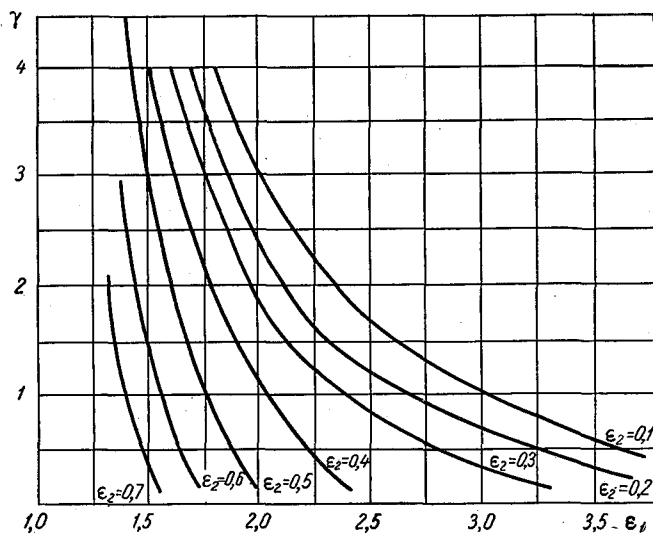


Рис. 9. Графическая зависимость для вычисления параметра γ .

Анализ особенностей наиболее трудоемкого для вычислений соотношения (8) позволяет предложить графический метод его решения и построить зависимости (рис. 9) в координатной плоскости γ, ε при постоянстве ε в области малых значений исследуемых величин. Испол-

зование этой методики и соотношений (7) даст возможность вычислять вероятности появления определенных уровней освещенностей и лучистостей в каждом конкретном случае.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шифрин К. С., Минин И. Н. Негоризонтальная видимость при сплошной облачности. Изв. АН СССР, сер. геофиз. № 1, 1959.
2. Шифрин К. С., Пятовская Н. П. Таблицы наклонной дальности видимости и яркости дневного неба. Гидрометеиздат, 1959.
3. Гершун А. А. Дальность видимости удаленных предметов при природном освещении. Избранные труды по фотометрии и светотехнике. Физматгиз, 1958.
4. Хвостиков И. Л. Свечение ночного неба. Изд. АН СССР, 1948.
5. Зельманович И. Л., Журавлев В. И. Яркость неба, моря и освещенность в темное время суток. Сб. Актинометрия и атмосферная оптика. Гидрометеиздат, 1961.
6. Венгцель Е. С. Теория вероятностей. Физматгиз, 1962.
7. Шифрин К. С. О расчете микроструктуры. Труды ГГО, вып. 109, 1961.
8. Янке Е., Эмде Ф. Таблицы функций. Физматгиз, 1959.
9. Руководство для инженеров по решению задач теории вероятностей. Под ред. А. А. Свешникова. Судпромгиз, Л., 1962.
10. Журавлев В. И., Зельманович И. Л. Фотоэлектрический люксметр для ближней инфракрасной области. Приборы и техника эксперимента, № 6, 1959.
11. Бартенева О. Д., Боярова А. Н. Яркость сумеречного и ночного неба. Труды ГГО, вып. 100, 1960.
12. Гмурман В. Е. Введение в теорию вероятностей. Изд. «Высшая школа», 1963.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Методика обработки результатов измерений

Результаты анализа статистических распределений ночных освещенностей и лучистостей неба и моря показали, что они имеют общие характерные особенности. Эти распределения носят бимодальный характер; абсолютные значения исследуемых величин лежат в широком диапазоне, охватывающем несколько порядков. Кроме общих характерных особенностей, каждому распределению присущи свои специфические особенности. В частности, в расположении диапазонов наиболее вероятных значений исследуемых величин, в характеристиках асимметрии и эксцесса. Эти обстоятельства не позволили применить в чистом виде известные методы обработки статистических экспериментальных данных.

Ниже изложена разработанная авторами методика выравнивания статистических распределений, имеющих отмеченные выше особенности, с помощью нормального закона.

Сущность предлагаемой методики обработки результатов измерений заключается в следующем. Весь вариационный ряд, выраженный в логарифмическом масштабе, разбивается на два интервала: область первой моды и область второй моды. В каждой области вычисляются начальные эмпирические моменты (α_k^*) и центральные эмпирические моменты (μ_k^*) с последующим определением сводных характеристик выборки: выборочной средней m_0^* , дисперсии D_0 , асимметрии S_0 и эксцесса E_0 . Для построения дифференциальных зависимостей, выравнивающих статистические распределения с помощью нормального закона, вычисляются нормирующие масштабные коэффициенты η , равные отношению объема выборки диапазона n к объему выборки всего вариационного ряда. Сокращение объема вычислений достигается применением способа условных вариантов, теоретические основы которого изложены в работе [12].

В качестве иллюстрации применения изложенной методики ниже приводится порядок обработки статистических данных измерений лучистости ночного неба в области спектральной чувствительности кислородно-цезиевого фотокатода. Все вычисления целесообразно свести в две расчетные таблицы; одна таблица составляется для определения сводных характеристик выборки, другая — для построения гистограммы и функции, выравнивающей статистическое распределение.

Порядок вычислений следующий.

1. Производится переход от наблюдаемых значений $\lg B_i$ к условным вариантам по формуле

$$u_i = \frac{\lg B_i - C}{h}, \quad (1)$$

где C — «ложный нуль» (новое начало отсчета); h — шаг, разность между двумя соседними вариантами. В качестве ложного нуля C выбирается варианта диапазона с наибольшей частотой.

Так, для области первой моды: $C = -2,550$, $h = -3,500 - (-3,600) = 0,1$.

2. Производятся операции в соответствии с графами табл. I и ее заполнение. Критерием правильности вычислений является выполнение тождества

$$\sum n_i (u_i + 1)^2 = \sum n_i u_i^2 + 2 \sum n_i u_i + n,$$

где n_i — частота варианты, n — объем выборки диапазона.

3. Вычисляются в области каждой моды условные моменты первого и второго порядков.

Таблица 1

Границы разряда $\lg B_i$		Середина разряда $\lg B_i$	Частота n_i	Условные варианты $\lg B_i - C$ $u_i = \frac{\lg B_i - C}{h}$	$n_i u_i$	$n_i u_i^2$	$n_i (u_i + 1)^2$
от	до						
-3,600	-3,500	-3,550	1	-10	-10	100	81
-3,500	-3,400	-3,450	0	-9	0	0	0
-3,400	-3,300	-3,350	2	-8	-16	128	98
-3,300	-3,200	-3,250	1	-7	-7	49	36
-3,200	-3,100	-3,150	3	-6	-18	108	75
-3,100	-3,000	-3,050	3	-5	-15	75	48
-3,000	-2,900	-2,950	6	-4	-24	96	54
-2,900	-2,800	-2,850	10	-3	-30	90	40
-2,800	-2,700	-2,750	12	-2	-24	48	12
-2,700	-2,600	-2,650	15	-1	-15	15	0
-2,600	-2,500	-2,550	20	0	0	0	20
-2,500	-2,400	-2,450	14	1	14	14	56
-2,400	-2,300	-2,350	12	2	24	48	108
-2,300	-2,200	-2,250	9	3	27	81	144
-2,200	-2,100	-2,150	6	4	24	96	150
-2,100	-2,000	-2,050	6	5	30	150	216
-2,000	-1,900	-1,950	4	6	24	144	196
				$A_1 = -159$			
				$A_2 = 143$			
				$\sum n_i u_i = -16$			
				$\sum n_i u_i^2 = 1242$			
				$\sum n_i (u_i + 1)^2 = 1334$			
-1,900	-1,800	-1,850	4	-3	-12	36	16
-1,800	-1,700	-1,750	5	-2	-10	20	5
-1,700	-1,600	-1,650	5	-1	-5	5	0
-1,600	-1,500	-1,550	9	0	0	0	9
-1,500	-1,400	-1,450	5	1	5	5	20
-1,400	-1,300	-1,350	3	2	6	12	27
-1,300	-1,200	-1,250	2	3	6	16	32
-1,200	-1,100	-1,150	1	4	4	18	25
-1,100	-1,000	-1,050	1	5	5	25	36
				$A_3 = -27$			
				$A_4 = 26$			
				$\sum n_i u_i = -1$			
				$\sum n_i u_i^2 = 137$			
				$\sum n_i (u_i + 1)^2 = 170$			

Например, в области первой моды

$$a_1^* = \frac{\sum n_i u_i}{n'} = -\frac{16}{124} = -0,129, \quad a_2^* = \frac{\sum n_i u_i^2}{n'} = \frac{1242}{124} = 10,016.$$

Для области второй моды вычисления производятся аналогично.

4. Определяются выборочные средние, дисперсии и среднеквадратические отклонения распределений каждой области (см. табл. 3.)

Так, для области первой моды:

$$m_B^* = a_1^* h + C = -0,129 (0,1) + (-2,550) = -2,562;$$

$$D_B = [a_2^* - (a_1^*)^2] h^2 = [10,016 - (-0,129)^2] (0,1)^2 = 0,1;$$

$$\sigma_1 = \sqrt{D_B} = \sqrt{0,1} = 0,316.$$

5. Осуществляются операции в соответствии с графами табл. II и ее заполнение. Вычисление нормирующих масштабных коэффициентов η_1 и η_2 соответственно для областей первой и второй моды производится по формулам

$$\eta_1 = \frac{n'}{N}; \quad \eta_2 = \frac{n''}{N}; \quad N = n' + n'',$$

где n' и n'' — объемы выборки в областях первой и второй моды.

Таблица II

Середина разряда $\lg B_i$	Частота n_i	Приведенная относительная плотность частоты $P^* = \frac{n_i}{Nh}$	$\rho_i = \frac{(\lg B_i - m_B^{*2})^2}{2\sigma^2}$	$\varphi(\rho_i) = e^{-\rho_i}$	$f(\lg B_i) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \varphi(\rho_i) \eta$
-3,550	1	0,062	4,870	0,008	0,007
-3,450	0	0	3,933	0,020	0,019
-3,350	2	0,125	3,096	0,049	0,048
-3,250	1	0,062	2,359	0,095	0,098
-3,150	3	0,188	1,722	0,182	0,179
-3,050	3	0,188	1,185	0,332	0,327
-2,950	6	0,377	0,748	0,477	0,470
-2,850	10	0,628	0,411	0,663	0,653
-2,750	12	0,754	0,174	0,843	0,831
-2,650	15	0,943	0,037	0,997	0,983
-2,550	20	1,257	0,000	1,000	0,986
-2,450	14	0,880	0,063	0,852	0,840
-2,350	12	0,754	0,226	0,802	0,700
-2,250	9	0,566	0,489	0,618	0,609
-2,150	6	0,377	0,852	0,427	0,421
-2,050	6	0,377	1,315	0,272	0,268
-1,950	4	0,251	1,878	0,165	0,162
$n' = 124$					
$n_1 = \frac{n'}{N} = 0,779$					
-1,850	4	0,251	1,130	0,332	0,148
-1,750	5	0,314	0,497	0,612	0,273
-1,650	5	0,314	0,120	0,886	0,395
-1,550	9	0,566	0,000	1,000	0,446
-1,450	5	0,314	0,135	0,790	0,352
-1,350	3	0,188	0,528	0,588	0,262
-1,250	2	0,125	1,176	0,320	0,142
-1,150	1	0,062	2,082	0,135	0,060
-1,050	1	0,062	3,243	0,040	0,017
$n'' = 35$					
$n_2 = \frac{n''}{N} = 0,22$					
$N = n' + n'' = 159$					

На основании полученных сводных характеристик выборки и формулы (1) составляется аналитическое выражение функции дифференциальной зависимости распределения.

Например, в рассматриваемом случае дифференциальная зависимость распределения может быть представлена в следующем виде:

$$p(\lg B) = \frac{0,779}{0,316 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{[\lg B_{1i} - (-2,562)]^2}{2 \cdot 0,316^2}} + \frac{0,220}{0,197 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{[\lg B_{2i} - (-1,552)]^2}{2 \cdot 0,197^2}}$$

6. По данным табл. II производится построение гистограммы и дифференциальной зависимости распределения (рис. 5).

Д. Н. ЛАЗАРЕВ, Б. П. БЕССАЛОВ, Э. С. ПЕТРОВА

БИОЛОГИЧЕСКИЙ ФОТОМЕТР

Оценка ультрафиолетового излучения по биологическому действию требует применения селективных приемников с кривыми спектральной чувствительности, идентичными заданным кривым биологического действия. В статье описывается построенный макет измерительного прибора, в первом приближении удовлетворяющий этому требованию, принципы его действия, схема устройства; приводятся основные характеристики прибора и результаты первых сделанных с ним измерений.

Ультрафиолетовая радиация обладает большой биологической активностью. Поэтому, несмотря на незначительную энергетическую долю, приходящуюся в солнечном излучении на ультрафиолетовую область спектра, ее изучение представляет первостепенный интерес.

Практически нужны такие интегральные характеристики, которые бы оценивали ультрафиолетовую радиацию по ее биологическому действию, т. е. давали бы непосредственное представление о силе биологического воздействия измеряемой радиации на изучаемые объекты.

Два обстоятельства исключают удобство применения для этих целей энергетических измерений неселективными приемниками, чувствительными в заданных спектральных интервалах.

Во-первых, резко выраженный селективный характер спектральных кривых биологической эффективности. Эритемная эффективность излучения, например, уменьшается почти в 100 раз на протяжении узкого участка спектра от 300 до 320 нм.

Во-вторых, селективный характер спектральных кривых естественного излучения, которые также характеризуются спадающими кривыми, но с противоположной зависимостью от длины волны. Согласно радиационной модели В. А. Белинского [1], облученность, создаваемая монохроматической радиацией λ 400 нм при высоте Солнца 45° , превышает в 600 раз облученность, создаваемую при той же высоте Солнца монохроматической радиацией λ 300 нм.

Отсюда ясно, что неселективный ультрафиолетовый приемник реагирует в основном на излучения, лежащие у правой границы его чувствительности (400 нм), а биологическое действие излучения, наоборот, определяется коротковолновым излучением с длинами волн близкими к 300 нм. Часто наблюдаемое изменение мощности в коротковолновой части спектра, существенно влияющее на биологическое действие излучения, не оказывает почти никакого действия на неселективный измерительный прибор.

Подтверждением сказанного служат приведенные в табл. 1 значения рассчитанного отношения биологически взвешенного ультрафиолетового излучения разного спектрального состава к излучению, измеренному в энергетических единицах [2].

Таблица 1

Эритемная отдача¹ излучения разного спектрального состава

Источник излучения	Эритемная отдача $k_э$ мэр/вт
Монохроматическое излучение $\lambda = 297$ нм	1000
Излучение равноэнергетического спектра	100
Эритемная лампа	200
Солнце за пределами атмосферы	70
Солнце у поверхности Земли, $h_{\odot} = 45^\circ$	20
То же, $h_{\odot} = 15^\circ$	1
Проекционная лампа накаливания	4
Люминесцентная лампа ЛД	2
Вакуумная лампа накаливания	0

¹ Эритемной отдачей названо отношение эритемного потока к ультрафиолетовому потоку

$$k_э = \frac{\int_0^{\infty} \varphi(\lambda) V_э(\lambda) d\lambda}{\int_{0,2}^{0,4} \varphi(\lambda) d\lambda},$$

где $\varphi(\lambda)$ — спектральная плотность лучистого потока, $V_э(\lambda)$ — эритемная эффективность излучения характеризующая его благотоворное действие. Эритемная отдача выражена в миллиэрах на ватт. Эр — единица эритемного потока, равная эритемному потоку с длиной волны 297 нм, мощностью 1 вт [4].

Как видно, биологическое действие ультрафиолетового излучения одной и той же энергетической мощности может различаться в сотни и тысячи раз, т. е., например, не оказывать никакого действия на организм или вызывать болезненные ожоги.

Приведенные рассуждения справедливы и применительно к случаям неселективных измерений в более узких участках спектра, например в границах областей А, В и С ультрафиолетового спектра. Биологическая эффективность излучения характеризуется кривыми со столь крутыми склонами, что в пределах каждой из этих областей она различается в десятки и даже в сотни раз.

Поэтому в тех случаях, когда для использования в практической области требуется оценивать излучение по его способности вызывать биологическую реакцию, следует применять селективные приемники с кривыми спектральной чувствительности, идентичными заданным кривым биологического действия излучения. В этом случае результаты измерения выражаются в эффективных единицах, и показание прибора соответствует биологическому действию измеряемого излучения при любом его спектральном составе.

Из разновидностей биологического действия ультрафиолетового излучения наибольший интерес представляет его благотоворное действие

на человека и животных. Под ним понимают совокупность тонизирующего, эритемного, загарного, витаминизирующего, антирахитного действия, которым обладает излучение средней и ближней частей ультрафиолетового спектра. Ради этого действия устраиваются облучательные установки в фотариях и цехах бесфонарных зданий, в детских и спортивных учреждениях, искусственными источниками радиации облучают сельскохозяйственных животных и птиц.

Всесоюзным совещанием по биологическому действию ультрафиолетового излучения [3] рекомендована для оценки ультрафиолетового излучения по его благотворному действию кривая эритемногозагарной эффективности $V_s(\lambda)$, изображенная на рис. 1.

Эта кривая, построенная по результатам опубликованных исследований, нуждается в проверке прямыми экспериментами. Подготовка таких экспериментов ведется в настоящее время. В их программу включается также уточнение закона аддитивности действия ультрафиолетового излучения с различной длиной волны и закона взаимозаменяемости величин, характеризующих время облучения и его интенсивность.

Как видно на рис. 1, значения ординат кривой эритемной эффективности различаются на протяжении от 297 до 400 нм на 4 порядка, что исключает возможность создания прибора с соответствующей кривой спектральной чувствительности. Поэтому кривая разбита на две кривые с линией раздела у 315 нм (граница между областями ультрафиолетового спектра А и В). Назовем левую и правую кривые соответственно кривыми В и А. В каждой точке спектра сумма ординат кривых В и А равняется ординате заданной кривой эритемной эффективности, изображенной верхней кривой.

Если измерительный прибор имеет две системы фильтров, придающих ему спектральную чувствительность, соответствующую кривым В и А, то он измеряет в одних и тех же единицах (например, миллиэрах/м²) эритемную облученность в этих двух областях спектра. Сумма этих значений дает полную эритемную облученность — величину, характеризующую благотворное действие излучения

$$E_s = \int_0^{\infty} e(\lambda) V_s(\lambda) d\lambda,$$

где $e(\lambda)$ — спектральная плотность облученности.

Приведенная на рис. 1 кривая эритемногозагарной эффективности отличается от кривой, рекомендованной ранее [4], тем, что она учитывает биологическое действие ультрафиолетовой области А. Несмотря

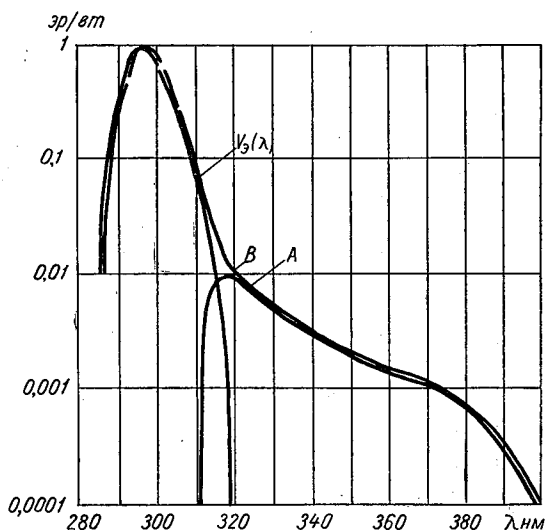


Рис. 1. Спектральная эритемногозагарная эффективность ультрафиолетового излучения $V_s(\lambda)$, характеризующая его благотворное действие на человека и животных.

В и А — спектральные кривые, разделяющие эритемногозагарную эффективность излучения в областях ультрафиолетового спектра В (280—315 нм) и А (315—400 нм).

на то что биологическая эффективность излучения этой области в среднем в 100 раз меньше биологической эффективности области B , эритемные облученности, создаваемые излучением области A , оказываются при естественном излучении весьма значительными. По радиационной модели [1] можно подсчитать, что доля эритемного излучения области A во всем эритемном излучении ($A+B$) составляет в рассеянном солнечном излучении примерно 30% при высоте Солнца 60° , 50% при высоте Солнца 30° и свыше 80% при высоте Солнца 10° .

Всем известны также факты, когда солнечная радиация оказывает на организм человека и животных благотворное действие, хотя не содержит излучений области B . К ним относится действие солнечных лучей ранней весной, летнего дневного света, прошедшего через остекление, действие ультрафиолетового излучения через скорлупу на зародыши или содержимое куриного яйца и др. Принимая все это во внимание, нельзя не видеть преимуществ новых рекомендаций по сравнению с существовавшими ранее.

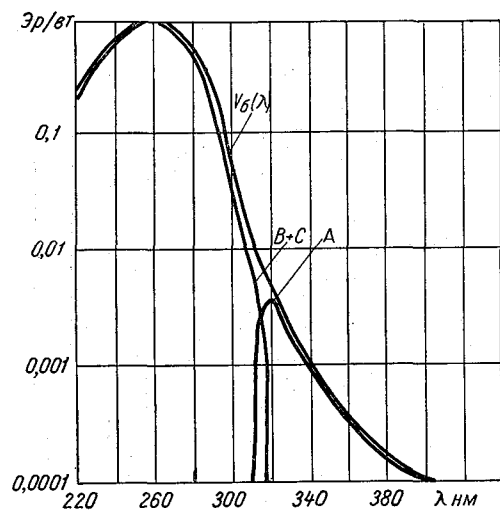


Рис. 2. Спектральная бактерицидная эффективность ультрафиолетового излучения $V_6(\lambda)$. Кривые $(B+C)$ и A раздельно характеризуют бактерицидную эффективность в областях спектра $(B+C, 200-315 \text{ нм})$ и A .

На рис. 2 приведена спектральная кривая бактерицидной эффективности $V_6(\lambda)$, рекомендованная к применению тем же совещанием [3]. Она также разбита для удобства измерений на две кривые, лежащие соответственно в областях $(B+C)$ и A .

Кривые эритемной и бактерицидной эффективности для разных областей спектра перестроены в обычном масштабе на рис. 3. Максимумы всех

кривых приняты за 100%. Относительные кривые бактерицидной и эритемной эффективности для области A получились настолько близкими, что практически могут быть объединены.

Таким образом, первые задачи оценки ультрафиолетового излучения по его биологическому действию сводятся к построению приемников с кривыми спектральной чувствительности (рис. 3).

Ниже описывается действующий макет ультрафиолетового биологического фотометра, построенный Загорским оптико-механическим заводом. В первом приближении прибор удовлетворяет поставленным требованиям.

Оптическая схема прибора показана на рис. 4. Излучение воспринимается интегрирующим шаром 1 диаметром 100 мм, закрытым сверху плоским кварцевым стеклом и окрашенным изнутри сернокислым барием. После прохождения через системы фильтров 3, придающих прибору заданную спектральную чувствительность, излучение попадает на сурьмяно-цезиевый фотоэлемент Ф-1 с увиолевым окном 4. Для нейтрального ослабления излучения вводятся металлические сетки 2.

Выделение узких полос спектра и получение заданных кривых спектральной чувствительности прибора достигнуто с помощью интерферен-

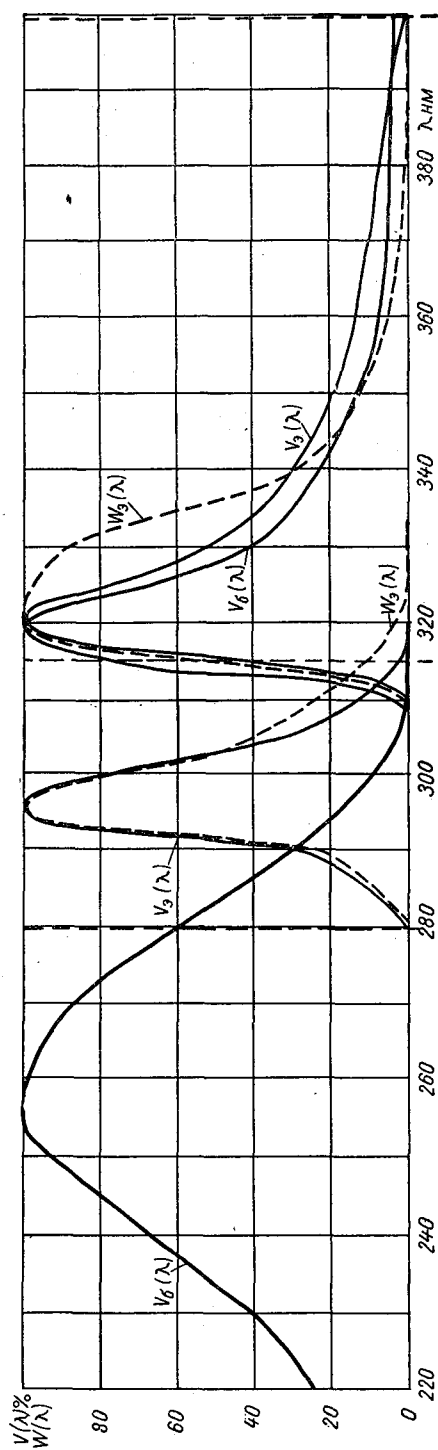


Рис. 3. Кривые бактерицидной и эритемно-загарной эффективности ультрафиолетового излучения $V(\lambda)$ и спектральной чувствительности макета биологического фотометра $W(\lambda)$ для областей спектра (B+C), В и А. Максимумы всех кривых приняты за 100%.

ционного и обычных светофильтров. В действующем макете прибора применены следующие сочетания фильтров: для системы А: УФС2-6¹,

ЖС20-2², БС6-0,4 и ЖС3-0,6; для системы фильтров В: УФС2-8, ЖС20-9 и интерференционный фильтр $\lambda_{\max}$ 296 нм, полуширина 8 нм. На рис. 5 показаны кривые пропускания элементов, составляющих систему фильтров В.

Была сделана также попытка построения системы фильтров, которые придавали бы прибору относительную спектральную чувствительность, соответствующую кривой В+С (рис. 2). Для этого был применен люминофор Zn_2SiO_4 , кривая возбуждения которого, исправленная светофильтром УФС1-2, близка к заданной кривой В+С [7]. Однако испытания показали, что интегральная чувствительность прибора с этой системой фильтров оказалась низкой.

К электрической схеме прибора были предъявлены жесткие требования. Нужно было создать фотометр высокой чувствительности (ограниченной

Рис. 4. Оптическая схема биологического фотометра.

лишь темповым током приемника), способный работать в полевых условиях. Схема должна была обеспечить хорошую линейность

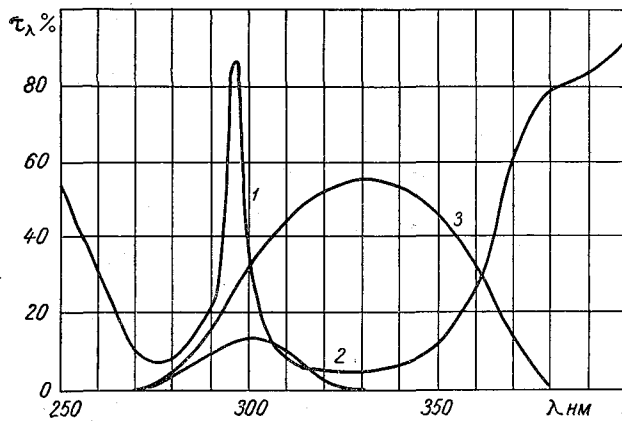


Рис. 5. Кривые спектрального пропускания элементов системы фильтров В.

1 — интерференционный фильтр $\lambda_{\max}=296$ нм; 2 — светофильтр ЖС20-9; 3 — светофильтр УФС2-8.

¹ Здесь и дальше после марки стекла указана его толщина в мм.

² Новое оптическое цветное стекло с нормированной оптической плотностью в области 300 нм.

прибора, малый дрейф нуля, небольшую постоянную времени, простоту и легкость сборки и настройки при серийном выпуске, экономичность, надежность, малый объем и вес, низкую стоимость.

В подобных приборах, предназначенных для работы в лабораторных условиях, обычно применяют ламповые электрометры. Их большое входное сопротивление позволяет получать от высокоомного источника необходимое напряжение сигнала. С другой стороны, увеличение входного сопротивления с целью повышения чувствительности прибора ограничивается постоянной времени входной цепи, которую существенно можно уменьшить только введением отрицательной обратной связи. Построение простого усилителя с обратной связью типа катодного повторителя на электрометрических лампах не дает нужного результата из-за низкого

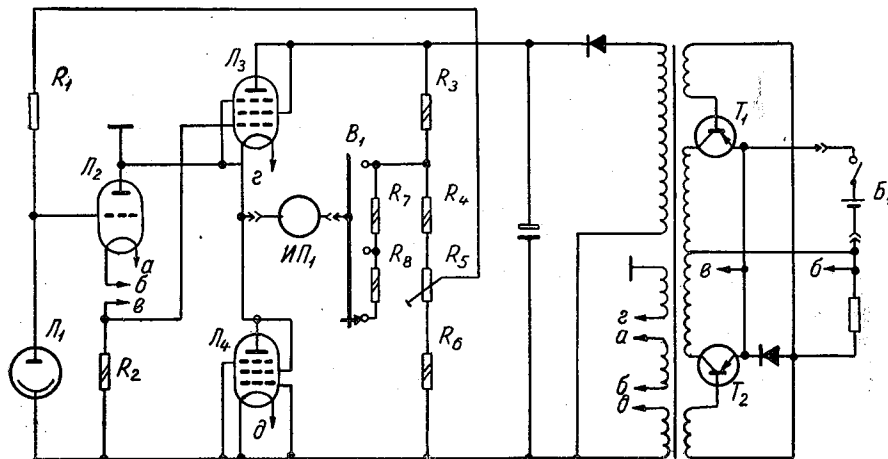


Рис. 6. Электрическая схема биологического фотометра.

статического коэффициента усиления этих ламп и большой проходной емкости. Поэтому обычно при построении фотометров либо ограничиваются чувствительностью усилителя без обратной связи, либо строят сложные многокаскадные усилители с большим коэффициентом усиления, охваченные глубокой отрицательной обратной связью. Применение разработанной заводом двухкаскадной схемы электрометрического повторителя [5, 6] позволило просто решить задачу. Первый каскад выполнен катодным повторителем на электрометрической лампе, на анод которой подается напряжение (также катодного повторителя), примерно равное входному и совпадающее с ним по фазе. В этом случае коэффициент передачи первого каскада не зависит от статического коэффициента усиления лампы, на которой он построен, и близок к единице, а входная емкость усилителя нейтрализуется. Схема обладает всеми достоинствами усилителей с отрицательной обратной связью и отличается большой простотой. Благодаря применению отрицательной обратной связи появилась возможность перекрыть одним диапазоном все пределы измерения (не считая трех сетчатых нейтральных фильтров в оптической схеме), отказаться от громоздкого и капризного переключателя с высокой изоляцией на входе схемы и заменить его простым микропереключателем на выходе. Это позволит герметизировать вход схемы, чувствительный к высокой влажности, и серийно выпускать фотометр для полевых работ.

Схема представлена на рис. 6. В качестве приемника применен фотоэлемент типа Ф-1 (Λ_1), имеющий наилучшее отношение чувствитель-

ности к темповому току и подходящую спектральную характеристику. Фототок создает на очень большом сопротивлении R_1 напряжение сигнала, которое поступает на сетку лампы $\mathcal{L}_2$. С катодной нагрузки R_2 этой лампы сигнал подается на выходной каскад, собранный на пентодах $\mathcal{L}_3, \mathcal{L}_4$ сверхминиатюрной экономичной серии. Каскад для повышения стабильности построен по последовательной балансной схеме. Второй ветвью каскада служит делитель из сопротивлений R_3, R_4, R_5, R_6 . В диагональ включен микроамперметр ИП_1 , последовательно которому могут добавляться сопротивления R_7, R_8 с помощью переключателя B_1 .

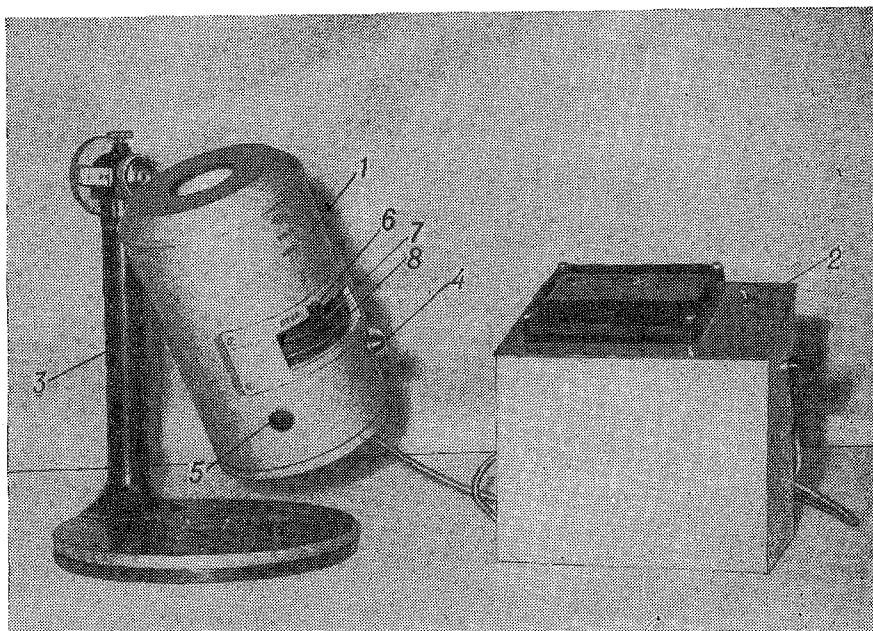


Рис. 7. Действующий макет биологического фотометра (общий вид).

для изменения пределов измерения. Сигнал с выходного каскада поступает на анод лампы $\mathcal{L}_2$ и корпус прибора, чем осуществляется обратная связь. Установка нуля производится потенциометром R_5 . Анодное напряжение лампы $\mathcal{L}_2$ задается батареей питания B_1 , включенной между точками b и $в$ на схеме. Высокое напряжение и напряжения накала ламп (точки $a, б, г, д$) получаются от двухтактного преобразователя, построенного на триодах T_1, T_2 . Батарея B_1 из трех аккумуляторов типа 2КНБ-20 емкостью 20 а-ч и напряжением 7,5 в обеспечивает работу фотометра в течение месяца без подзарядки при ежедневной непрерывной шестичасовой работе.

Конструктивно действующий макет фотометра состоит из двух частей (рис. 7): приемного блока 1 и измерительного — 2.

Приемный блок установлен на стойке 3 и имеет вращение вокруг двух взаимно перпендикулярных осей. При вращении центральная точка входного отверстия не смещается. Рукоятка 4 служит для переключения диапазонов чувствительности с помощью добавочных сопротивлений, электрический нуль устанавливается рукояткой 5, связанной с потенциометром. Имеется шторка 6, перекрывающая измеряемый поток. Через прорезь в кожухе можно передвигать два диска: с металлическими сетками, ослабляющими поток примерно в 5, 50 и 500 раз [7], и

с набором цветных фильтров для изменения спектральной чувствительности прибора [8]. В блоке 1 помещена также электронно-усилительная схема.

Техническим проектом серийного образца прибора предусмотрены различные его усовершенствования, в частности облегчение веса и улучшение внешнего вида.

Испытание действующего макета показало, что прибор имеет линейную характеристику чувствительности и удовлетворительную косинусную характеристику, которая будет еще улучшена заменой плоского кварцевого стекла на интегрирующей сфере сферическим. Макет показал достаточную стабильность при испытании в сухую погоду, быструю установку нуля и отсчетов. Чтобы прибор можно было применять в полевых условиях, узел с фотоэлементом и усилителем будет выпускаться в герметичном исполнении.

Спектральная чувствительность $W(\lambda)$ макета с различными фильтрами определена экспериментально с помощью спектрофотометра СФ4-А. Поворотное зеркало с наружным алюминированием направляло монохроматические потоки последовательно на биологический фотометр и на стандартный приемник с известной кривой спектральной чувствительности. В качестве такого приемника служил селеновый фотоэлемент с повышенной чувствительностью в ультрафиолетовой области спектра. Результаты испытания приведены пунктирными линиями на рис. 3.

Если бы кривые спектральной чувствительности $W(\lambda)$ были бы вполне идентичны заданным кривым биологического действия $V(\lambda)$, то цена деления прибора, полученная при градуировке прибора по любому источнику, была бы постоянной, действительной при измерении излучения любого иного спектрального состава. Однако поскольку кривые $W(\lambda)$ и $V(\lambda)$ не вполне идентичны, вычислены спектральные поправочные коэффициенты, которые следует вводить при измерении излучения $e(\lambda)$ иного спектрального состава по сравнению с тем $e_0(\lambda)$, при котором прибор градуирован. Легко показать, что спектральный поправочный коэффициент n может быть вычислен по следующей формуле:

$$n = \frac{m}{m_0} = \frac{\int_0^\infty e(\lambda) V(\lambda) d\lambda \int_0^\infty e_0(\lambda) W(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty e(\lambda) W(\lambda) d\lambda \int_0^\infty e_0(\lambda) V(\lambda) d\lambda},$$

где m и m_0 — искомая цена деления прибора и цена деления прибора при его градуировке, $V(\lambda)$ — заданная функция биологической эффективности излучения, $W(\lambda)$ — спектральная чувствительность прибора.

Очевидно, что при $W(\lambda) = V(\lambda)$ $n=1$, т. е. $m=m_0$.

По модели ультрафиолетового излучения были подсчитаны значения спектрального поправочного коэффициента n к цене деления прибора, градуированного по прямому солнцу при высоте Солнца 45° . Для измерения прямого, рассеянного и суммарного излучения с системой фильтров А при высотах солнца от 10 до 70° коэффициент n получился близким к единице. Отклонения от единицы не превышают 3—7%, лишь в отдельных крайних случаях достигая 12%. Для практических целей естественное ультрафиолетовое излучение области А можно измерять биологическим фотометром при любой высоте солнца без введения спектральных поправок.

Для измерений с системой фильтров В из-за неточного совпадения правой границы кривой спектральной чувствительности прибора с заданной кривой (рис. 3) спектральный поправочный коэффициент n

имеет более значительные отступления от единицы. Согласно расчету по модели, в некоторых случаях он достигает 35% при высотах Солнца, изменяющихся от 30 до 60°. Вычисления цены деления прибора по результатам более 80 серий синхронных с солнечным монохроматором измерений естественного излучения при разных высотах солнца показали, что наибольшие отклонения значения n от единицы не превышают 30% даже для низких высот Солнца (20°). Впрочем, эти сопоставления были сделаны только в прямых лучах солнца и на высоте свыше 3800 м над уровнем моря, где спектральное распределение солнечного излучения меньше меняется с высотой.

Значения спектральных поправочных коэффициентов для системы фильтров B фотометра будут уточнены. Для практических измерений, по-видимому, должны быть найдены рекомендации, подобные тем, которые применяются при измерении излучения различного спектрального состава селеновым люксометром с неисправленной кривой спектральной чувствительности.

В полевых условиях¹ макет биологического фотометра был градуирован по солнечному монохроматору Бойко в Хороге и Чечектах в августе 1965 г. Его интегральная чувствительность в областях спектра B и A оказалась вполне удовлетворительной. Цена деления, определенная для прямых лучей солнца ($h_{\odot}=45^{\circ}$), оказалась равной: для области B $m_B=0,15$ мэрг/м², для области A $m_A=6 \cdot 10^{-3}$ мэрг/м². С той и другой системой фильтров прибором свободно измеряется как ультрафиолетовое излучение при высотах Солнца, превышающих 70°, так и слабые его интенсивности в сумерках до восхода или после захода Солнца. Вместе с тем показание прибора равно нулю даже в перпендикулярных лучах высоко стоящего Солнца, если его отверстие закрыто бесцветным светофильтром БС8-10, прозрачным к видимым и инфракрасным лучам, но не пропускающим ультрафиолетового излучения. Высокая чувствительность прибора позволяет измерять им эритемную облученность и в зимние месяцы, и внутри помещений, и при искусственных источниках излучения.

По результатам той же градуировки можно было вычислить также и цену деления прибора при измерении в области A бактерицидной облученности [2, 7]. Она оказалась равной $2,7 \cdot 10^{-3}$ миллибактов на 1 м².

С середины августа до середины сентября 1964 г. М. П. Гараджа с сотрудниками проводили на вышке Метеорологической обсерватории МГУ на Ленинских горах измерение макетом фотометра рассеянной и суммарной радиации в различные часы суток и в различную погоду. Результаты этих наблюдений обработаны вместе с дополнительно сделанными там же измерениями в начале сентября 1965 г.² В виде примера результатов на рис. 8 показаны осредненные значения суточного хода горизонтальной эритемной облученности в ультрафиолетовой области A . Кривые 1, 2 и 3 показывают соответственно ход суммарной, рассеянной и прямой радиации в ясные дни. Точками M отмечены значения суммарной эритемной облученности в горизонтальной плоскости, вычисленные для соответствующих условий по модели [1]. Кривая 4 характеризует ход горизонтальной эритемной облученности в пасмурные дни при облаках высокого яруса. Эта кривая повторяет ход и значения эритемной облученности, создаваемой рассеянной радиацией в ясные дни, подтверждая ранее сделанный вывод [7] о близких значениях эритемной облученности, создаваемой голубым и светлым облачным небом.

¹ Памирская экспедиция Географического факультета МГУ, 1965.

² Измерения в Москве и на Памире в 1965 г. сделаны Д. Н. Лазаревым.

Для сравнения на том же рисунке приведен ход суммарной, рассеянной и прямой радиации (кривые 5, 6 и 7), измеренной тем же прибором и примерно в то же время в Чечектах близ Мургаба (38° с. ш.). В Москве высота Солнца в дни измерений составляла в полдень около 42°, в Чечектах — 62,5°. Как видно, суммарная эритемная облученность в ультрафиолетовой области А, измеренная на Памире, превышает измеренную в Москве вдвое, но рассеянная радиация на Памире имеет при этом меньшие значения, чем в Москве. Соотношение между рассеянной и суммарной радиацией для полдня составляет на Памире и в Москве соответственно 28 и 70%.

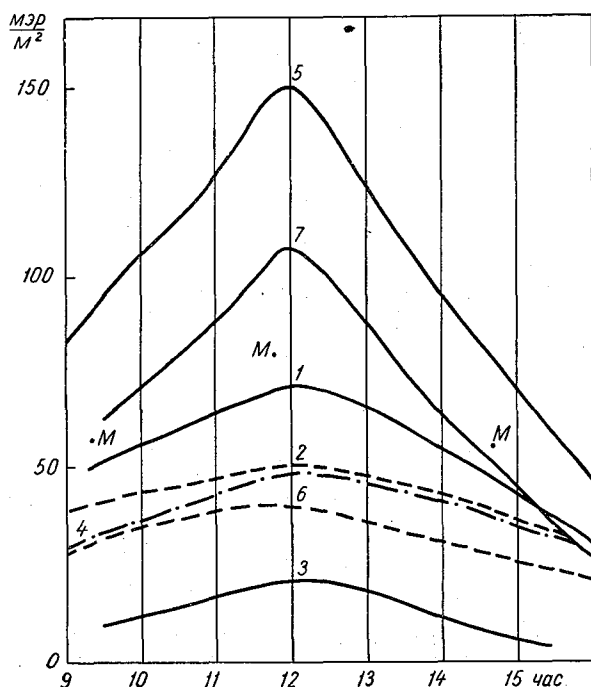


Рис. 8. Суточный ход эритемной облученности в ультрафиолетовой области спектра А, создаваемой естественным излучением (конец августа — начало сентября).

1, 2, 3 — суммарная, рассеянная и прямая радиация в Москве (МГУ), ясный день, ☉¹; 4 — то же, пасмурный день, облака высокого яруса; 5, 6, 7 — суммарная, рассеянная и прямая радиация в Чечектах (3830 м над уровнем моря), ясный день, ☉¹. Кривые 3 и 7 — в плоскости, перпендикулярной солнечным лучам, остальные — в горизонтальной плоскости.

Если сопоставить эритемные облученности, измеренные на Памире и в Москве при одних и тех же высотах Солнца, то оказывается, что суммарные облученности в обоих случаях очень близки, рассеянная радиация на Памире примерно вдвое меньше, прямая примерно вдвое больше.¹

Несколько серий измерений было сделано также в летние дни в Москве и Ленинграде внутри помещений, в горизонтальной плоскости стола, на удалении 1—2 м от окон. Эритемная облученность в ультрафиолетовой области В оказалась равной нулю, а в области А

¹ Обработка памирских измерений в ультрафиолетовой области В еще не закончена.

составляла около $0,5 \text{ мэр/м}^2$ при двух закрытых остекленных рамах и достигала $1-2 \text{ мэр/м}^2$ при одной остекленной раме. Принимая во внимание, что рекомендуемая норма эритемной облученности в цехах бесфонарных зданий (от искусственных источников света) составляет 5 мэр/м^2 , можно сделать предварительный вывод, что расхождение между ультрафиолетовым климатом, рекомендуемым гигиеническими нормами и обнаруженным внутри помещений с естественным светом, еще достаточно велико. Тем не менее, применением специальных сортов стекла и отделочных материалов, выбором надлежащей ориентации зданий, размеров и расположения светопроемов есть надежда довести естественное ультрафиолетовое облучение помещений до нужного гигиенического уровня. Если бы эту давнишнюю и всеобщую мечту удалось осуществить, результаты имели бы большое народнооздоровительное значение. Наличие ультрафиолетовых приборов контроля может ускорить ее осуществление.

С 1967 г. Загорским оптико-механическим заводом намечается серийный выпуск ультрафиолетовых биологических фотометров. Они могут найти применение не только для санитарно-гигиенических, санаторно-курортных и сельскохозяйственных учреждений, но и на сети метеорологических станций.

Авторы выражают благодарность Н. И. Лукину за содействие и помощь и Т. М. Фроловой за участие в экспериментальной и расчетной работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белинский В. А., Семенченко Б. А. Ультрафиолетовая радиация на разных высотах при безоблачной аэрозольной атмосфере. См. настоящий сборник.
2. Лазарев Д. Н. О принципах интегрального измерения ультрафиолетового излучения. Ж. «Светотехника», № 9, 1963.
3. Решение Всесоюзного совещания по биологическому действию ультрафиолетового излучения. АН СССР, Вильнюс, 1964.
4. Решение совещания по биологическому действию ультрафиолетового излучения. АН СССР. Ленинград, 1958.
5. Эрглис К. Э., Степаненко И. П. Электронные усилители. Физматгиз, М., 1961.
6. Грибанов Ю. И. Измерение напряжений в высокоомных цепях. Госэнергоиздат, М., 1961.
7. Лазарев Д. Н., Исаенко В. И. Новый метод измерения ультрафиолетового излучения средней области (области В) Сб. «Ультрафиолетовое излучение», Медгиз, М., 1958.

Л. В. ЛУЦЬКО, Ю. Д. ЯНИШЕВСКИЙ

УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ МЕТОДИКИ ИССЛЕДОВАНИЯ ЕСТЕСТВЕННОЙ ОСВЕЩЕННОСТИ

Описаны исправления в визуальном фотометре Вебера с целью уменьшения ошибок измерения. Приводится новая установка для регистрации освещенности, дается анализ погрешностей.

Приводимые представления о световом режиме основываются на измерениях и регистрациях дневной освещенности в Павловске, организованных с 1925 по 1941 г. [1, 2]. Регистрация производилась вначале калиевым, впоследствии кислородно-цезиевым фотоэлементами, а повсюду ежедневно наблюдениями по оптическому фотометру Вебера—Былова, который контролировался раз в два-три года эталонной лампой силы света. Исследование погрешностей фотометров показало, что они обладали большими систематическими и случайными ошибками: а) отступления от закона косинуса, так как приемником служило молочное плоское стекло, б) разноцветными полями сравнения, в результате чего замечен эффект Пуркинье, в) быстрым старением лампы сравнения, г) недостатками контроля силы света лампы сравнения по току накала, д) температурным коэффициентом, е) погрешностями шкалы и ж) конденсацией на светофильтрах. При использовании наших данных Вёрнер [4] обнаружил преуменьшение на 20%, так как, к сожалению, воспользовался графиками неисправленных данных, а не таблицами исправленных величин, по которым вычислен световой эквивалент радиации.

Исправления данных, полученных в Павловске, авторы пытались распространить и до 1938 г., но натолкнулись на препятствие, заключающееся в значительном смещении места нуля пиранометра Калитина, применявшегося до 1936 г.

Очевидна необходимость продолжения ряда наблюдений естественной освещенности. В задачу входит организация наблюдений установками, в которых были бы по возможности исключены известные источники погрешностей фотометров в Павловске. Это даст возможность создания эталона, с которым могли бы сличаться фотометры, применяемые для измерений дневной освещенности.

С этой целью был взят применявшийся в 1930 г. в качестве контрольного фотометр Вебера—Шмидта—Генша № 146 и внесены поправки:

1. Вместо малой несимметричной интегрирующей сферы поставлена сфера диаметром 170 мм с отверстием $\varnothing$ 40 мм, прикрытым колпачком

пиранометра $\varnothing$ 80 мм. Экран диаметром 23 мм в центре сферы внизу. Поправочные множители оказались следующими (р. я. н. — равномерно яркое небо):

Угол падения, град	0	20	40	50	60	70	75	80	р. я. н.
Поправочный множитель	1,00	0,88	0,92	0,92	0,93	0,98	1,01	1,12	0,95

2. Вместо бледно-голубого и серого 1/10 фильтров перед лампой сравнения $T=2355^\circ\text{K}$ поставлены выравнивающие цветность полей сравнения фильтры СС9/6 мм и СС9/3 мм+СЗС5/0,5 мм для суммарной и рассеянной освещенности. Недостаток их — большая оптическая плотность (0,92 и 1,1), снижающая яркость полей сравнения. Однако поскольку выравнена не только цветность, но и спектр, ошибка за эффект Пуркина отсутствует. Поле зрения кажется слегка зеленоватым вследствие желтизны слоя магния на сфере, что усиливается многократными отражениями.

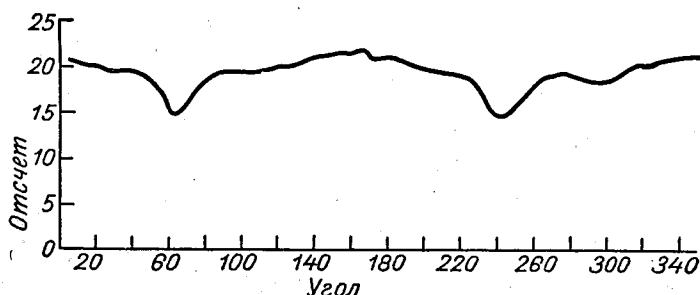


Рис. 1. Угловая характеристика лампы.

3. Выбранная цветовая температура лампы сравнения соответствует большому недокалу: вместо 6 в применяется 3,7 в, благодаря чему в продолжение 1000 час. работы сила света сохраняется с точностью до 0,3%. Погрешность поверки фотометра, установленного на скамье сводится к минимуму, так как цвет лампы идентичен цвету лампы типа Б.

4. Контроль напряжения и силы тока, питающего лампу сравнения, производится с точностью до 0,1%, что соответствует $\pm 0,3\%$ силы света. Повышение температуры на 83° дало уменьшение силы света на 2,6% или 0,03% на 1° .

5. Изменение ориентировки примененной лампы на 3° дает изменение силы света на 0,3% (рис. 1).

6. Фотометр снабжен тубусом для измерений освещенности прямыми солнечными лучами на нормальную к лучу поверхность.

Для регистрации освещенности построена установка, которая должна уменьшить ошибки, имевшие место в старых приборах:

I. Отклонение от закона косинусов уменьшено благодаря применению интегрирующей сферы, аналогичной вышеописанной, вместо обычного молочного стекла.

II. Различие в спектральной чувствительности глаза и приемника уменьшено подгонкой характеристики висмута-цезиевого фотоумножителя под спектральную чувствительность глаза. По расчетам самой выгодной комбинацией из выпускаемых в СССР светофильтров оказался фильтр, состоящий из двух слоев. Первый слой — ОС-17 толщиной 1 мм, второй слой — мозаичный: $\frac{8}{13}$ общей площади занимает СЗС-18 толщиной 0,5 мм и $\frac{5}{13}$ площади — СЗС-10 толщиной 0,5 мм.

Спектральная чувствительность глаза и висмута-цезиевого фотока-
тода с полученным корректирующим фильтром представлена на рис. 2 а.
При градуировке лампой с цветовой температурой 2355°К наибольшая
ошибка из-за неточности подгонки корректирующего фильтра возникает

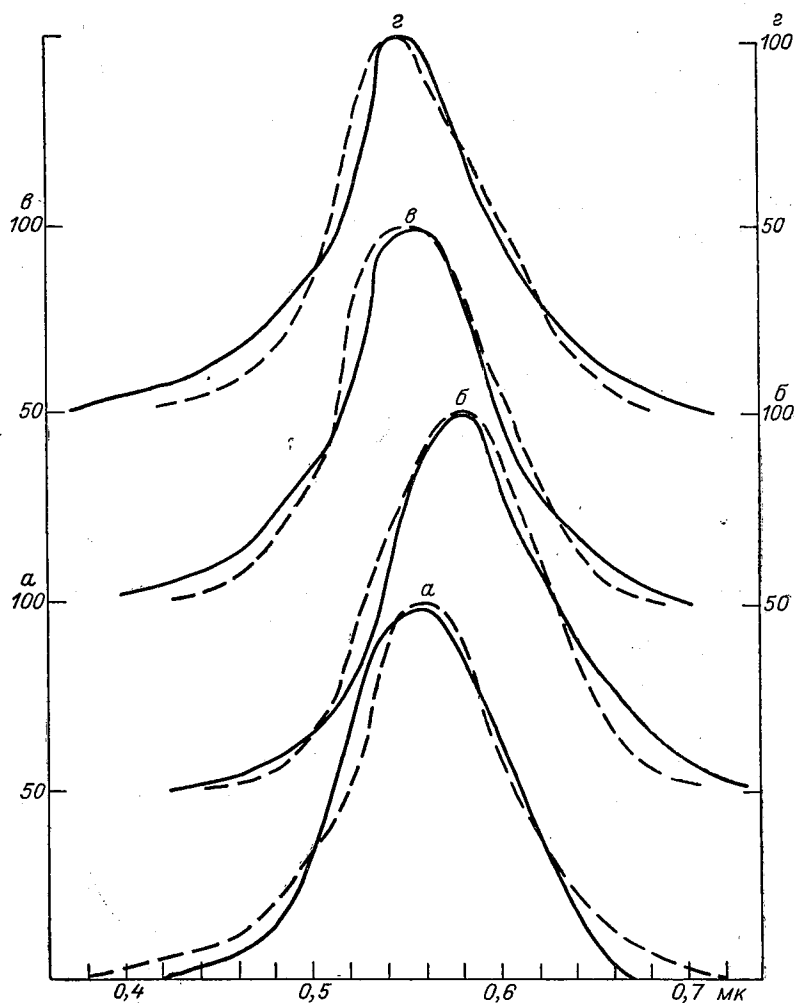


Рис. 2.

а — спектральная чувствительность глаза (сплошная кривая) и фотоэлектри-
ческого приемника с корректирующим фильтром (пунктирная кривая); б, в, г —
восприятие радиации глазом (пунктирная кривая) и скорректированным фото-
элементом (сплошная кривая): б — лампы Т-2355° К, в — суммарный и г — рас-
сеянной солнечной радиации.

при переходе от лампы к измерениям естественной освещенности. Раз-
личия в восприятии глазом и приемником с корректирующим фильтром
света от лампы накаливания с цветовой температурой 2355°К показы-
вает рис. 2 б. Сплошная кривая относится к приемнику и представляет
собой

$$\int_{\lambda_1=0,38}^{\lambda_2=0,75} N_{\lambda} T_{\lambda} P_{\lambda} d\lambda.$$

Пунктирная кривая относится к глазу и характеризуется выражением

$$\int_{\lambda_1=0,38}^{\lambda_2=0,75} V_{\lambda} P_{\lambda} d\lambda,$$

где V_{λ} — спектральная чувствительность глаза, P_{λ} — спектральная интенсивность лампы с цветовой температурой 2355° К, N_{λ} — спектральная чувствительность приемника, T_{λ} — спектральное пропускание корректирующего фильтра.

На рис. 2в показаны различия в восприятии глазом и приемником с корректирующим фильтром суммарной радиации. Сплошная кривая относится к приемнику и характеризуется выражением

$$\int_{\lambda_1=0,38}^{\lambda_2=0,75} N_{\lambda} T_{\lambda} Q_{\lambda} d\lambda.$$

Пунктирная кривая относится к глазу и характеризуется выражением

$$\int_{\lambda_1=0,38}^{\lambda_2=0,75} V_{\lambda} D_{\lambda} d\lambda.$$

где Q_{λ} — спектральная интенсивность суммарной радиации.

На рис. 2г показаны различия в восприятии глазом и приемником с корректирующим фильтром рассеянной радиации. Сплошная кривая относится к приемнику и характеризуется выражением

$$\int_{\lambda_1=0,38}^{\lambda_2=0,75} N_{\lambda} T_{\lambda} D_{\lambda} d\lambda$$

Пунктирная кривая относится к глазу и характеризуется выражением

$$\int_{\lambda_1=0,38}^{\lambda_2=0,75} V_{\lambda} D_{\lambda} d\lambda.$$

D_{λ} — спектральная интенсивность рассеянной радиации.

Расчет производился по данным П. М. Тиходеева [3] о спектральной чувствительности глаза, спектральной чувствительности висмута-цезиевого фотокатода и распределении энергии по спектру для лампы накаливания с цветовой температурой 2355° К. Как видно из представленных кривых, ошибка при переходе от лампы к суммарной радиации невелика и составляет по расчетам 0,2% для среднего из 10 различных экземпляров висмута-цезиевых приемников и по данным каталога цветного стекла. При переходе к рассеянной радиации эта ошибка возрастает до 5%. Применяемый мозаичный фильтр 10 (рис. 3) позволяет путем изменения соотношения площадей составных частей изменять свою спектральную характеристику в пределах колебаний спектральной чувствительности висмута-цезиевых приемников у различных экземпляров и таким образом для каждого приемника подбирать наиболее выгодную позицию с точки зрения подгонки к спектральной чувствительности глаза. Включение нейтральных фильтров вносит дополнительную ошибку около 1%.

III. Для контроля чувствительности установки применяется вышеописанная лампа. Поскольку она заключена в кожух 1 (рис. 3), то колебания температуры окружающего ее воздуха будут меньше, чем наружного. Введя поправку на температурный коэффициент для зимы и для лета, получим ошибку за счет температурного коэффициента, не превышающую 0,5%.

IV. Температурный коэффициент приемника составляет 0,2% на 1°C . При перепаде температуры в течение дня на 10° и при трехразовом контроле чувствительности при помощи насадки ошибка, обусловленная температурным коэффициентом приемника, не превысит 1%.

V. Ошибка за счет нелинейности системы лежит в пределах точности измерения (0,6%).

Таким образом, общая максимальная ошибка прибора составляет около 12%.

Схема датчика представлена на рис. 3. Радиация от солнца и неба падает в интегрирующую сферу, затем на фотоумножитель, расположенный в экранирующем корпусе 3. Для изменения диапазонов измерения служат три нейтральных фильтра, расположенных в диске, прикрытом кожухом 2. Смена фильтров осуществляется реверсивным мотором 4 типа РД-09 через мальтийский крест 5. Запись освещенности производится на самописце МСЦ Пр-03-18, который также управляет работой мотора смены фильтров при помощи двух релей-

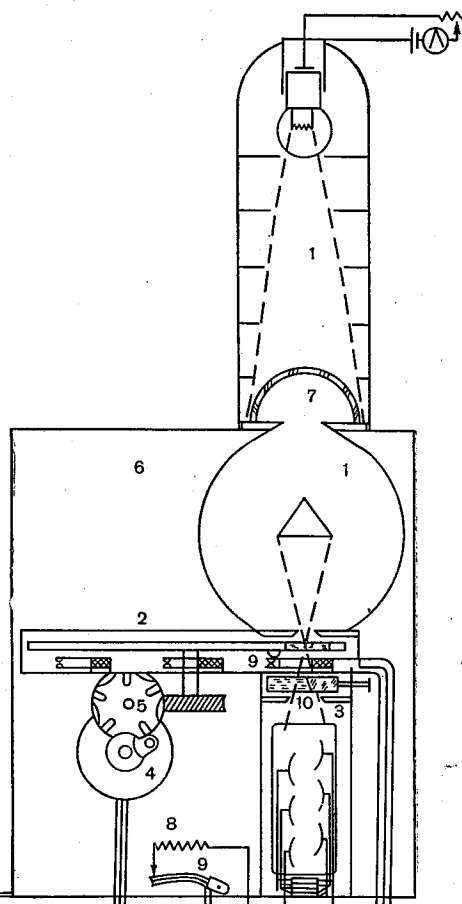


Рис. 3. Фотоэлектрическая установка с контрольной насадкой.

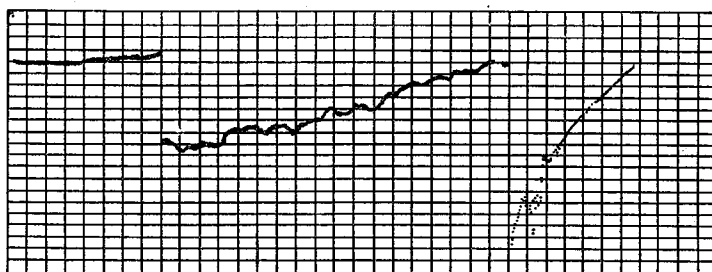


Рис. 4. Пример записи суммарной освещенности.

ных групп, расположенных в начале и конце шкалы и включающих мотор в ту или иную сторону, что соответствует смене фильтра на более или менее плотный.

Для отметки фильтров служат реле РСМ-1, которые карандашом наносят метки на полях ленты. Включение их производится включателем 9, расположенным на диске с фильтрами.

Датчик защищен кожухом 6 и стеклянным колпаком. Под кожухом находится переключатель 8, работой которого управляет биметаллический терморегулятор 5.

Образец записи освещенности представлен на рис. 4.

ЛИТЕРАТУРА

1. Березкин В. А. Освещенность земной поверхности дневным светом и ее изменения. Сб. по аэрофотометрии, 1, 1935.
2. Былов М. В. Установка для регистрации естественной освещенности. Тр. Всесоюз. Электротехн. Ассоциации т. 5, 1935.
3. Тиходеев П. М. Световые измерения в светотехнике. ГИ, 1962.
4. Wörner H. Die Globalbeleuchtungsstärke während des I.G.J. Zeitschrift für Meteorol. 16, 3/4, 1962.

И. А. ПОКРОВСКАЯ, Ю. Д. ЯНИШЕВСКИЙ

МЕЖДУНАРОДНЫЕ СРАВНЕНИЯ ПИРГЕЛИОМЕТРОВ В ТАШКЕНТЕ 9—10 ДЕКАБРЯ 1963 ГОДА

В статье сравнены эталоны радиации НРБ, ЧССР и СССР и актинометры ВНР и ПНР по пиргелиометру ГДР № 140^{III}. Синхронизация отсчетов обеспечена вспомогательными актинометрами.

Сравнения пиргелиометров были организованы при Среднеазиатском научно-исследовательском гидрометеорологическом институте при участии Главной геофизической обсерватории и Управления гидрометслужбы Узбекской ССР. Работы велись в северо-восточной части Ташкента. В качестве эталона принят пиргелиометр Онгстрема № 140^{III} Потсдамской центральной метеорологической обсерватории. Наблюдения по нему вел доктор Вёрнер, преимущественно применяя короткую трубку длиной 53 мм (от полосок до входного окна), причем $K=12,15$. Две серии проведены с длинной трубкой 107 мм, причем принималось $K=12,21$. Эти множители определены доктором Грасником в Давосе в мае 1962 г.

В 5 сериях наблюдений применялся «Сильвердиск» № 19 с короткой трубкой и с приведенным к международной пиргелиометрической шкале 1956 г. переводным множителем $P=0,3737$.

По эталонам ГДР проверялись следующие актинометрические эталоны: Болгарской Народной республики, Чехословацкой Социалистической республики, Венгерской Народной республики, Польской Народной республики и Советского Союза. С. Лингова привезла из Софии пиргелиометр Онгстрема № 557 модели Линдгольма, с трубки которого в Ташкенте демонтирован диск с окнами для светофильтров, в результате чего длина трубки стала 79 мм. Множитель $K=8,73$ определен в Швеции [4]. Доктор Я. Пиха привез из Градец Кралове пиргелиометр Онгстрема № 135 с одним входным окном и трубкой длиной 55 мм, поверенный в Потсдаме. Однако его приемник оказался запыленным бронзовой пылью, и поэтому он проверялся заново. Из-за неустойчивости места нуля пришлось после двух дней сравнения переделать прибор. Был прорезан второй канал для радиации, а из крышки изготовлена диафрагма с двумя окнами 24×5 мм², причем длина трубки стала 62 мм.

К сожалению, остальные зарубежные участники привезли только некомпенсационные актинометры: Марта Ковач из Будапешта — два биметаллических актинометра Михельсона—Мартена № 211 и 584 с переводными множителями $A=0,0249$ и $0,0206$ для 50-го деления температурного винта, определенными по компенсационному пиргелиометру

ВНР; доктор В. Хэлховский из Варшавы — панцирный актинометр Линке—Фойснера № Г-10156 с милливольтметром № Е-224236. Для него имелся только сертификат Киппа с чувствительностью в мв.

Сотрудники ГГО И. А. Покровская, Н. П. Русин и Ю. Д. Янишевский привезли эталон ГГО пиргелиометр № 212 с трубкой 52 мм, поверенный в Потсдаме в 1953 и 1961 гг. Множитель $K=14,95$. Из ГГО был привезен вторичный эталон № 196 с составной трубкой 60 мм. Его множитель $K=14,63$ получен сравнением с эталонами СССР №№ 212 и 250.

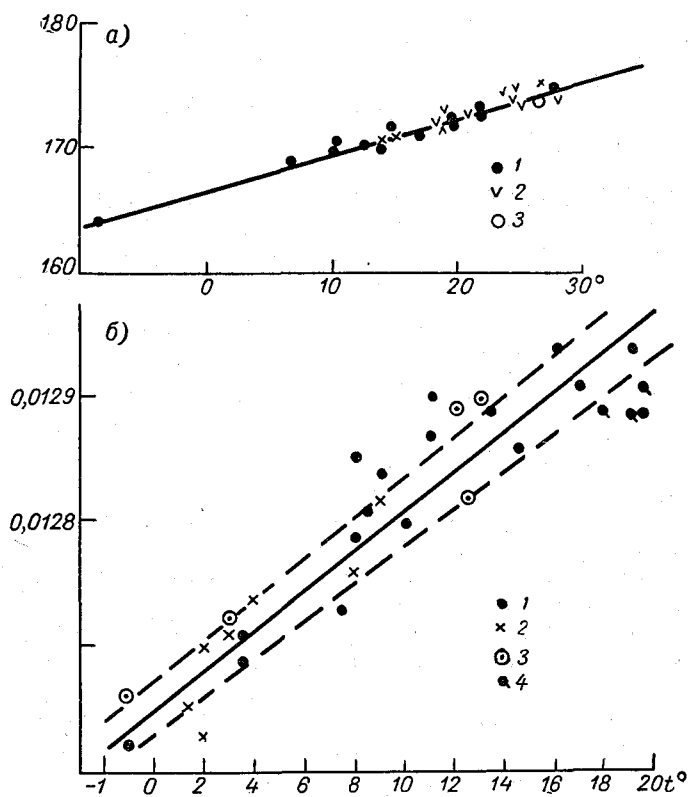


Рис. 1. Переводный множитель актинометра в зависимости от температуры.

а — актинометр АТ-50 № 485 с гальванометром ГСА № 1725, б — панцирный актинометр ПНР.

1 — по пиргелиометру № 140 при среднем значении; 2 — по актинометру № 485, $7 > MT > 8,5$; 3 — $MT < 7$; 4 — $MT > 8,5$.

Актинометр типа АТ-50 № 485 с гальванометром ГСА-1 № 1725 служил промежуточным при сравнениях пиргелиометров в ГГО, и его множитель задан графиком рис. 1а. И. П. Беляева и В. И. Рачкулик из САНИГМИ вели поверку своего пиргелиометра № 205 с составной трубкой 102 мм и пиргелиометра М-59 [1] с круглым отверстием, а также актинометра АТ-50 с гальванометром ГСА № 1404/6449. У. И. Антропова из УГМС УзССР вела поверку контрольного актинометра АТ-50 № 428/1198.

Поскольку каждый пиргелиометр применялся со своим миллиамперметром, все миллиамперметры были сравнены, причем таблицы поправок подтвердились до 0,1 деления. Шунт к миллиамперметру из Софии, вероятно, был переделан для работ с пиргелиометром. Его цена деления оказалась 0,0029 а, если принять постоянную поправку — 0,2 деления.

Для каждого из гальванометров к термоэлектрическим актинометрам были получены системы поправок на отступление от линейности.

Высота Солнца в дни сравнений не превышала 22° , причем начиная с полудня солнце оказывалось в стороне центра города. Произведение MT (фактора мутности T на оптическую массу M) оказалось в пределах 5—10. Интенсивность менялась настолько (рис. 2), что одновременность отсчетов оказывалось необходимым соблюдать с высокой точностью. Нами была предложена система двойных 10-минутных серий

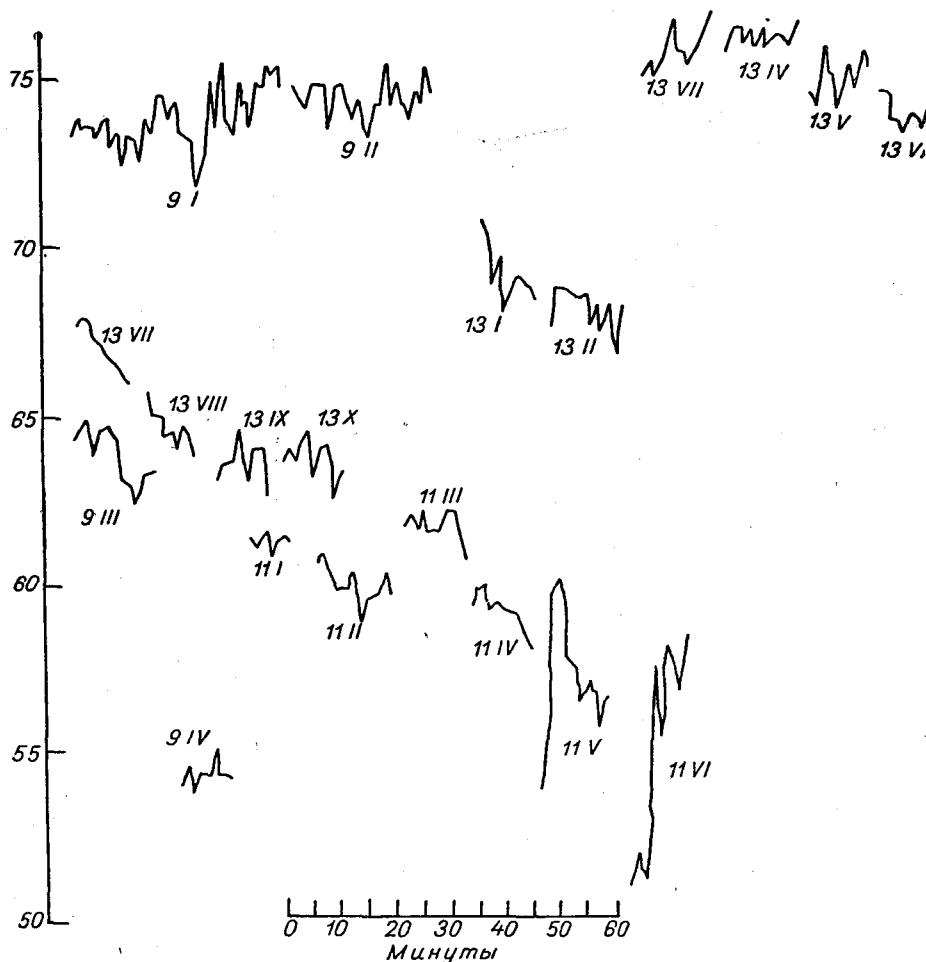


Рис. 2. Ход радиации в пределах отдельных серий в делениях актинометра № 485, $a=0,0170$ кал/см² мин.

отсчетов. В продолжение этих серий велись синхронные отсчеты по каждому из пиргелиометров и по прикрепленному к нему термоэлектрическому актинометру. Отсчеты велись по команде наблюдателя при пиргелиометре после достижения им компенсирования или, при работе с неполной компенсацией, при отсчете по нуль-гальванометру. Этих парных отсчетов оказывалось возможным сделать от 8 до 17 в произвольные моменты. Кроме того, по всем прикрепленным актинометрам, в числе которых был панцирный актинометр Польской Народной Республики, а также по актинометрам Венгерской Народной Республики производи-

лись синхронные ежеминутные отсчеты по общему сигналу. Этих отсчетов оказывалось ровно 10 за серию. Всего за 5 дней сравнений (9, 11, 13, 18 и 19 декабря) удалось провести 31 серию сравнений по пиргелиометру ГДР и прикрепленному к нему актинометру СССР (ГГО). Актинометр ПНР обладал вдвое меньшей инерцией, а поэтому колебания интенсивности радиации влияли на погрешность его поверки сильнее, чем на остальные актинометры (см. рис. 1б). Преимущество климата Ташкента проявилось в широком диапазоне температур (-7 до 21° за декаду).

Из каждой из 24 серий отсчетов, проводившихся доктором Вернером по пиргелиометру № 140^{III}, определен средний переводный множитель актинометра № 485/1725. Из серий, проводившихся по пиргелиометру

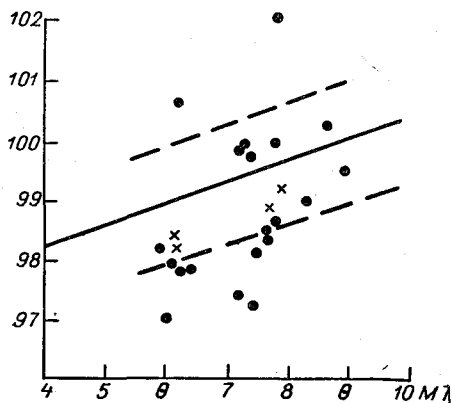


Рис. 3. Поправочный множитель к пиргелиометру № 557 в зависимости от произведения оптической массы M на фактор мутности T с наклоном кривой, взятым из работы [3].

с длинной трубкой или с серебряным диском, для актинометра находились интерполированные с учетом температуры гальванометра переводные множители. По этим осредненным множителям найдены ежеминутные интенсивности радиации. По ним для остальных актинометров (панцирного и биметаллического), не связанных с пиргелиометром, имеющим поверку, находились переводные множители. По панцирному актинометру для каждого из отсчетов, синхронных с отсчетами по прикрепленному (ЧССР) пиргелиометру, находились абсолютные величины радиации, а по ним переводные множители пиргелиометра № 135. В таблице приведены только множители, полученные для двух окон

(после переделки прибора). Для актинометров, прикрепленных к поверенным пиргелиометрам, порядок обработки был обратным. Для них находились переводные множители таким же образом, как и для № 485/1725 и определялись средние за серию множители и интенсивности для синхронных ежеминутных отсчетов. Отсчеты по № 485 делились на отсчеты по остальным актинометрам. Частные представляли собой поправочные множители. Средние поправочные множители для каждой серии приведены в табл. 1 и приняты как поправочные множители для каждого прикрепленного пиргелиометра. Так из 14 серий для пиргелиометра СССР № 212 найден поправочный множитель $0,994 \pm 0,0005$. Пиргелиометр № 196 участвовал только в 3 сериях сравнений, но и его поправочные множители 0,994, 0,993 и 1,000 в общем подтверждают итоги косвенных сравнений 1958—1959 гг. [3]. Приемлемость интерполированных серий отсчетов по актинометру № 485/1725 иллюстрируется рис. 1б, где они обозначены крестиками.

Сложнее оказалось подсчитать результаты для эталона НРБ № 557 (рис. 3). Если средняя из 18 серий поверок величина поправочного множителя $0,990 \pm 0,002$, то учитывая выводы [3] и применяя экстраполирование, найдем множитель приблизительно равный 0,981. К сожалению, диапазон изменений MT не позволяет на самом графике рис. 3 провести кривую. Применяя из [3] график для длинных трубок к результатам сравнений пиргелиометра ГДР № 140^{III} с длинной трубкой, можно принять результат 1,023. Для актинометров ВНР № 211 и 584

Т а б л и ц а 1

Результаты сравнения актинометрических приборов в Ташкенте

Дата и № серии	Интенсивность радиации	MT	Поправочные множители								Переводные множители	
			140 с длин- ной трубу- кой	СИ-19	557	212	196	211	584	135	10 156 224 236	темпера- тура
9/XII	1	1,2	5,8			0,990	11				0,01282	12,5
	2	1,3	5,6				0,994				1290	13
	3	1,1	7,3			0,989					1289	13,5
	4	1,1	7,2			0,994					1286	14,5
11/XII	1	1,0	7,5					0,991	1,009		1294	16
	2	1,0	7,9					0,979	0,997		1291	17
	3	1,0	8,6					0,976	0,997		1289	18
	4	0,9	9,1					0,982	0,992		1289	19
	5	0,9	9,5					0,974	0,990			
	6	0,8	10,1					0,980	0,995		1291	19,5
13/XII	1	1,1	7,2			0,974	0,996	0,983	1,003		1262	—1
	2	1,2	6,1			0,979	0,995	0,981	1,002	13,86	1266	—1
	3	1,2	6,0		0,955	0,970	0,990	0,984	0,999	13,92	1266	1,5
	4	1,2	5,9		0,971	0,982	0,993	0,984	1,003	13,88	1271	3
	5	1,2	6,3		0,978	0,978		0,983	1,001		1263	1
13/XII	6	1,2	6,2			0,978	0,992	0,989	1,005	13,93	1272	3
	7	1,1	7,3			0,999		0,993	0,988	1,004	13,91	3,5
	8	1,0	8,1				0,994	0,990	1,004	13,84	1271	3,5
	9	1,0	8,0					1,000	0,997	1,002	13,98	4
	10	1,0	8,3		0,972	0,990	0,997	0,987	1,003	13,80	1270	2
18/XII	1	0,9	9,7					0,979		13,96	1273	7,5
	2	1,0	8,7			1,002		0,984		14,00	1279	8
	3	1,0	7,8	1,030		0,987			1,009	13,84	1276	8
	4	1,1	7,5			0,981		0,988		14,02	1285	8
	5	1,1	7,4			0,972		0,983		13,93	1281	8,5
	6	1,1	7,8	1,015		1,020			1,013	14,02	1282	9
	7	1,1	7,4			0,997		0,987		13,88	1284	9
19/XII	1	1,1	9,0			0,995	0,994	0,992		13,83	1280	10
	2	1,1	7,8			0,999	0,999		1,010	13,88	1290	11
	3	1,1	7,2			0,998	0,997	0,992		13,85	1287	11
	4	1,2	6,2			1,006	0,995		1,002	13,88	1289	12
Среднее					0,990	0,994	0,996	0,985	1,002	13,91	$\pm 0,01$	

получены поправочные множители $0,985 \pm 0,0007$ и $1,002 \pm 0,0008$ для положения температурного винта на 50 делениях. Однако этот результат следует пересмотреть, так как зависимость положения винта от температуры сместилась приблизительно на 20° . Поправочный множитель серебряного диска № 19 оказался равным $0,97 \pm 0,003$.

Сравнительно невысокие погрешности для такой изменчивой радиации получены благодаря тщательности наблюдений доктора Вернера при участии доктора Грасника. Все расчеты проверены доктором Хелховским. В результате сравнений составлен протокол на немецком и русском языках, содержащий табл. 1. Успеху сравнений весьма содействовали руководители Главного управления гидрометслужбы УГМС УзССР и САНИГМИ.

К сожалению, не удалось сравнить приборы Югославии и Польши, прошедшие проверку в Давосе в 1959 г. Весьма желательно сравнение актинометров Венгрии и Польши с национальными эталонами.

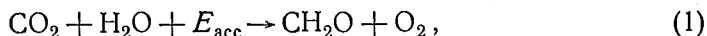
ЛИТЕРАТУРА

1. Янишевский Ю. Д. Компенсационный пиргелиометр и его улучшение. Тр. II Межведомств. совещ. по актинометрии и атм. оптике, Л., 1961.
2. Янишевский Ю. Д. Проверка пиргелиометрической шкалы в СССР. Метеорология и гидрология, № 1, 1955.
3. Янишевский Ю. Д. Некоторые результаты сравнений пиргелиометров СССР. Тр. Всесоюзн. Науч. Метеор. Собрания, секция актинометрии и атмосферной оптики, т. 6, 272—279, 1963.
4. Lindholm F. The Angström compensation pyrheliometer and absolute pyrheliometric scale. Geofisica Pura e Applicata 41, 3 1958.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ РАСТЕНИЯМИ В ПРОЦЕССЕ ФОТОСИНТЕЗА

В статье рассматриваются факторы, определяющие коэффициент использования лучистой энергии при фотосинтезе и намечаются пути практического использования относительных энергетических характеристик продуктивности фотосинтеза.

Физической основой процесса фотосинтеза является взаимодействие фотонов, образующих поток лучистой энергии, с молекулами хлорофилла, содержащимися в растительных клетках. При этом энергия фотонов переходит в химическую энергию, за счет которой осуществляется цикл реакций, приводящих в конечном счете к образованию органического вещества. Начальная и конечная стадии этого цикла соответствуют формуле



где $E_{\text{асс}}$ означает энергию ассимиляции, т. е. общую энергию фотонов, принимающих участие в этой реакции.

Энергия $E_{\text{асс}}$ может быть определена при сжигании сухого органического вещества, когда реакция (1) идет в обратном направлении. Таким методом получены значения $E_{\text{асс}} = 112$ ккал на 1 моль ассимилированной углекислоты или $E_{\text{асс}} = 4,9$ электронвольта на 1 молекулу CO_2 . Рассматривая ход фотосинтетического процесса на молекулярном уровне, мы воспользуемся этим последним значением $E_{\text{асс}}$.

Согласно квантовой теории, энергия фотона

$$E_{\text{ф}} = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \quad (2)$$

здесь h — постоянная Планка ($h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ дж. сек. $= 4,14 \cdot 10^{-15}$ эвсек), c — скорость света ($c = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек. $= 3 \cdot 10^{14}$ мк/сек., λ — длина волны. Подставив эти значения в формулу (2) получим

$$E_{\text{ф}} = \frac{1,24}{\lambda_{\text{(мк)}}} (\text{эв}). \quad (3)$$

За область фотосинтетически активной радиации (ФАР) принимается область поглощения хлорофилла, т. е. спектральный промежуток 0,38—0,71 мк. Соответственно формуле (3) энергия фотонов в этой области возрастает с уменьшением длины волны от 1,8 до 3 эв. Таким образом, энергии одного фотона недостаточно для простой диссоциации

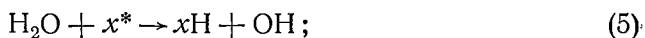
молекулы CO_2 , и процесс фотосинтеза должен рассматриваться как некоторая последовательность реакций, для каждой из которых требуется меньшая затрата энергии.

По современным представлениям, разработанным в основном А. Н. Терениным [9] и А. А. Красновским [3], эта последовательность может быть представлена следующей схемой:

1) молекула хлорофилла x , поглотившая фотон, приходит за счет его энергии в активированное, возбужденное состояние x^*



2) активированная молекула хлорофилла окисляет воду, присоединяя атом водорода,



3) гидроксильные группы OH соединяются, образуя перекись водорода

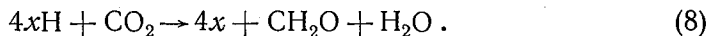


4) перекись водорода под действием фермента каталазы разлагается на воду и кислород



образовавшийся таким путем кислород и выделяется в процессе фотосинтеза;

5) восстановленная молекула хлорофилла $x\text{H}$ при участии фермента дигидразы и некоторых других ферментов передает присоединенный при реакции (5) атом водорода молекуле CO_2 . Для образования органической молекулы CH_2O при этом необходимо окисление четырех молекул хлорофилла



По окончании этой реакции молекулы хлорофилла приходят в обычное состояние и могут принять участие в новом цикле реакций. Органическая группа CH_2O в процессе дальнейших биохимических реакций используется для образования углеводов, жиров и растительных белков.

Реакции (4) — (6) происходят только при наличии потока фотонов области ФАР и характеризуют световую стадию фотосинтеза. Для осуществления реакции (7) наличие ФАР не обязательно, и эта реакция соответствует темновой стадии фотосинтеза.

Основным выводом из рассмотренной выше схемы фотосинтеза является необходимость затраты 4-х фотонов для ассимиляции одной молекулы углекислоты. Но в области ФАР наименьшая энергия 4-х фотонов у красной границы области составляет 7,2 эв и, таким образом, превосходит необходимую для ассимиляции одной молекулы CO_2 энергию 4,9 эв. Отсюда следует, что даже энергия фотонов, непосредственно участвующих в процессе фотосинтеза, используется в этом процессе неполностью. Коэффициент использования энергии в этом случае согласно формуле (3) оказывается равным

$$K_{\text{фх}} = \frac{E_{\text{acc}}}{4E_{\text{ф}}} = \frac{4,9\lambda}{4 \times 1,24} \approx \lambda, \quad (9)$$

т. е. коэффициент использования с удовлетворительной точностью может приниматься численно равным длине волны в микронах. Так, для красной границы ФАР ($\lambda = 0,7 \text{ мк}$) получается величина $K = 70\%$, а для фиолетовой границы ($\lambda = 0,4 \text{ мк}$) — величина $K = 40\%$. Эти значения

коэффициента использования радиации, поглощенной хлорофиллом, являются предельными, так как получены в предположении, что каждый поглощенный хлорофиллом фотон принимает непосредственное участие в ассимиляции. Избыточная энергия фотонов, равная разности $4E_{\text{ф}} - E_{\text{асс}}$ переходит в кинетическую энергию поглощающих молекул, т. е. в тепловую энергию. Коэффициент K может быть назван предельным фотохимическим коэффициентом полезного действия фотосинтеза.

Количество поглощаемой хлорофиллом лучистой энергии лишь в редких случаях измеряется непосредственно. Оно определяется в первую очередь интенсивностью и спектральным составом падающей радиации и поглощательной способностью хлорофилла. Но растительный организм

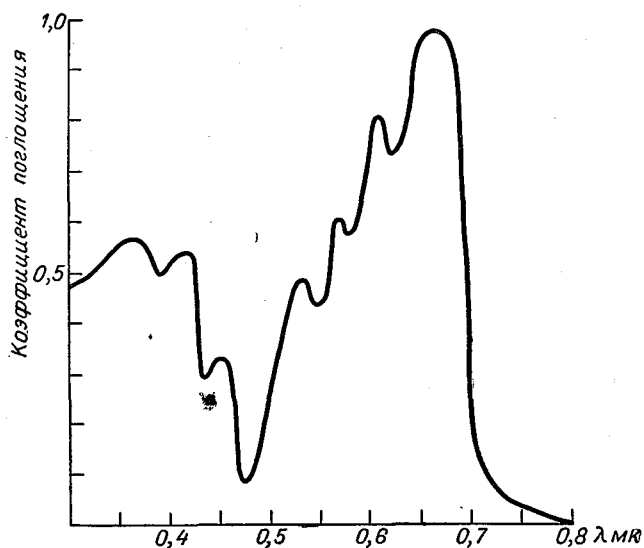


Рис. 1. Поглощение хлорофиллом «среднего листа».

может в известных пределах регулировать поглощательную способность органов, содержащих хлорофилл, приспособляясь таким образом к меняющимся условиям облучения. Так, при малых интенсивностях падающей радиации увеличивается общее количество хлоропластов в клетках листовой ткани и сами хлоропласты располагаются на стенках клеток, обращенных к источнику радиации. Таким путем общее поглощение радиации листом возрастает. При избыточном облучении хлоропласты перемещаются на боковые стенки клеток (так называемое парастрофическое расположение), вследствие чего поглощение радиации уменьшается. Листья различных растений имеют различные спектральные характеристики поглощения, а у одного и того же вида и даже одного и того же отдельного растения эти характеристики могут меняться в течение вегетационного периода в зависимости от фаз развития и условий облучения. Можно все же в различных спектральных кривых поглощения установить и общие особенности, позволяющие говорить о некотором «среднем листе» с обобщенными спектральными и интегральными характеристиками отражения, поглощения и пропуска радиации. Поглощение радиации таким средним листом представлено графически на рис. 1, по данным А. Ф. Клешина [2]. Пользуясь этими данными можно подсчитать количество поглощенной радиации по отношению к радиации, падающей на лист. Результаты такого подсчета

для условий, близких к обычным дневным условиям лета в средних широтах, представлены на рис. 2. Верхняя кривая на нем (Q_λ) характеризует спектральный ход интенсивности суммарной радиации при безоблачном небе по расчетам Авасте, Молдау и Шифрина [1]. Расчет произведен для высоты солнца $h_\odot = 30^\circ$, оптической плотности $\tau = 0,3$ и количеству воды в атмосфере $w = 2,1$ см слоя «осажденной воды». Средняя кривая ($Q_{\lambda, x}$) показывает спектральный ход интенсивности радиации, поглощенной хлорофиллом среднего листа, расположенного горизонтально. Нижняя кривая ($Q_{\lambda, x} \frac{E_{\text{асс}}}{E_\Phi}$) представляет



Рис. 2. Спектральный ход интенсивности радиации в $\text{мкал/см}^2 \text{ мин.}$ в спектральном промежутке $\Delta\lambda = 0,01 \text{ мк.}$

Q_λ — суммарная радиация, $Q_{\lambda, x}$ — радиация, поглощенная хлорофиллом, $Q_{\lambda, u}$ — радиация, усвоенная при минимальном квантовом расходе.

энергию, перешедшую в химическую энергию ассимилированного углевода. На этих кривых обращает на себя внимание очень отчетливо выраженный максимум в области $\lambda = 0,66 \text{ мк}$, соответствующий интенсивному поглощению радиации хлорофиллом в красной части спектра, и минимум при $\lambda = 0,48 \text{ мк}$ в зеленой части, в которой радиация преимущественно отражается или пропускается листом. Интегрирование в пределах области ФАР дает величину $Q_{\text{ФАР}} = 0,33 \text{ кал} \cdot \text{см}^{-2} \text{ мин}^{-1}$, что составляет 51% от интенсивности падающей радиации ($Q = 0,65 \text{ кал.}$, причем прямая радиация на горизонтальную поверхность $S' = 0,48 \text{ кал.}$ и рассеянная $D = 0,17 \text{ кал.}$). Радиация, поглощенная хлорофиллом, составляет 0,17 кал., или 26% от Q и 52% от $Q_{\text{ФАР}}$.

Наконец, оптимально возможная для усвоения радиация $Q_x = \frac{E_{\text{асс}}}{4\Sigma E_\Phi} = 0,10 \text{ кал.}$ т. е. 15% от Q , 30% от $Q_{\text{ФАР}}$, или 59% от Q_x .

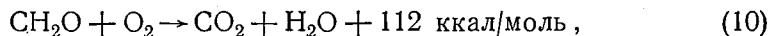
С изменением высоты солнца и прозрачности атмосферы эти цифры меняются лишь незначительно и в качестве первого приближения могут быть приняты за основу расчетов.

Полученные предельные значения коэффициентов использования лучистой энергии относятся к отдельному среднему листу. Для такого листа радиация, отраженная от его поверхности или прошедшая через его толщу, является потерянной и не может быть использована для фотосинтеза. Но в сельскохозяйственных культурах или природных биоценозах для фотосинтеза теряется только радиация, отраженная вверх и поглощенная почвой или незелеными частями растений. Радиация же, отраженная или пропущенная к другим листьям, поглощается ими и также используется. Поэтому можно думать, что для посевов или естественных биоценозов приведенные выше величины предельных коэффициентов использования радиации могут оказаться преуменьшенными.

Имеющиеся в настоящее время измерения отражательной способности (альбедо) естественного растительного покрова и сельскохозяйственных культур свидетельствуют о том, что величины альбедо растительных покровов меняются сравнительно в небольших пределах: 20—25% по отношению к падающей радиации, или 10—15% в спектральном промежутке ФАР. Учитывая поглощение некоторой части радиации поверхностью почвы и незелеными частями растений, можно для обобщенных расчетов принять, что поглощение радиации хлорофиллом в посевах и биоценозах составляет 80% от ФАР, или 40% от падающей суммарной радиации. Принимая обобщенную для области ФАР величину фотохимического коэффициента $K_{\text{фх}} = 60\%$, получаем в качестве предельного значения коэффициента использования радиации величину $0,4 \times 0,6 = 0,24$, т. е. 24% от поступающей к посевам суммарной радиации или 48% от радиации в области ФАР.

Таким образом, радиация, отраженная или пропущенная отдельным листом, в значительной степени используется другими листьями, за счет чего общее поглощение ФАР увеличивается с 50 до 80% и соответственно повышается коэффициент полезного действия фотосинтеза. Этот факт показывает целесообразность многоярусного расположения листьев, в результате чего общая листовая поверхность растения в несколько раз превышает занимаемую им площадь.

Вычисляя предельные значения коэффициентов использования радиации, необходимо принять во внимание, что часть ассимилированного углерода расходуется в процессе дыхания соответственно обратному протеканию реакции (1)



причем выделяющаяся энергия ассимиляции переходит в форму тепловой энергии. Эта затрата органического вещества может составлять 20—25% общего количества образующихся в процессе фотосинтеза органических соединений даже при благоприятных условиях. При ухудшении условий (сокращение продолжительности дня, значительное повышение температуры воздуха и уменьшение его влажности) затраты эти увеличиваются. Поэтому в качестве минимума для периодов значительной продолжительности следует принять, что на прирост и накопление органического вещества за вычетом затрат на дыхание может быть использовано не более 75% от 24%, т. е. 18% от падающей суммарной радиации, или 36% от ФАР. Коэффициент $K_{\text{фэл}} = \frac{Q_x}{Q} k_{\text{фх}}$ можно назвать предельным физиологическим коэффициентом использования

лучистой энергии, так как его изменения обусловлены главным образом факторами физиологического характера.

Величина произведения $QK_{\text{фэл}}$ представляет, очевидно, верхний предел количества радиации, которое может быть использовано при наиболее благоприятных условиях. Что этот предел может быть достигнут, показывают результаты экспериментальных определений так называемого квантового расхода фотосинтеза, т. е. числа фотонов, затрачиваемых на ассимиляцию одной молекулы CO_2 . При таких определениях минимальные величины квантового расхода получались близкими к 4 [8], что также подтверждает принципиальную правильность приведенной выше схемы фотосинтетического процесса.

Минимальный квантовый расход — 4 фотона на 1 молекулу CO_2 — может получиться только при соблюдении следующих трех условий:

- 1) каждая активированная молекула хлорофилла использует полученный ею избыток энергии только для окисления воды;
- 2) каждая восстановленная молекула хлорофилла xH проходит весь цикл реакций фотосинтеза до конца, т. е. передает при участии ферментов присоединенный к ней атом водорода молекуле CO_2 ;
- 3) за время прохождения полного цикла реакций одна молекула хлорофилла поглощает не более одного фотона.

Нетрудно видеть, что эти условия могут выполняться только в исключительных случаях. Обычно некоторая часть активированных молекул хлорофилла передает свою избыточную энергию другим молекулам при соударениях молекулярно-кинетического характера. Поглощенная энергия может также вновь выделиться в виде фотона, о чем свидетельствует наблюдаемая при фотосинтезе слабая флюоресценция хлоропластов в красной части спектра [8]. Такие переходы энергии имеют место при всех условиях, и их влияние на величину квантового расхода фотосинтеза определяется статистической вероятностью этих процессов.

Аналогичный переход энергии в тепловую форму должен происходить и в том случае, если число образующихся в единицу времени восстановленных молекул хлорофилла xH будет более чем в 4 раза превосходить число молекул CO_2 , притекающих за то же время к хлоропластам. В этом случае интенсивность фотосинтеза будет ограничиваться недостаточным притоком углекислоты, а с полным прекращением этого притока должен прекращаться и фотосинтез.

И, наконец, поглощенная хлорофиллом энергия должна переходить в тепловую и в том случае, когда за время полного окислительно-восстановительного цикла фотосинтеза одна и та же молекула хлорофилла будет поглощать не один, а два или большее число фотонов. Такое избыточное с точки зрения энергетики фотосинтеза поглощение обычно имеет место при значительных интенсивностях падающей радиации (большом числе фотонов), в особенности у листьев, подвергающихся непосредственному воздействию прямой солнечной радиации.

В обычных условиях все перечисленные факторы действуют совместно и в одном направлении. Поэтому вполне естественно, что определяемые экспериментально величины квантового расхода фотосинтеза в несколько раз превосходят минимальные фотохимические величины — 4 фотона на 1 молекулу углекислоты. Для наземных растений даже при высокой интенсивности фотосинтеза минимальные значения квантовых расходов составляют 8—12 и более фотонов на 1 молекулу CO_2 . Поэтому действительный коэффициент использования лучистой энергии посевом или биоценозом всегда получается значительно ниже упоминавшегося ранее предельного физиологического коэффициента $K_{\text{фэл}}$. Этот определяемый в действительных условиях развития растений коэффициент

обычно называют техническим коэффициентом использования лучистой энергии (K_T). А. А. Ничипорович [7] предлагает называть его «коэффициентом энергетической эффективности накопления урожая». Его можно рассматривать как результативную количественную характеристику продуктивности фотосинтеза, отражающую влияние основных факторов, которыми эта продуктивность определяется. Такими факторами, уменьшающими K_T по сравнению с $K_{фзл}$ оказываются концентрация углекислоты в окружающем воздухе, влажность воздуха, температура листа и деятельность устьичного аппарата листьев, регулирующая газообмен их с воздухом. Поскольку оба коэффициента являются относительными характеристиками, их величины зависят также от количества приходящей радиации, которое входит в знаменатель дроби, определяющей величину K .

Для осуществления фотосинтеза необходим непрерывный приток молекул углекислоты к хлоропластам. Этот перенос CO_2 из окружающего лист воздуха внутрь листа осуществляется путем диффузии через устьица — продолговатые щели, длина которых составляет 10—15 мк, а ширина может меняться от 6—8 мк до нуля. Число устьиц достигает 10—30 тыс. на 1 см² листовой поверхности, но их общая площадь составляет только около 0,1% поверхности листа. Почти вся поступающая внутрь листа углекислота проходит через устьица, так как вне устьичных отверстий через покрывающую лист кутикулу CO_2 проникает почти в 100 раз медленнее, чем через открытые устьица.

Диффузия углекислоты становится возможной в том случае, когда концентрация CO_2 в наружном воздухе (c_v) больше, чем концентрация ее внутри листа (c_l). Скорость диффузии пропорциональна разности концентраций $c_v - c_l$. Наибольшая разность концентраций (а следовательно, и скорость диффузии) может наблюдаться тогда, когда $c_l = 0$, т. е. когда каждая молекула CO_2 , оказавшаяся в полости межклетника внутри листа, немедленно улавливается поверхностью клетки и отводится к хлоропластам. Если ассимиляция приостанавливается, то величина c_l приближается к c_v , а приток углекислоты уменьшается и совершенно прекращается при $c_l = c_v$.

Вследствие очень незначительной концентрации углекислоты в воздухе (в среднем около 0,03% по объему) разность концентраций $c_v - c_l$ даже при $c_l = 0$ составляет в среднем только около $0,46 \cdot 10^{-3}$ г на 1 г воздуха. Однако и при столь небольшой разности скорость диффузионного притока углекислоты (а следовательно, и продуктивность фотосинтеза) могут достигать значительных величин.

Продуктивность фотосинтеза может измеряться в абсолютных единицах — граммах или миллиграммах CO_2 , ассимилированной единицей листовой поверхности за единицу времени. Эти единицы применяются обычно при измерении продуктивности отдельных листьев за небольшие промежутки времени.

Для оценки абсолютной продуктивности фотосинтеза определяется количество сухого органического вещества, образовавшегося на единице поверхности за определенный промежуток времени. Полученные таким путем показатели чистой продуктивности фотосинтеза получаются для зерновых культур за вегетационный период в среднем порядка 4—6 г сухого органического вещества с 1 м² за сутки, а максимальные величины в периоды наиболее интенсивного накопления сухой массы повышаются до 10—15 г с 1 м² за сутки. При полном удовлетворении потребностей растения в воде и минеральном питании могут быть достигнуты гораздо более высокие показатели. Так, при выращивании томатов в искусственных условиях Б. С. Мошковым была показана

возможность повышения продуктивности до $150 \text{ г с } 1 \text{ м}^2$ за сутки в среднем для всего вегетационного периода [5]. Томатные растения выращивались на размельченном керамзите, насыщенном питательным раствором при электрическом освещении 14 час. в сутки. Таким образом, практически достижимая продуктивность фотосинтеза составляет около $10 \text{ г сухого органического вещества с } 1 \text{ м}^2$ в час или около $100 \text{ мг с } 1 \text{ дм}^2$ (100 см^2) в час, что соответствует средней скорости ассимиляции — около 160 мг CO_2 в час на 1 м^2 площади, занятой растениями.

Аналогичные результаты получены при кратковременных (10—20 мин.) измерениях продуктивности фотосинтеза отдельных листьев: при достаточном снабжении растений водой и нормальной концентрации углекислоты в воздухе ассимилируется $20\text{—}30 \text{ мг CO}_2$ в час на 1 дм^2 листовой поверхности (или $100\text{—}200 \text{ см}^3 \text{ CO}_2$ на 1 см^2 в час). В полевых условиях для более длительных промежутков продуктивность снижается в 2—3 раза и составляет около 10 мг CO_2 на 1 дм^2 в час.

При продуктивности фотосинтеза 10 мг CO_2 в час на 1 дм^2 приток углекислоты внутрь листа происходит со скоростью $4,54 \cdot 10^{16}$ молекул в минуту на 1 см^2 листовой поверхности ($7,56 \cdot 10^{14}$ молекул в сек.). С изменением скорости притока CO_2 прямо пропорционально ей изменяется продуктивность фотосинтеза. Эти цифры показывают, что продвижение молекул CO_2 от внешней поверхности листа к хлоропластам может происходить очень быстро и что такие внутренние факторы фотосинтеза, как «скорость проницаемости плазмы» для углекислоты [11] или «темпы работы энзиматического аппарата, управляющего оттоком ассимилятов и их усвоением» [4] вполне приспособлены к максимальным скоростям диффузии CO_2 , которые могут создаваться при воздействии внешних факторов.

Принимая во внимание, что энергия, затраченная на ассимиляцию 1 г CO_2 составляет около 2500 кал, нетрудно подсчитать, что продуктивности фотосинтеза 10 мг CO_2 на 1 дм^2 листовой поверхности в час соответствует расход энергии $0,0042 \text{ кал/мин. на } 1 \text{ см}^2$ листовой поверхности. Как было показано выше, предельное значение физиологического коэффициента полезного действия фотосинтеза $K_{\text{фэл}} = 0,18$. Отсюда следует, что минимальная интенсивность падающей на лист радиации должна составлять $0,023 \text{ кал/см}^2 \text{ мин.}$ при интенсивности фотосинтеза $10 \text{ мг/дм}^2 \text{ час}$ или около $0,07 \text{ кал/см}^2 \text{ мин.}$ при фотосинтезе $30 \text{ мг/дм}^2 \text{ час}$. Если же часть поглощенных фотонов не принимает участия в процессе фотосинтеза (квантовый расход превышает 4 фотона на 1 молекулу CO_2), то интенсивность радиации, обеспечивающая данную продуктивность фотосинтеза, должна соответственно возрасти.

Приведенные здесь соотношения позволяют дать физическое объяснение экспериментальных энергетических кривых продуктивности фотосинтеза, представляющих изменение продуктивности в зависимости от изменения приходящей радиации. В качестве примера на рис. 3 приводятся три таких кривых, полученных П. Гаастра [12], для пшеницы, ячменя и бобов. По горизонтальной оси графика отложена интенсивность падающей на лист радиации Q в $\text{кал/см}^2 \text{ мин.}$ По вертикальной оси — продуктивность фотосинтеза в $\text{мг/час на } 1 \text{ дм}^2$ листовой поверхности. Эти кривые можно рассматривать как типичные.

На каждой кривой можно отметить три участка: близкий по форме к прямолинейному участок, соответствующий наименьшим интенсивностям радиации и прямой пропорциональности между радиацией и продуктивностью; участок, также близкий по форме к прямолинейному и соответствующий относительно высоким интенсивностям радиации, при которых продуктивность практически не зависит от радиации, и проме-

жуточный участок криволинейной формы, характеризующий постепенное замедление роста продуктивности с увеличением интенсивности.

Первый, начальный, участок представляет изменения продуктивности при недостаточной интенсивности радиации. В этих условиях число фотонов, поглощаемых хлоропластами, в единицу времени на единице поверхности мало по сравнению с общим числом молекул хлорофилла на этой поверхности. Вероятность поглощения фотонов еще неактивизированными молекулами хлорофилла возрастает прямо пропорционально росту числа фотонов, т. е. интенсивности радиации. Очевидно, прямая пропорциональность может наблюдаться только при очень малых значениях интенсивности — порядка $0,01-0,02$ кал/см² мин., согласно кривым графика.

По мере дальнейшего возрастания числа фотонов общее число активированных молекул хлорофилла продолжает увеличиваться. Но одновременно с этим возрастает вероятность того, что добавочные фотоны будут поглощены уже активированными молекулами, в результате чего возрастает только температура листа, но не продуктивность фотосинтеза. Этим условиям соответствует средний участок кривых графика. Наконец, при некотором определенном числе фотонов достигается состояние насыщения, т. е. активированными оказываются все молекулы хлорофилла; при этом значительная часть молекул успевает поглотить более чем по одному фотону. При еще более высокой интенсивности радиации повышение продуктивности уже не достигается и коэффициент использования радиации быстро уменьшается.

На графике видно, что интенсивность радиации, соответствующая состоянию насыщения, у различных культур оказываются очень близкими друг к другу и близкими к $0,50$ кал/см² мин., что можно считать величиной, характерной для светолюбивых растений. У тенелюбивых растений интенсивность радиации, соответствующая состоянию насыщения, получается в 2—3 раза меньшей.

Было бы неправильно заключать отсюда, что интенсивность радиации свыше $0,50$ кал/см² мин. является излишней и не принимает непосредственного участия в процессе фотосинтеза. У отдельного растения действию радиации свыше $0,50$ кал/см² мин. могут подвергаться только листья, непосредственно облучаемые прямой солнечной радиацией. Большая часть листьев, расположенных с теневой стороны растения внутри посевов или внутри крон деревьев, получает радиацию более низкой интенсивности. При этом их абсолютная продуктивность (в килограммах сухого вещества на единицу площади) снижается, но зато возрастает относительная продуктивность, т. е. величина K_r .

Для отдельного растения или для посева в целом величиной, определяющей общую продуктивность, является средняя интенсивность или

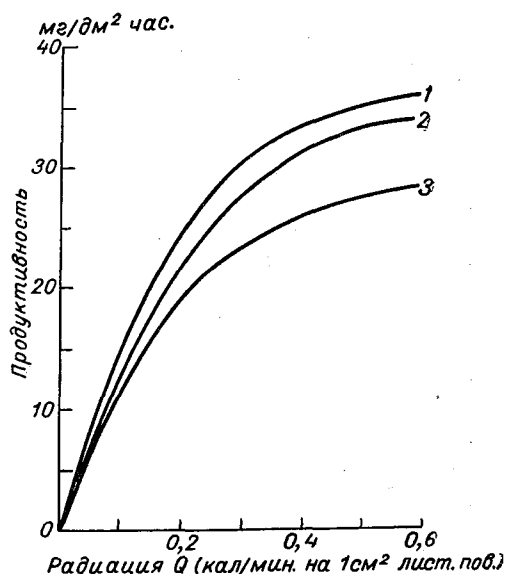


Рис. 3. Энергетические кривые фотосинтеза сельскохозяйственных культур, по Гаастра.
1 — пшеница, 2 — ячмень, 3 — бобы.

сумма радиации, приходящейся на единицу листовой поверхности. Такой средней характеристикой может служить отношение радиации, падающей на единицу площади, к общей поверхности листьев имеющих на этой площади. Отношение занятой растениями площади к общей поверхности листьев на ней для большинства светолюбивых культур, не слишком изреженных или загущенных, меняется в пределах от $1/3$ до $1/5$. Таким образом, даже при очень высокой интенсивности падающей на посев суммарной радиации $Q=1,5$ кал/см² мин. средняя облученность составит $0,30-0,50$ кал/мин. на 1 см² листовой поверхности, т. е. в условиях избыточного облучения будет находиться лишь сравнительно небольшая часть листьев. Поэтому при значительном уменьшении радиации (например, при частичном затенении культур или при продолжительной пасмурной погоде) недостаточный приход радиации может стать фактором, ограничивающим продуктивность фотосинтеза и задерживающим развитие растений.

Приведенные выше количественные данные и расчеты соответствуют средней объемной концентрации углекислоты в воздухе $0,03\%$. С изменением концентрации c_v увеличивается разность концентраций $c_v - c_d$, а пропорционально ей должна возрастать скорость диффузии углекислоты внутрь листа и соответственно увеличиваться продуктивность фотосинтеза. С точки зрения развиваемой здесь квантовой интерпретации процесса фотосинтеза рост продуктивности может произойти только при условии, что значительная часть восстановленных молекул хлорофилла xH не встречает за время окислительно-восстановительного цикла молекул углекислоты и не может пройти заключительной стадии цикла — реакции (7). Другими словами, рост продуктивности с возрастанием концентрации c_v оказывается возможным потому, что скорость диффузии, соответствующая наблюдаемой средней концентрации CO_2 в воздухе, не обеспечивает полного использования энергии, запасенной хлоропластами в световой стадии фотосинтетического цикла и, следовательно, ограничивает продуктивность фотосинтеза.

Опыты показывают, что углекислотные кривые фотосинтеза, представляющие зависимость продуктивности фотосинтеза от концентрации CO_2 , имеют ту же характерную форму кривых насыщения, как и энергетические кривые фотосинтеза. Средняя концентрация $c_v=0,0003$ соответствует прямолинейной части этих графиков, а состояние насыщения наблюдается при объемной концентрации $c_v=0,0012-0,0015$, т. е. при концентрации, превышающей обычную в 4—5 раз [12]. С изменением концентрации c_v изменяется и форма энергетических кривых фотосинтеза, как это можно видеть на рис. 4. На рисунке представлены кривые продуктивности фотосинтеза огуречного листа при нормальной концентрации CO_2 в воздухе и при насыщающей $0,13\%$, полученные в опытах Гаастра [12]. Возрастание продуктивности с повышением концентрации CO_2 выражено на этом графике очень отчетливо. Заслуживает внимания то обстоятельство, что при обычной концентрации CO_2 продуктивность мало зависит от температуры, тогда как при повышенной концентрации с повышением температуры возрастает и скорость ассимиляции, причем это повышение особенно заметно при интенсивностях радиации, близких к насыщающим. Этот экспериментально установленный факт может быть объяснен, если предположить, что с повышением температуры увеличивается скорость фотохимической реакции, т. е. уменьшается время прохождения активированной молекулой хлорофилла полного цикла реакций фотосинтеза. Такой эффект должен быть мало заметен при малых концентрациях, когда продуктивность ограничивается недостаточ-

ным притоком углекислоты к хлоропластам. При концентрациях же, близких к насыщенным, возросшее число притекающих к хлоропластам молекул CO_2 вовлекает в фотохимическую реакцию почти все молекулы xH и этим увеличивает ассимиляцию. Естественно также, что этот эффект проявляется особенно заметно при большом числе активированных молекул хлорофилла, т. е. при интенсивности радиации, близкой к состоянию насыщения. Само состояние насыщения при повышенной концентрации CO_2 наступает при более высокой интенсивности радиации, чем при нормальной концентрации.

Возможность увеличивать продуктивность фотосинтеза путем повышения концентрации CO_2 в воздухе используется практически путем подкормки сельскохозяйственных культур углекислым газом («воздушное удобрение»). Применение воздушного удобрения может оказаться наиболее эффективным в периоды наиболее интенсивного развития растений.

Как было показано выше, абсолютная продуктивность фотосинтеза определяется в основном концентрацией CO_2 в воздухе. Но относительная продуктивность, т. е. коэффициент использования радиации даже при условии постоянной скорости диффузионного притока углекислоты должен меняться с изменением интенсивности приходящей радиации. Ранее было показано, что величина предельного физиологического коэффициента использования радиации близка к 18%. Она соответствует минимальному квантовому расходу 4 фотона на 1 молекулу ассимилированной углекислоты. Но, как можно видеть по энергетическим кривым фотосинтеза, такой квантовый расход может осуществляться только при очень малых интенсивностях падающей на лист радиации — порядка 0,02 — 0,03 кал/см² мин. При больших интенсивностях радиации квантовый расход возрастает, и обратно пропорционально ему уменьшается коэффициент использования. С возрастанием радиации увеличивается и абсолютная продуктивность фотосинтеза (до достижения точки насыщения), а коэффициент использования радиации в течение дня меняется под воздействием обоих факторов. Так как эти факторы действуют в различные стороны, то изменение коэффициента использования происходит очень медленно. Так, по энергетическим кривым рис. 3 получается для пшеницы и ячменя:

Интенсивность радиации Q (кал см ² мин.)	0,05	0,10	0,15	0,20	0,30	0,40
Продуктивность (мг CO_2 дм ² час.)	8	14	19	23	29	33
Ассимилированная энергия (мкал/см ² мин.)	3,4	6,2	8,0	9,7	12,1	14
Коэффициент использования (%)	7	6	5	4,5	4	3,5

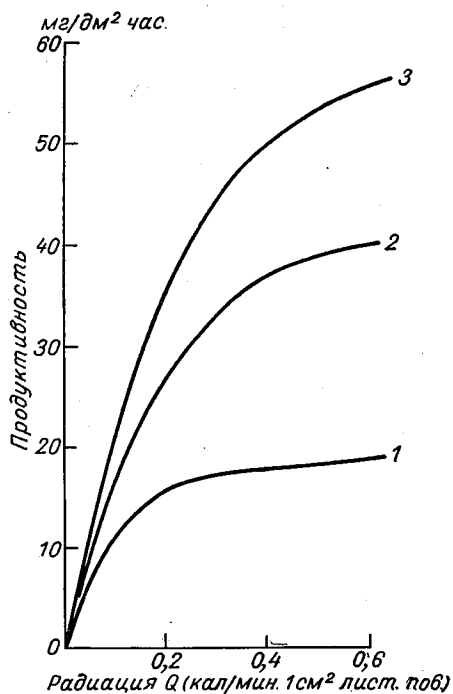


Рис. 4. Продуктивность фотосинтеза огуречного листа, по Гаастра.
1 — при нормальном содержании CO_2 (0,03%) и t от 20 до 30° С, 2 — при повышенном содержании CO_2 (0,13%) и $t=20^\circ\text{C}$, 3 — то же при $t=30^\circ\text{C}$.

Таким образом, коэффициент использования радиации в течение дня составлял около 5% вместо возможных 18%, т. е. снизился более чем в 3 раза. Это соответствует среднему квантовому расходу около 12—13 фотонов. Культуры Гаастра выращивались в контейнерах при достаточном водном и минеральном питании. Можно думать, что коэффициенты использования радиации и в естественных полевых условиях должны быть близкими к полученным в этом примере при условии полного обеспечения посева водой и минеральным питанием (фосфором, калием, азотом и микроэлементами).

Величины коэффициента K_T порядка 4—6% от сумм падающей радиации получаются практически в отдельные периоды с благоприятными условиями. В общем же за вегетационный период в целом величины K_T обычно получаются в 2—3 раза меньшими, так как в периоды с неблагоприятными условиями прирост сухого органического вещества может получаться близким к нулю и даже отрицательным, если в такой период расход углерода на дыхание и возобновление отмерших частей получался больше, чем усвоение его в процессе фотосинтеза. Такие изменения в динамике накопления сухого вещества и величинах K_T являются следствием того, что при неблагоприятных для фотосинтеза условиях вступает в действие механизм, регулирующий ширину устьиц и ограничивающий или совершенно прекращающий диффузионный приток углекислого газа внутрь листа.

Необходимость такого регулирования вызывается тем, что приток углекислоты неизбежно связан с диффузионным оттоком водяного пара из листа в окружающий воздух. При открытых устьицах в межклетниках происходит испарение воды с открытой поверхности клеток, и воздух внутри листа оказывается близким к состоянию насыщения водяным паром. Концентрация водяного пара внутри листа поэтому всегда выше, чем концентрация его в наружном воздухе. Разность концентраций вызывает диффузионный отток водяного пара из листа. Эта разность, а следовательно, и скорость диффузии является функцией температуры листа и воздуха и относительной влажности воздуха. При полностью открытых устьицах газообмен идет наиболее интенсивно, так что при высокой температуре и небольшой относительной влажности расход на транспирацию может превысить поступление воды из почвы через корневую систему. В этом случае вступает в действие аппарат, регулирующий скорость газообмена путем уменьшения ширины устьиц. Этим уменьшается расход воды на транспирацию, но одновременно с этим уменьшается и приток углекислоты, т. е. как абсолютная, так и относительная продуктивность фотосинтеза.

Такие неблагоприятные состояния температуры и влажности воздуха, вызывающие ослабление или даже полное прекращение прироста органического вещества, могут создаваться в различные фазы вегетационного периода и в общей сложности захватывать значительную его часть. Очевидно, что продолжительность периодов понижения продуктивности фотосинтеза определяется соотношением скорости испарения со скоростью поступления воды через корневую систему, т. е. с запасом воды в почве. Чем лучше обеспечено растение водой, тем меньше будет снижаться его продуктивность в периоды «воздушной засухи». Поэтому имела бы большое значение возможность определения коэффициента, характеризующего использование приходящей радиации в различных условиях среды, но при полном обеспечении его водой и минеральным питанием. Такой коэффициент, зависящий как от физиологического состояния растительного организма, так и от условий среды можно назвать физико-экологическим коэффициентом использования радиации

$K_{ф-э}$. Очевидно, $K_{ф-э}$ должен являться функцией обобщенных для посева и для данного периода значений сумм радиации ΣQ , концентрации углекислоты CO_2 , температуры посева $t_{п}$ и влажности воздуха $f_{в}$. Определение вида этой функции и входящих в нее постоянных параметров возможно или теоретическим путем, или экспериментальным в искусственных условиях, когда количественное влияние каждого фактора может быть установлено в отдельности. Если величина $K_{ф-э}$ может быть вычислена по характеристикам радиации и воздушной среды, то может быть определена и максимальная энергия, могущая в данных конкретных условиях быть использованной на образование органического вещества

$$E_n = QK_{ф-э},$$

а по ней и по калорийности сухого вещества может быть найден и наибольший возможный в данных условиях прирост сухой массы, который легко может быть перевычислен на общий биологический урожай или хозяйственно ценную его часть. В этом случае отклонение коэффициента $K_{ф-э}$ от физиологического $K_{фэл}$ будет характеризовать воздействие на урожай погодных условий, а расхождение между значениями $K_{ф-э}$ и реально полученного технического коэффициента K_T — степень эффективности проведенных агротехнических мероприятий.

Если коэффициент $K_{ф-э}$ не определен, то сопоставление технического коэффициента K_T со средним значением коэффициента использования радиации при квантовом расходе 12 фотонов (5—6%) позволяет судить о совместном влиянии на урожай погодных условий и эффективности агротехнических мероприятий.

Можно думать, что введение в практику агрономии наряду с показателями абсолютной продуктивности (в весовых единицах на единицу площади), также и относительных показателей использования лучистой энергии (коэффициентов использования радиации) может значительно улучшить контроль за накоплением урожая, уточнить его количественный прогноз и предварительную оценку результатов проводимых в течение вегетационного периода мероприятий. Поскольку необходимые для получения абсолютных показателей наблюдения над динамикой накопления сухого вещества проводятся на ряде агрометеорологических станций, целесообразно дополнить эти наблюдения простейшими актинометрическими измерениями. Прежде всего необходимо получение суточных сумм суммарной радиации, что может быть наиболее просто осуществлено посредством электрохимических интеграторов.

На более редкой сети желательны измерения и регистрация прямой и рассеянной радиации в отдельности, а также отраженной радиации. Те же измерения желательно проводить также в области ФАР. Для исследовательских целей желательно получение спектральных характеристик отражения, пропускания и поглощения радиации как отдельными листьями в различных условиях облучения, так и участками с определенными сельскохозяйственными культурами. Для получения обобщенных характеристик температурного поля в посевах и биоценозах желательны измерения радиационной температуры и сопоставление этой температуры с температурой воздуха на соответствующем уровне. Для подтверждения целесообразности применения относительных радиационных характеристик накопления урожая целесообразно возможно быстрее обработать имеющиеся уже данные по динамике накопления сухого органического вещества в течение вегетационного периода и сопоставить их с характеристиками радиационного и метеорологического режима.

ЛИТЕРАТУРА

1. Авасте О., Молдау Х., Шифрин К. С. Спектральное распределение прямой и рассеянной радиации. Исслед. по физике атмосферы. Вып. 3. Тарту, 1962.
2. Клешнин А. Ф. Растение и свет. Изд. АН СССР, Москва, 1954.
3. Красновский А. А. Современные представления о фотосинтезе. Успехи современной биологии, т. 21, вып. 2, 1946.
4. Любименко В. Н. Фотосинтез и хемосинтез в растительном мире. Сельхозгиз, М—Л., 1935.
5. Мошков Б. С. Выращивание растений в искусственных условиях как метод выявления их потенциальной продуктивности. Сб. «Фотосинтез и вопросы продуктивности растений». Изд. АН СССР, М., 1963.
6. Ничипорович А. А. Фотосинтез и теория получения высоких урожаев. Изд. АН СССР, М. 1956.
7. Ничипорович А. А. О путях повышения продуктивности фотосинтеза растений в посевах. Сб. «Фотосинтез и вопросы продуктивности растений». Изд. АН СССР, М. 1956.
8. Рабинович Е. Фотосинтез, т. II. Изд. иностр. литер. М., 1953.
9. Теренин А. Н. Фотохимия хлорофилла и фотосинтез. Изд. АН СССР, М., 1951.
10. Устенко Г. П. Фотосинтетическая деятельность растений в посевах как основа формирования высоких урожаев. Сб. «Фотосинтез и основы продуктивности растений». Изд. АН СССР, М., 1956.
11. Чесноков В. А. и Базырина Е. Н. Фактор «углекислота» при фотосинтезе. Труды Петергофского Биологического ин-та, № 9, Л., 1932.
12. Gaastra P. Photosynthesis of leaves and field crop. Netherl. Journ. Agric. Sci., v. 10, N 5, 1962.

Л. М. СКУРАТОВСКАЯ, Ю. Д. ЯНИШЕВСКИЙ

О ВЛИЯНИИ ОКОЛОСОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ НА СРАВНИМОСТЬ ПОКАЗАНИЙ АКТИНОМЕТРОВ С РАЗЛИЧНЫМИ УГЛАМИ ОТВЕРСТИЯ

Специальной моделью пиргелиометра Онгстрема с короткой трубкой и актинометром АТ-50 измерены с помощью щитков радиационные комплексы двух околосолнечных зон, влияющих на показания приборов с большим углом отверстия и исключенных из показаний приборов с длинными трубками. Показано, что в наилучших условиях при высоком солнце и малой мутности разница составляет 0,7%. Рост до 2% происходит уже при возрастании произведения фактора мутности на оптическую массу до 9.

Примем углом отверстия угол B , под которым из центра приемника или наименьшей диафрагмы, если она меньше приемника, виден диаметр входного окна, а для прямоугольного отверстия — проекция стороны на ось симметрии.

Уже показано [1, 3, 4], что применение актинометров с различными углами отверстий приводит к расхождению их показаний при изменении доли околосолнечной радиации, вследствие изменения высоты солнца над горизонтом и мутности атмосферы. В качестве аргумента для этого влияния применяют произведение MT (оптической массы M на фактор мутности, по Линке, T).

При непосредственном сравнении актинометров [1] определение этого влияния затруднено, поэтому нами предпринято непосредственное наблюдение околосолнечной радиации следующих двух зон: одна — A входит в показания пиргелиометра Онгстрема с короткой (52 мм) трубкой, но не входит в показания пиргелиометра Онгстрема с составной длиной (107 мм) трубкой. Соответствующие углы отверстий по вертикалу и альмукантарату: $24^\circ \times 3^\circ,6$ и $12^\circ,3 \times 2^\circ,6$. У обоих приборов одинаковы как абсолютные размеры окна: 23×5 мм², так и отношения длин 1,3 и ширины 2,4 окна к приемнику.

Для измерения околосолнечной радиации типа A перед окном короткой трубки поставлен экран, равновеликий окну, но установленный на расстоянии 107 мм от приемника.

Околосолнечная радиация другой зоны C входит в показания советских термоэлектрических актинометров АТ-50, но не входит в показания пиргелиометров Аббота с серебряным диском типа введенного в 1932 г. с длиной трубки в 10 раз больше диаметра окна, который в 1,41 раза больше диаметра наименьшей диафрагмы.

Угол отверстия актинометров АТ-50 $B=10^\circ$, причем диаметр окна в 2 раза больше диаметра наименьшей диафрагмы и равен 20 мм. К этим данным весьма близки размеры панцирных актинометров Линке—Фойснера $B=10,1^\circ$ и старых сильвердисков $B=10,6^\circ$ [3]. Угол отверстия нового сильвердиска $B=5,8^\circ$.

Для определения околосолнечной радиации зоны С перед окном актинометра АТ-50 поставлен диск диаметром 1,41 мм на расстоянии 114,5 мм от диафрагмы диаметром 10 мм (приемника). Измерения производились зеркальным гальванометром М-196/2 с ценой деления 10^{-8} , при сопротивлении рамки 5 ом на шкале $\times 5$. Для определения абсолютных интенсивностей была выполнена компенсационная схема, в которой на небольшом сопротивлении 0,1 ом давалась встречная ЭДС. Градуировка пиргелиометрической установки весьма просто выполнена методом неполной компенсации.

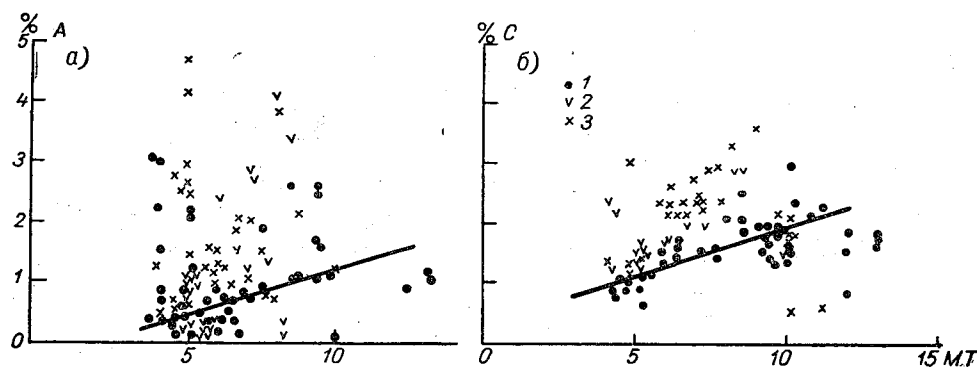


Рис. 1. Околосолнечная радиация зоны А в зависимости от произведения оптической массы M на фактор мутности T (а) и для зоны С (б).

1 — безоблачное небо, 2 — следы перистых облаков, 3 — следы кучевых облаков в стороне солнца.

Результаты наблюдений в июне—октябре 1964 г. в Воейкове представлены на рис. 1. Радиация выражена в процентах от измеренной с короткой трубкой. Рис. 1 а показывает радиацию типа А и рис. 1 б — радиацию типа С. Даже в наилучших условиях обе зоны дают около 0,7%, когда MT равно или меньше 4. Очевидно, что такова погрешность пиргелиометров, постоянные которых абсолютным образом вычисляются, но эта ошибка исключена при сравнениях приборов в этих условиях. При возрастании MT до 9 околосолнечная радиация при безоблачном небе возрастает приблизительно на 1%. Наличие следов перистых облаков увеличивает расхождение на 1%, а при кучевых — еще более. Для зоны А влияние кучевых облаков достигает 4% и более.

Радиация зоны С является систематическим расхождением между европейскими и американскими данными для солнечной радиации как прямой, так и суммарной.

Очевидно, что для выяснения сравнимости актинометрических данных разных стран необходимы международные сравнения пиргелиометров и актинометров с различными углами отверстия и формой окна: пиргелиометров Онгстрема с трубками длиной 53, 60, 83, 5 [2] и 107 мм, Смитсоновской модели, актинометров Михельсона, Аббота старой и новой моделей, Фойснера (панцирного типа), АТ-50 и одинакового с ним по углу отверстия пиргелиометра М-59. Помимо углов отверстия, на сравнимость показаний повлияет и распределение чувствительности по приемнику [4].

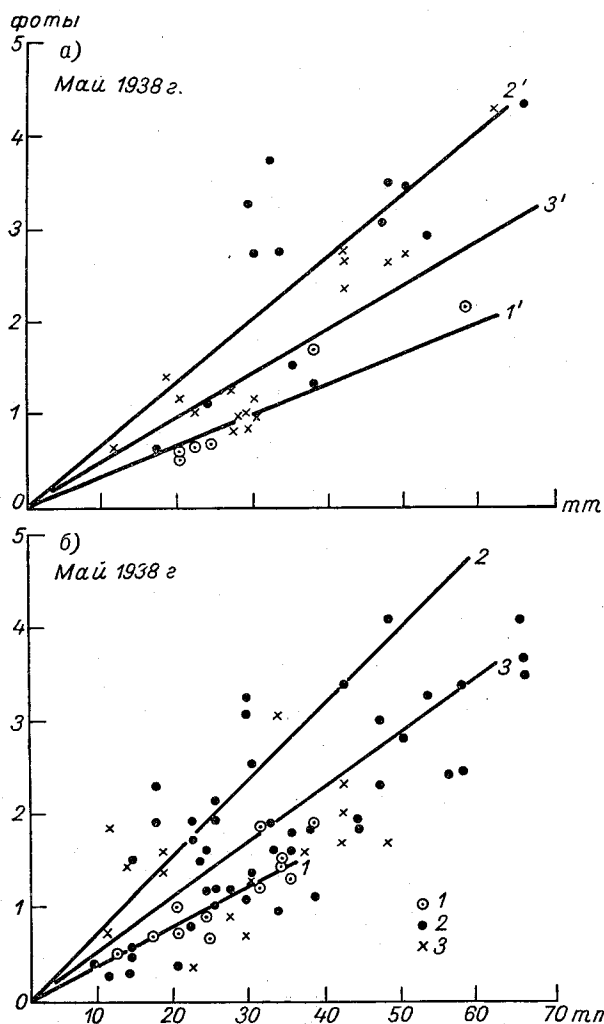
В частности, наш пиргелиометр Онгстрема имел приемник, термобатарея которого состояла из 19 элементов, но умещалась на площадке, занимаемой медной ленточкой обычного пиргелиометра. Для исключения смещения места нуля эбонитовая рамка заменена медной.

ЛИТЕРАТУРА

1. Янишевский Ю. Д. Некоторые результаты сравнений пиргелиометров СССР. Труды Всесоюзного научного метеорологического совещания, т. 6, 271, 1963.
2. Lindholm E. On the Ångström absolute pyrheliometric scale. Tellus 10, p. 249 Stockholm, 1958.
3. Ångström A. The parameters of atmospheric turbidity. Preliminary report 1964.
4. Bossy L., Pastiels R. Etude des propriétés fondamentales des actinomètres. Institut Royal Météorologique de Belgique, Memoires 19, 1948.

ОСВЕЩЕННОСТЬ В ПАВЛОВСКЕ НЕБОМ ПО ИСПРАВЛЕННЫМ РЕГИСТРАЦИЯМ ФОТОМЕТРОМ КАЛИТИНА—БЫЛОВА

В результате исправления данных визуального фотометра переобработаны ленты фотоэлектрического фотометра, причем подтвердились опубликованные по данным 1930-31 г. изоплеты.



Как уже сообщалось [2], в Павловске с 1925 по 1941 г. велась непрерывная регистрация освещенности небом, а с 1930 г. — также и суммарным светом. Оба фотометра трижды в день контролировались визуальным фотометром Вебера—Былова. Даже улучшенный в 1938 г. фотометр страдал рядом погрешностей: отступления от закона косинуса и эффект Пуркинье. При исследовании светового эквивалента радиации эти погрешности были определены, причем оказалось [6], что имелось систематическое преуменьшение на 20%, исправленное затем введением поправок, зависящих также и от наблюдателя.

Рис. 1. «Переводные графики». Рассеянная освещенность по оптическому фотометру как функция ординат фотоэлектрического фотометра.

1 — безоблачно, 2 — пасмурно, 3 — облачно, а — неисправленные данные, б — исправленные данные.

Для выяснения погрешностей ранее опубликованных данных нами были использованы исправленные наблюдения по фотометру Вебера — Былова для составления заново переводных графиков к фотоэлектрическому фотометру-самописцу. Чувствительность его заведомо отличалась от чувствительности человеческого глаза. Поэтому графики оказались неоднозначными: на них отчетливо разошлись на 85% друг от друга три кривые: 1) для безоблачного, 2) пасмурного и 3) облачного неба (рис. 1). По новым графикам (рис. 1 б) заново обработаны дневные ходы рассеянной освещенности и составлены изоплеты (рис. 2 а). Отдельно выделены ясные дни с облачностью 0—1 балл и с облачностью 2 балла с пометкой «у горизонта» и по ним составлены особые изоплеты (рис. 2 б). Используются только годы 1938 и 1939, а потому изоплеты получились извилистыми. Ясные промежутки отмечены горизонтальными прерывистыми линиями. Если отдельные точки новых изоплет отличаются от ранее опубликованных на 30%, то в среднем систематического различия не оказалось [1, 2, 3, 4, 5]. Это обстоятельство можно объяснить приемом обработки, применявшимся М. В. Быловым [3], который проводил через все точки графика одну сильно искривленную линию, что приводило к завышению освещенностей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Березкин В. А. Освещенность земной поверхности дневным светом и ее изменения. Сб. по аэрофотосъемке, вып. 1. 63—75, 1934.
2. Былов М. В. О колебаниях естественной освещенности в течение дня. Тр. Всесоюз. Конф. по естественному освещению, в. 3, 17—24, 1933.
3. Былов М. В. Соотношение между освещенностью рассеянным светом атмосферы и освещенностью от солнца и неба вместе. Тр. ГГО, вып. 26, 1951.
4. Калитин Н. Н. Актинометрия. Гидрометеиздат, 1938.
5. Тверской П. Н. Курс метеорологии (физика атмосферы). Гл. 39, рис. 271, Гидрометеиздат, 1951.
6. Wölgner H. Die Globalbeleuchtungsstärke in Potsdam während des I.G.J. ZS für Meteorol. 16, 3/4, 1962.

И. А. ШАТУНОВ, Ю. Д. ЯНИШЕВСКИЙ

К ВОПРОСУ ОБ ИЗМЕРЕНИИ ФОТОСИНТЕТИЧЕСКИ-АКТИВНОЙ РАДИАЦИИ

Рассмотрены методы измерения интегральной и спектральной фотосинтетически-активной радиации (ФАР). Описан метод градуировки спектральных регистраторов прямой и рассеянной ФАР.

Перед Гидрометеорологической службой поставлена задача измерения фотосинтетически-активной радиации (ФАР), используемой растительностью в процессе фотосинтеза. Эту радиацию в принципе должны учитывать все агрометеорологические и фито-физиологические учреждения, которые призваны содействовать регулированию внешних условий произрастания растений с целью повышения урожайности сельскохозяйственных культур.

В настоящее время уже появились многочисленные простые приборы для учета ФАР [1, 2, 4, 5], но нигде нет точного и непрерывного ее измерения и регистрации, что необходимо для определения соотношения между ФАР и интегральной коротковолновой радиацией.

Задача регистрации ФАР параллельно с прямой и рассеянной коротковолновой радиацией очевидно должна быть в первую очередь поставлена в одном пункте (например, в Воейково), где отрабатывается методика обсерваторской прецизионной регистрации, а во вторую очередь такие регистрации должны быть повторены в климатических зонах, где можно ожидать наиболее значительных изменений в соотношении между ФАР и интегральной радиацией: субарктика, субтропики, горные области, континентальные области, средняя полоса, морская область (в том числе регистрация подводной радиации).

Определение спектральной зоны ФАР. Доля солнечной (прямой, рассеянной, отраженной) радиации, используемой в процессе фотосинтеза, определяется поглощательной способностью растительных пигментов: хлорофилла, ксантофилла, каротиноидов, участвующих в фотосинтезе непосредственно или регулирующих его и другие жизненные процессы, как, например, фотопериодизм и прочие. Поскольку эта поглощательная способность различна не только у растений различных видов, но и у растений одного вида, выросших в различных условиях, у различных листьев одной и той же особи, то трудно создать прибор, повторяющий спектральные кривые самой различной формы.

Имея в виду применения единообразных актинометрических приборов для контроля фотосинтетически-активной радиации, Собрание 21 апреля 1960 г. в составе представителей Института физиологии

растений АН СССР, Института биофизики, Ботанического института, Украинского института физиологии растений и Главной Геофизической обсерватории постановило в качестве ФАР измерять радиацию неселективно в спектральном диапазоне 380—710 нм. Этот диапазон желательно подразделить границами 520 и 620 нм, а также учитывать ультрафиолетовую радиацию с длиной волны короче 380 нм и инфракрасную радиацию с длиной волны 710—4000 нм. Очевидна необходимость отдельного измерения прямой и рассеянной ФАР вследствие различной доли ФАР в интегральной радиации, что установлено еще Л. А. Ивановым в 20-х годах.

Актинометр для ФАР. Измерение прямой ФАР решается наиболее просто. Коротковолновая граница ФАР совпадает с 50% пропускания фильтра БС-8 толщиной 3 мм. Длинноволновая граница 710 нм обеспечивается фильтром КС-19 толщиной 5 мм. Поэтому измерение ФАР технически сводится к двум последовательным отсчетам по обычному актинометру АТ-50 с фильтрами БС-8 и КС-19 размером 22,5×22,5 мм². Усложняющим обстоятельством является тот факт, что фильтр КС-19 хуже пропускает красную и инфракрасную радиацию, чем пропускает в этом же диапазоне фильтр БС-8. При простом вычитании отсчетов это приводит к появлению «хвоста» 710—3500 нм, соответствующего разности пропускания обоих фильтров. Устранение этого хвоста может быть осуществлено внесением поправочного множителя к показаниям актинометра с красным фильтром перед вычитанием. Для этого необходимо знание трех спектральных кривых: прозрачностей фильтров БС-8 и КС-19 и распределения прямой солнечной радиации в диапазоне по крайней мере 680—3500 нм. Это мало выполнимое требование можно обойти с помощью эксперимента, непосредственно устанавливающего поправочный множитель. Для этого актинометр закрывается фильтром, коротковолновая граница пропускания которого лежит немного правее (в области длин волн более 710 нм). Затем, добавляя поочередно фильтры БС-8 и КС-19, наблюдают для прямой солнечной радиации отношение соответствующих показаний актинометра $N_{\text{БС}}$ и $N_{\text{КС}}$. Это отношение

$$K = \frac{N_{\text{БС}}}{N_{\text{КС}}}$$

и есть искомый соответствующий поправочный множитель, вообще говоря, зависящий от высоты солнца и прозрачности атмосферы.

Актинограф для ФАР. Пренебрегая указанной выше зависимостью поправочного множителя K , выбираем условия, для которых K имеет среднее значение, покрываем один из двух параллельно установленных и соединенных навстречу полюсами актинометров фильтром БС-8, а другой фильтром КС-19 и дополнительно закрываем оба актинометра одинаковыми инфракрасными фильтрами (КС-19/15 мм или ИКС-1). Затем, подбирая шунт к актинометру, покрытому более прозрачным в красной и инфракрасной области фильтром (БС-8), добиваемся нулевого отсчета по гальванометру. Такой актинограф уже изготовлен в лаборатории актинометрии ГГО на базе экваториального гелиостата.

Спектральный актинометр для ФАР. С помощью обычного актинометра легко удовлетворить также требованиям отдельного по спектру измерения прямой ФАР. Для этого на гелиостат большого размера устанавливается актинометр с диском перед его приемным отверстием, в котором автоматически сменяются фильтры БС-8 (3 мм), ОГ-1 (3 мм), RG-2 (1,5 мм), КС-19 (5 мм), а также кварц или БС-8 (2 мм) с целью исключения поправки на френелевское отражение. Вместо фильтров

Шотта OG-1 и RG-2 можно использовать советские фильтры ОС-11 (3 мм) и КС-11 (2 мм).

Поправки к показаниям актиометра (актинографа) с фильтрами должны быть введены на основании «Инструктивного руководства ВМО для ММГ, глава VI. Актинометрические приборы и наблюдения».

Вследствие большого числа фильтров определение ФАР по спектральным зонам возможно только при параллельном учете хода интегральной радиации особым актинографом без фильтров или актинографом для ФАР.

Пиранограф для ФАР. Упрощенные пиранографы для ФАР строились некоторыми исследователями на основе сурьмяно-цезиевых фотоэлементов и фотоумножителей с различными выравнивающими фильтрами, селеновых фотоэлементов с пурпурными фильтрами ПС-6 [5], с выравнивающими косинусные характеристики насадками из двойных молочных стекол по системе Гуляева [1] и др. Однако эти приборы не обладают необходимой точностью и не способны измерять ФАР по спектральным участкам. Применять пиранометры с фильтрами трудно вследствие весьма высокой стоимости полусфер из цветных стекол. Плоские фильтры возможно применять после выпрямляющих насадок, из которых наименьшей селективностью пропускания обладают интегрирующие сферы Ларше—Шульца [3], Купера—Пробина [8], Буна [7] и др. Однако если сферу сделать без отступлений от закона косинуса, то ее пропускание не превосходит $1/30$. Если под такую сферу поставить термоэлектрический пиранометр в качестве приемника радиации, то регистрация термотоков оказывается весьма сложным делом, так как даже гальванометр с ценой деления 10^{-8} окажется недостаточно чувствительным.

В актинометрической лаборатории ГГО спроектирована установка с интегрирующей сферой, за которой поставлен такой же набор фильтров, как и в актинографе (рис. 1). Эти фильтры плоские, так как поставлены между центральным диском сферы и приемником на пути почти параллельного потока радиации. Приемником радиации служит торцевой фотоумножитель ФЭУ-51 с сурьмяно-цезиево-калиевым фотокатодом. Вместо черных или черно-белых термобатарей, селективностью которых можно пренебречь, приходится применять фотоэлементы со значительной селективностью как в пределах спектра ФАР, так и в пределах каждого из спектральных диапазонов, подлежащих измерению. Фото-

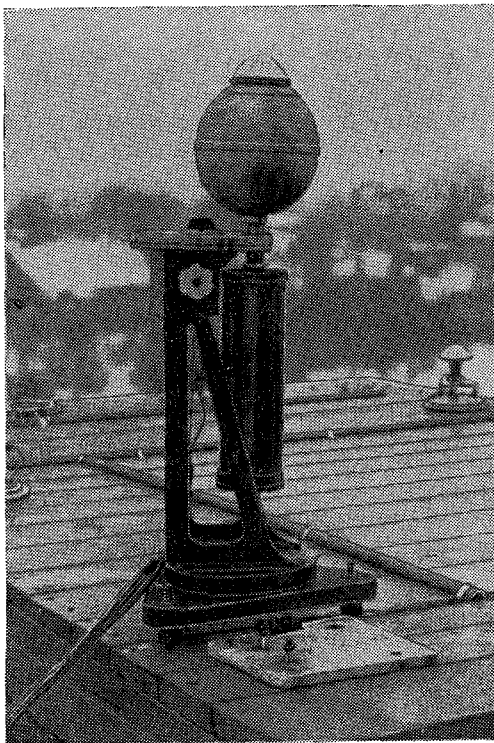


Рис. 1. Внешний вид пиранографа ФАР, разработанного авторами.

умножитель мультищелочного типа ФЭУ-51 имеет более плавную в пределах ФАР кривую с максимумом около 430 нм. Вследствие этого добавлен дополнительный желтый фильтр ЖС-12 толщиной 1 мм. Очевидно, что то же самое необходимо сделать и в наборе фильтров спектрального актинографа для ФАР. Длинноволновая граница чувствительности находится около 800 нм, причем, по данным А. Л. Ошеровича, спад начинается около 700 нм. По стандартной кривой спад более равномерен от максимума до 800 нм, что снижает ценность измерений для красного конца спектра за пределами ФАР.

Градуировка актинографа и пиранографа ФАР. Интегральная прямая радиация солнца, измеряемая актинографом ФАР, состоит из суммы значений радиации для отдельных шести участков спектра, разделенных перечисленными выше границами, т. е.

$$S = \sum_6 S_n,$$

а значение прямой радиации для каждого участка, определяемое из разности показаний актинометра с двумя последовательно примененными фильтрами, есть

$$S_n = (N'_n - N'_{n+1}) a k_n,$$

где N'_n — показания актинометра при фильтре, обеспечивающем левую границу участка; $N'_{(n+1)}$ — то же для правой границы; a — обычный переводный множитель актинометра; k_n — поправочный множитель для данного участка спектра.

Множитель отражает три различных поправки к показаниям актинометра с фильтрами $k_n = k'_n \cdot k''_n \cdot k'''_n$, где поправка k'_n — на френелевское отражение белого фильтра, поправка k''_n — на ослабление ограничивающим справа фильтром той радиации, которую оба фильтра пропускают вместе, и поправочный множитель k'''_n актинографа представляет собой отношение

$$k'''_n = \frac{\int_{\lambda_n}^{\lambda_{n+1}} I_S(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} I_S(\lambda) (\tau_n - \tau_{n+1}) d\lambda},$$

где $I_S(\lambda)$ — спектральная интенсивность прямой солнечной радиации, выраженная в относительных единицах (рис. 2), τ_n — спектральное пропускание фильтра, ограничивающего спектральный участок слева, $\tau_{(n+1)}$ — то же справа.

Селективностью фотоумножителя в пределах участка $n - (n+1)$ нельзя пренебречь, поэтому для измерения рассеянной радиации, применяя метод градуировки солнце—тень, необходимо учесть разницу в спектральном составе прямой солнечной I_S и рассеянной I_D радиации. Кроме того, для спектра прямой радиации необходимо учитывать массу атмосферы и мутность ее, а для рассеянной радиации — еще и облачность.

Градуировка пиранографа ФАР для каждого участка спектра производится по актинографу ФАР и заключается в нахождении для данного участка переводного множителя

$$a_n = \frac{S_n}{N_{S,n} - N_{S,(n+1)}},$$

где S_n — значение прямой радиации данного участка, взятое из наблюдений с актинографом; $N''_{S,n}$ — показание пиранографа при фильтре, обеспечивающем левую границу спектра; $N''_{S,(n+1)}$ — то же для правой границы.

Значение рассеянной радиации для данного участка спектра есть

$$D_n = (N''_{D,n} - N''_{D,(n+1)}) a'_n l_n.$$

В этом выражении l_n есть поправочный множитель, учитывающий различие между прямой и рассеянной радиацией. Он определяется по формуле

$$l_n = \frac{\int_{\lambda_n}^{\lambda_{n+1}} I_D(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_n}^{\lambda_{n+1}} I_S(\lambda) d\lambda} \cdot \frac{\int_0^{\infty} I_S(\lambda) E(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} I_D(\lambda) E(\lambda) d\lambda},$$

где $I_D(\lambda)$ — спектральная интенсивность рассеянной радиации, выраженная в относительных единицах; $E(\lambda) = E_\Phi(\tau_n - \tau_{n+1})$ — спектральная

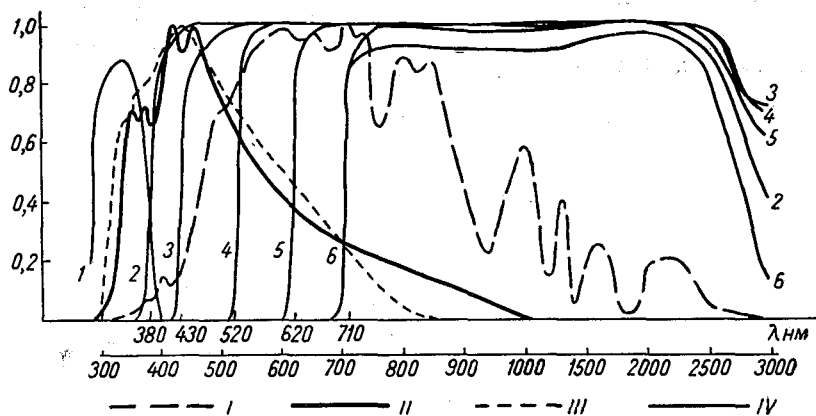


Рис. 2. Спектральные кривые в относительных единицах.

I — прямая солнечная радиация, II — рассеянная радиация, III — чувствительность ФЭУ-51, IV — пропускание фильтров: 1 — УФС2, 2 — БС8, 3 — ЖС12, 4 — ОО1, 5 — RG2, 6 — KG19.

чувствительность пиранографа, выраженная в относительных единицах спектральной прозрачности фильтров τ_n и τ_{n+1} и чувствительности приемника E_Φ .

Для разработанных авторами актинографа и пиранографа были рассчитаны значения поправочных множителей k_n и l_n , представленные в табл. 1.

Таблица 1

Значения поправочных множителей актинографа и пиранографа для отдельных участков спектра						
Участок спектра, НМ . .	0—380	380—430	430—520	520—620	620—710	> 710
k_n	0,523	0,774	0,979	1,053	1,157	0,937
l_n	12,987	1,534	0,962	1,114	1,118	0,781

Чувствительность построенного пиранографа ФАР при употреблении сферы типа Ларше—Шульца, при сравнительно низком напряжении

на фотоумножителе (900 в) и регистрации электронным высокоомным потенциометром ЭППВ, оказалась избыточной даже при наименьших освещенностях зимой в пасмурные дни в Ленинграде ($h_{\text{пл}}=6,5^\circ$). Это дает возможность уменьшения расхождения пучка лучей, проходящих через фильтр, и уменьшения отступлений от закона косинуса благодаря уменьшению диаметра входного отверстия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуляев Б. И. Об измерении фотосинтетически активной радиации. Тр. ГГО, вып. 100, 1960.
2. Клешнин А. Ф. Растение и свет. Изд. АН СССР, 1954.
3. Мейер А., Зейтц Э. Ультрафиолетовое излучение. Изд. иностран. литер., М., 1952.
4. Нийлиск Х. И. Исследование по физике атмосферы. АН ЭССР, № 3, Тарту, 1962.
5. Ничипорович А. А., Чмора С. Н. К вопросу о методах и единицах учета лучистой энергии в физиологии растений. Тр. Института физиологии растений АН СССР, т. 5, вып. 4, 1958.
6. Янишевский Ю. Д. Вопросы методики измерений пиранометрами и рассеянная радиация в Павловске. Тр. ГГО, вып. 26, 1951.
7. Budde W. Integrating sphere for the photometry of the sky. Appl. Optics, 3, No 8, 1964.
8. Cooper E. R., Probine M. C. The photometry of extended light sources. J. Sci. Instruments 26, 348, 1949.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ФУНКЦИИ ПРОПУСКАНИЯ ДЛИННОВОЛНОВОЙ РАДИАЦИИ

В работе получены функции пропускания длинноволновой радиации в атмосфере, основанные на экспериментальных данных.

Функция пропускания, рекомендованная нами для расчетов радиационного теплообмена в атмосфере, была получена около 15 лет назад [1]. Широкое распространение получили также функции пропускания, построенные Х. Ю. Нийлиск [3] и Эльзассером [5].

Последние функции пропускания сосчитаны на основе данных о поглощении в отдельных спектральных интервалах, в то время как первая из упомянутых получена в основном на базе экспериментальных данных о поглощении интегральной радиации.

Остановимся на проведенных в последние годы экспериментальных работах. По экспериментальному определению поглощения во всем длинноволновом диапазоне появилась лишь одна работа [4]. Опыты проводились в естественных условиях. Поскольку мы не знаем достаточно надежно поглощение радиации одним водяным паром в той области длин волн, где поглощает и углекислый газ, то мы лишены возможности получить из этих материалов точные данные о пропускании радиации одним водяным паром. Таким образом, данные А. М. Броунштейна и К. В. Казаковой при построении интегральной функции пропускания водяным паром можно использовать лишь в качестве хорошего ориентира, но зато они могут играть роль критерия для результирующей функции пропускания, учитывающей как водяной пар, так и углекислый газ.

По определению поглощения в отдельных спектральных интервалах заслуживают внимания работы Ховарда и его сотрудников [6] (полоса при 6,3 мк) и Пальмера [8] (область 20—50 мк).

Поскольку предложенные Ховардом зависимости в последнее время получили весьма широкое распространение, на них следует остановиться подробнее. Поскольку Ховард и др. работали с источником излучения при температуре около 2000°K , то полученные ими величины поглощения завышены по сравнению с поглощением радиации от источника, находящегося при температуре атмосферы. Если отнести их данные к интервалу 5—9 мк, то оказывается, что они прекрасно совпадают с данными Фоуля [9] по поглощению радиации в этом интервале (оба опыта проведены с одним и тем же источником излучения).

При сравнении мы использовали не осредненные зависимости, а оригинальные данные [11] по поглощению при атмосферном давлении. Для исправления данных Ховарда мы поступили следующим образом.

Так как исходные данные Фоуля относятся к интервалу в 1 мк, то по ним можно сосчитать поглощение в области 5—9 мк при любых температурах источника. Используя отношение функций пропускания при температуре источника 290° К к функции пропускания при температуре источника 2000° К, по данным Фоуля, мы пересчитали данные Ховарда на источник при температуре 290° К. Значения переводных коэффициентов приведены в табл. 1.

Таблица 1

Значения переводных коэффициентов (поглощающая масса в см осажденной воды)										
$\sqrt{m}$	0	0,02	0,055	0,12	0,2	0,35	0,47	0,65	0,83	1,06
$\frac{\bar{D}(290)}{\bar{D}(2000)}$	1	1,04	1,08	1,13	1,17	1,21	1,19	1,15	1,11	1,07

Приведенная в табл. 2 и 3 спектральная функция пропускания получена как наилучшая кривая, удовлетворяющая следующим экспериментальным данным: пересчитанные Ховарда, Фоуля, Джебби [10], Бархевитца [11].

Таблица 2

Значения параметров в формуле (1)

$\Delta\lambda$ мк	a	k	$m \geq$	$\Delta\lambda$ мк	a	k	$m \geq$
3—4	0,99	0,30	0,03	17—18	1,15	0,78	1,5
4—5	1,81	0,34	0,04	18—19	1,38	0,76	0,9
5—9	1,79	0,39	0,8	19—20	1,73	0,74	1,1
	(1,958)	(0,309)		20—22,2	5,93	0,73	0,05
9—10	0,12	1,00	0,0	22,2—24,4	7,30	0,67	0,04
10—11	0,18	1,00	0,0	24,4—27,0	8,64	0,61	0,03
	(0,20)	(1,00)	—	27,0—30,3	14,5	0,59	0,008
11—12	0,23	1,00	0,0	30,3—34,5	21	0,59	0,02
12—13	0,24	1,00	3,5	34,5—40	29	0,59	0,017
13—17	0,51	0,80	0,0	40—44,5	33	0,59	0,005
				44,5—50	37	0,50	0,004

Из проведенного анализа следует, что использованные Х. Ю. Нийлсик при построении функции пропускания данные о поглощении в полосе 6,3 мк являются завышенными.

Мы не будем разбирать подробно весь материал [16—21], использованный при построении интегральной и спектральных функций пропускания, так как это займет слишком много места. Отметим только, что все данные тщательно анализировались с точки зрения их точности и величины возможных отклонений в ту или иную сторону.

Поскольку, как правило, эксперименты не охватывают полностью всего диапазона масс, на котором функция пропускания меняется от нуля до единицы, то встает вопрос о надежной экстраполяции в обе стороны. Для экстраполяции спектральных функций пропускания на большие массы лучше всего использовать обобщенный показательный закон

$$\bar{D}_{\lambda_1}^{\lambda_2}(m) = e^{-am^k}, \quad (1)$$

где $\bar{D}_{\lambda_1}^{\lambda_2}(m)$ — функция пропускания для направленной радиации, заключенной в интервале длин волн ($\lambda_1 - \lambda_2$); m — масса водяного пара в см; a, k — подлежащие определению параметры. Экстраполяция на

малые массы проводилась графически в системе координат $(\bar{D}, \sqrt{m})$ и $(\bar{D}, m)$.

Таблица 3

Функция пропускания (%) для некоторых спектральных интервалов

$\Delta\lambda$ мк	3-4	4-5	5-9	12-13	17-18	18-19	19-20	20-22,2	222-244	244-27	27-30,3	30,3-34,5	34,5-40	40-44,5	44,5-50
4,00	99,5	98,7	99,5	100,0	99,7	99,7	99,5	99,5	98,0	98,0	96,5	96,5	95,0	90,0	70,0
4,48	98,8	96,8	98,3	100,0	99,6	99,5	99,0	99,0	95,8	94,0	91,5	91,3	87,0	75,0	52,6
3,00	95,5	91,5	94,0	100,0	98,7	98,6	96,9	96,6	89,8	84,4	79,6	75,5	64,3	52,6	32,7
3,48	89,3	80,3	84,5	99,9	96,5	96,1	91,0	90,5	81,2	71,7	60,0	53,5	36,5	32,4	14,3
2,00	80,5	68,5	71,7	99,3	91,0	89,0	79,8	79,3	67,8	56,4		26,2	12,7		
2,48	69,9	57,0	58,5	97,6	83,0	80,4	68,5	61,7	49,5	36,0					
1,00		44,1	46,0	93,5	71,3	68,5	54,6								
1,48			32,6	85,8	55,0	51,7	39,2								
0,00			16,7	71,2	30,3	25,2	17,5								
0,48				46,9											

К выводу, что формула (1) должна давать надежную экстраполяцию, пришел независимо от нас также С. М. Малкевич [2].

В табл. 2 приведены значения параметров в формуле (1); в скобках указаны значения по работе [2].

В табл. 3 приведены значения спектральных функций пропускания для поглощающих масс, не охваченных табл. 1.

Использовать, однако, формулу (1) для экстраполяции интегральной функции пропускания, проведенной по опытным точкам, опасно, так как эту экстраполяцию надо проводить слишком далеко. Поэтому для большей надежности мы сосчитали интегральную функцию пропускания также и по спектральным данным по формуле

$$\bar{D}(m) = \sum_i D_{\Delta\lambda_i}(m) \frac{E_{\Delta\lambda_i}}{E}, \quad (2)$$

беря $\bar{D}_{\Delta\lambda}$ из табл. 2 и 3, а $E_{\Delta\lambda}/E$ при 280°K и предположив, что радиация длин волн больше 50 мк поглощается полностью уже слоем $m = 10 \text{ см}^{-1}$ осажденной воды ($E_{\Delta\lambda}/E$ — доля энергии излучения черного тела, заключенной в интервале $\Delta\lambda$).

Полученная зависимость, а также экспериментальные данные [12—15] по интегральной функции пропускания представлены на рис. 1. Отчетливо видно, что кривая 2 не является, к сожалению, кривой наилучшим образом аппроксимирующей экспериментальные данные по пропусканию интегральной радиации. Это говорит о недостаточной надежности экспериментальных данных по поглощению длинноволновой радиации водяным паром. Следует отметить, что из приведенных в табл. 2 и 3

данных наименее точны значения функций пропускания в области от 13 до 20 мк.

Мы, как и раньше [1], считаем, что для получения интегральной функции пропускания надо прежде всего наиболее полно учесть соответствующие экспериментальные данные.

Функции пропускания по работам [3] и [4] и полученная указанным выше методом отличаются друг от друга.

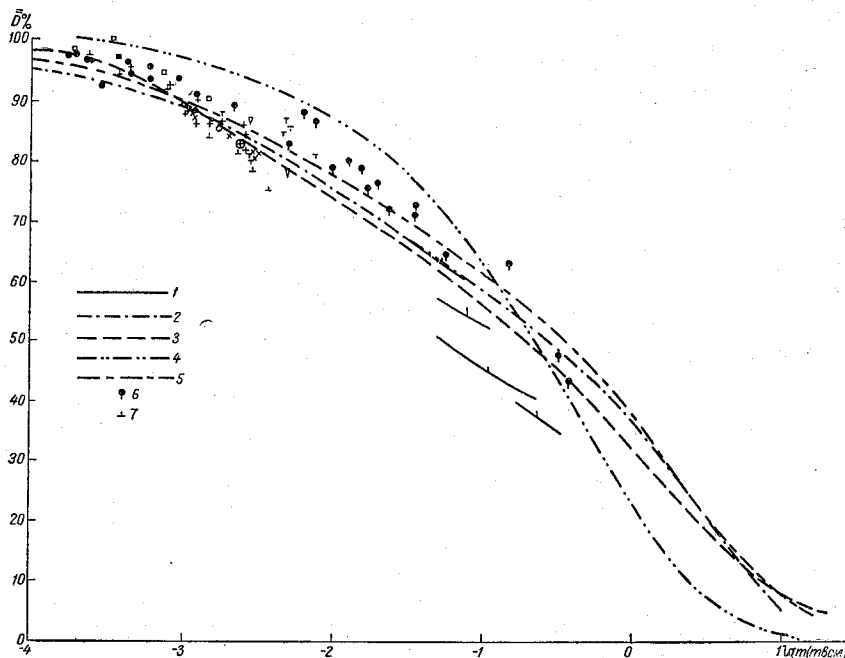


Рис. 1. Интегральная функция пропускания водяным паром для направленной радиации (%).

1 — средние данные по Броунштейну, 2 — по табл. 2 и 3, 3 — принятая аппроксимация, 4 — Эльзассера, 5 — Нийлиск, 6 — завышенные значения, 7 — заниженные.

Рекомендуемая нами интегральная функция пропускания направленной радиации водяным паром приводится в табл. 4 для $0,0001 \leq m \leq 0,3$ см.

Таблица 4

Интегральная функция пропускания для водяного пара (%)

$\lg m$	4,00	4,48	3,00	3,48	2,00	2,48	1,00	1,48
$\bar{D}(m)$. . .	98,5	96,2	90,2	82,2	74,5	66,5	57,0	47,0

Для $m \geq 0,3$ см ее поведение хорошо описывается формулой (1) при $a=1,12$, $k=0,33$.

Перейдем к поглощению длинноволновой радиации углекислым газом. За последние годы в этой области было проведено несколько крупных экспериментальных исследований. Это работы Ховарда [11], Берга [22], Клауда [11], Эдварда [23]. По приведенным в них данным о поглощении в полосе углекислого газа при 15 мк мы посчитали поглощение направленной радиации в % от полного излучения черного тела. Полученные величины вместе со значениями поглощения из более ранних работ [24—26] приведены на рис. 2. Там же нанесена соответствующая функция поглощения из работы [3]. Значения принятой нами функции поглощения углекислым газом помещены в табл. 5.

Таблица 5

Функция поглощения для углекислого газа (в % от полного излучения черного тела)

$\sqrt{u}$	0,1	0,2	0,5	1	1,5	2	2,5	3	4	6	9	12	15	20
$\bar{A}(u)$	0,1	0,9	2,3	4,7	7,2	9,1	10,5	11,5	12,7	14,4	16,3	17,9	18,9	19,9

В реальной атмосфере происходит одновременное поглощение радиации водяным паром и углекислым газом. Предполагая, что углекислый газ поглощает лишь в полосе 13—17 мк, можно получить [1] следующую формулу для вычисления функции пропускания в атмосфере:

$$\bar{D}(m, u) = \bar{D}(m) - \bar{D}_{13}^{17}(m) \bar{A}(u), \quad (3)$$

где u — количество углекислого газа в см.

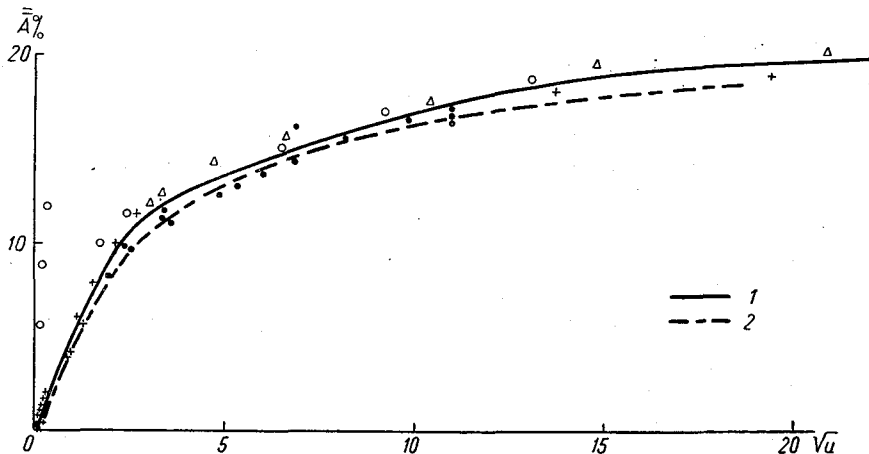


Рис. 2. Функция поглощения углекислым газом в % от полного излучения черного тела.

1 — принятая аппроксимация, 2 — Нийлиск.

При вычислении функции пропускания по формуле (3) с использованием таблиц 2—5 необходимо помнить, что во всех таблицах даны значения пропускания (или поглощения) для направленной радиации, где m (или u) — поглощающая масса на пути луча.

Зная функцию пропускания для направленной радиации можно считать функцию пропускания для диффузной радиации (для потока радиации) по следующей формуле:

$$D(x) = \int_0^{\pi/2} \bar{D}\left(\frac{x}{\cos \theta}\right) \sin 2\theta d\theta.$$

Для практических расчетов, однако, совершенно достаточную точность дает приближенное соотношение

$$D(m; u) = \bar{D}(1,66m; 1,66u). \quad (4)$$

Представляет интерес сравнение полученной в настоящей работе функции пропускания с рекомендованной нами ранее [1]. Для этого мы считали $D(m, u)$ по (4) и (3), используя такую же, как в [1], связь между m и u . Полученные значения помещены в табл. 6. Из этой таблицы видно, что наибольшие расхождения имеют место при очень малых поглощающих массах и при массах порядка единицы.

Кроме уточнения функции пропускания на основе новейших экспериментальных данных, преимущество настоящей работы состоит в том, что приведенные здесь таблицы и формулы позволяют рассчитывать

поглощение в атмосфере при произвольном соотношении между массами водяного пара и углекислого газа.

Таблица 6

Функция пропускания интегрального потока длинноволновой радиации (%)

$\lg m$	4,00	4,48	3,00	3,48	2,00	2,48	1,00	1,48	0,00	0,48	1,00
Новая	97,7	93,8	85,3	76,7	67,4	55,7	43,6	31,6	19,3	11,0	4,4
Из работы [1] . .	95,0	91,5	85,7	77,5	65,3	53,7	41,0	32,5	23,5	14,2	5,8
Разность	2,7	2,3	-0,6	-0,8	2,1	2,0	2,6	-0,9	-4,2	-3,2	-1,4

ЛИТЕРАТУРА

1. Шехтер Ф. Н. К вычислению лучистых потоков тепла в атмосфере. Тр. ГГО, в. 22, 1950.
2. Копрова Л. И., Малкевич М. С. О тепловом излучении сферической атмосферы. Космические исследования, т. II, в. 6, 1964.
3. Нийлиск Х. Об определении интенсивности длинноволновой радиации в атмосфере. Исследования по физике атмосферы, в. 3, Тарту, 1962.
4. Броунштейн А. М., Казакова К. В. Актинометрия и оптика атмосферы. Материалы V межведомственного совещания по актинометрии и оптике атмосферы. Изд. «Наука», 1964.
5. Elsasser W. M., Culberston M. F. Atmospheric radiation tables. Meteorological Monographs, v. 4, N 23, 1960.
6. Howard J. N., Burch D. E., Williams D. Infrared transmission of synthetic atmospheres. Journal Optical Soc. of America, v. 46, N 4, 5, 6, 1956.
7. Burch D. E., France W. L., Williams D. Total absorption of water vapor in the near infrared. Appl. Optics, v. 11, N 6, 1963.
8. Palmer C. H. Experimental transmission functions for the pure rotation band of water vapor. Journ. Opt. Soc. of America, v. 50, N 12, 1960.
9. Fowle. Water-vapor transparency to low-temperature radiation. Smiths. Misc. Collections, v. 68, N 8, 1917.
10. Gebbie H. A. Atmospheric transmission in the 1 to 14 μ region. Proc. Roy. Soc., A, v. 206, March, 1951.
11. Howard J. N., Burch D. E., Williams D. Near-infrared transmission through synthetic atmospheres. Geoph. res. pap. N 40, 1955.
12. Falckenberg. Experimentelles zur Eigenstrahlung dünner wasserdampfhaltiger Luftschichten. Met. z. Bd. 56 H. 2, 1939.
13. Elsasser W. M. Heat transfer by infrared radiation in atmosphere. Harvard Met. Study, v. 6, 1942.
14. Hottel, Mangelsdorf. Trans. Amer. Inst. Chem. Eng. v. 31, 1936.
15. Brooks. Observations of atmospheric radiation. Mass. Inst. Techn. Papers in Phys. Ocean. and Meteor., v. 8, N 2, 1941.
16. Adel A. Atmospheric absorption of infrared solar radiation of the Lowell observatory. Astroph. J. v. 89, N 1, 1939.
17. Anthony R. Atmospheric absorption of solar infrared radiation. Phys. Rev., v. 85, N 4, 1952.
18. Elsasser W. M. Note on atmospheric absorption caused by rotational water band. Phys. Rev., v. 53, N 9, 1938.
19. Jamamoto G., Onishi G. Absorption coefficient of water vapour in the far infra-red region. The Sc. rep. of the Tôhoku Univ., 5-th ser., Geophysics, v. 1, N 1, 1949.
20. Adel A. Lampland. Atmospheric absorption of infrared solar radiation of the Lowell observatory. Astroph. J., v. 91 N 1, 5, 1940.
21. Weber L. R., Randall H. M. The absorption specter of H₂O beyond 10 μ . Phys. Rev., v. 40, 1932.
22. Burch D. E., Gryvnak D. Infrared Absorption by Carbon Dioxide, Water Vapor and Minor Atmospheric Constituents. Res. Rep., Air Force Cambr. Res. Lab., July, 1962.
23. Edwards D. K. Absorption by Infrared Bands of Carbon Dioxide at Elevated Pressures and Temperatures. Journ. opt. Soc. Am., v. 50, N 6, 1960.
24. Hottel, Mangelsdorf. Heat transmission by radiation. Experimental Study of CO₂. Trans. Am. Inst. Chem. Eng., v. 31, N 3, 1935.
25. Falckenberg. Experimentelles zur Druckabhängigkeit der Absorption des H₂O und der CO₂ für die infrarote Schwarzstrahlung Meteor. Z., Bd. 55, H. 5, 1938.
26. Martin, Barker. The infrared absorption spectrum of CO₂. Phys. Rev., v. 41, p. 291, 1932.

ПОПЕРЕЧНИК РАССЕЯНИЯ СВЕТА АБСОЛЮТНО ОТРАЖАЮЩИМИ ЧАСТИЦАМИ ПОД УГЛОМ 90°

В работе проведены теоретические расчеты рассеяния света под углом 90° для абсолютно отражающих частиц, уточняющие полученные ранее результаты [3].

Цель работы. В общем случае характер рассеяния света малыми частицами зависит как от размеров частицы — диффракционного параметра ρ ($\rho = \frac{2\pi a}{\lambda}$, a — радиус частицы, λ — длина волны), так и от физических свойств ее вещества — показателя преломления m ($m = n - i\kappa$).

Для того чтобы в чистом виде изучить особенности явления диффракции — основного явления, характеризующего рассеяние малыми частицами, важно как то избавиться от зависимости от m . Проще всего это сделать, если рассмотреть предельный случай больших m . Физически большие m могут быть вызваны как большими коэффициентами преломления ($n \gg 1$), так и большим поглощением ($\kappa \gg 1$). Реально встречаются вещества обоих типов. Так, у воды в области микроволн и УКВ велики как n , так и κ , тоже и у большинства металлов для $\lambda > 5$ мк (закон Гагена и Рубенса) и др. [1]. В теоретической модели, которая будет рассматриваться, для нас будет безразлично, какой из этих случаев фактически осуществляется нашей частицей.

У абсолютно отражающих частиц картина рассеяния сводится к двум физическим явлениям: а) диффракции на контуре, б) отражению. При этом оба пучка оказываются когерентными, интерферируют и приводят к сложной картине рассеяния.

В ряде случаев при исследовании рассеяния достаточно знать зависимость полного количества рассеянного света от радиуса частицы a или от ρ . Для других задач, в особенности для различных оптических методов измерения частиц, существенно знать зависимость интенсивности света, рассеянного частицей в некотором направлении β , от a или ρ , при постоянном угле рассеяния β .

Пусть I_0 будет интенсивность пучка света, падающего на частицу. Введем в рассмотрение эффективный поперечник частицы при рассеянии под углом β — $F(\beta, \rho)$. Мы определим его из следующей формулы:

$$I(\beta, a) = I_0 \frac{\pi a^2}{r^2} F(\beta, \rho), \quad (1)$$

здесь $I(\beta, a)$ — интенсивность света, рассеянного под углом β , в точке, находящейся на расстоянии r от частицы. Из (1) следует, что

$$F(\beta, \rho) = \frac{r^2}{\pi a^2} \frac{1}{I_0} I(\beta, \rho). \quad (2)$$

С помощью формул из [1] для естественного света найдем

$$F(\beta, \rho) = \frac{r^2}{\pi a^2} \frac{1}{I_0} I(\beta, \rho) = \frac{i(\rho, \beta)}{\pi \rho^2}, \quad (3)$$

$$i = \frac{i_1(\rho, \beta) + i_2(\rho, \beta)}{2}, \quad (4)$$

где

$$i_1 = \left| \sum_{i=1}^{\infty} (c_i Q_i + b_i S_i) \right|^2; \quad i_2 = \left| \sum_{i=1}^{\infty} (c_i S_i + b_i Q_i) \right|^2. \quad (5)$$

Из формул (2)–(5) видно, что зависимость F от β и ρ имеет сложный характер. Мы рассмотрим подробнее случай $\beta = 90^\circ$, причем ограничимся рассеянием естественного света. Обращение к $\beta = 90^\circ$ связано с тем, что под этим углом часто производится измерение интенсивности светорассеяния в коллоидных системах для определения размеров взвешенных частиц. С точки зрения теории рассеяния света этот угол ничем не отличается от других углов, и мы полагаем, что полученные здесь закономерности будут типичны и для других не очень малых углов. Отметим два простых предельных случая для F [3]

$$F = \frac{5}{8\pi} \rho^4, \quad \rho \ll 1, \quad (6)$$

$$F = \frac{1}{4\pi} = 0,07958 \dots, \quad \rho \gg 1. \quad (7)$$

Целью настоящей работы является исследование закономерности перехода от (6) к (7), т. е. подробное изучение функции $F(\rho)$. Впервые расчеты поперечника $F(\rho)$ были выполнены Блюмером [2]. Полученные им данные приведены во второй и третьей графах табл. 1.

Таблица 1

ρ	i	F	ρ	i	F
1	2	3	4	5	6
0,1	$0,625 \cdot 10^{-6}$	$0,1989 \cdot 10^{-4}$	1,5	1,392	0,1969
0,5	0,01053	0,01341	2,1	2,428	0,1933
1,0	0,4352	0,1385	4,0	6,287	0,1251
3,0	1,558	0,05511	6,2	13,12	0,1086
5,0	5,018	0,06369	7,0	7,853	0,0510
10,0	27,38	0,08715	8,0	18,82	0,0936
∞	$\frac{\rho^2}{4}$	0,07958	9,3	18,50	0,0700

Для получения представления о ходе функции $F(\rho)$ этих данных явно недостаточно. Расчеты были продолжены одним из авторов в [3]. Там было рассмотрено еще 7 значений ρ . Полученные значения приведены в пятой и шестой графах табл. 1. По этим данным был построен

ориентировочный график, который приведен на рис. 1 (пунктирная кривая). Цель настоящей работы — уточнить поведение функции $F(\rho)$. Для этого мы провели дополнительные расчеты поперечника для ряда значений ρ . Нами были рассмотрены следующие 9 значений ρ : 2,5 3,5 4,5 5,5 6,5 7,5 8,5 9,0 9,5. Рассчитанные при этом значения $F(\rho)$, совмещенные с предыдущими данными, позволили получить детализацию этой функции.

Амплитуды парциальных волн. Поперечник рассеяния. Расчет интенсивности рассеяния предполагает вначале определение амплитуд рассеяния электрических c_l и магнитных b_l парциальных волн. Удобно ис-

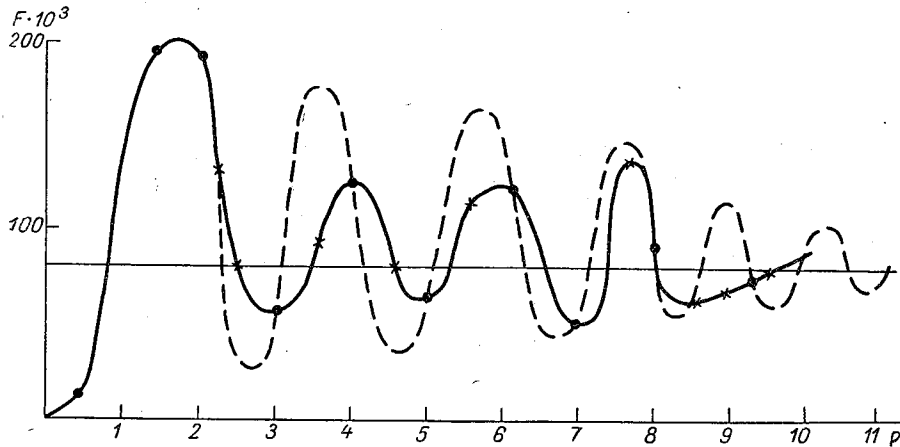


Рис. 1. Поперечник рассеяния под углом 90° .

ходить из следующих формул, в которых с самого начала разделены вещественная и мнимая части амплитуд:

$$c_l = c'_l + i c''_l, \quad (8)$$

$$b_l = b'_l + i b''_l,$$

$$c'_l = q_l \frac{\epsilon_l}{1 + \epsilon_l^2},$$

$$c''_l = q_l \frac{1}{1 + \epsilon_l^2}, \quad (9)$$

$$b'_l = q_l \frac{\eta_l}{1 + \eta_l^2},$$

$$b''_l = -q_l \frac{1}{1 + \eta_l^2}, \quad (10)$$

Здесь

$$q_l = (-1)^l \frac{2l + 1}{l(l + 1)},$$

$$\epsilon_l = \frac{\chi_l}{\psi_l},$$

$$\eta_l = \frac{\chi'_l}{\psi'_l}, \quad (11)$$

Таблица 2

Амплитуды парциальных волн

l	c'	c''	b'	b''
$\rho=2,5$				
1	0,28816	—0,05757	0,37408	1,40004
2	—0,40920	0,33812	—0,35946	—0,20596
3	0,14663	—0,03954	0,07482	0,00976
4	—0,01197	0,00032	—0,00783	—0,00014
5	0,00063	—	0,00048	—
$\rho=3,5$				
1	—0,72654	—0,56388	—0,71707	0,96975
2	—0,20693	0,05502	—0,27707	—0,72771
3	0,28179	—0,21643	0,25197	0,14476
4	—0,12743	0,03956	—0,06842	—0,01066
5	0,01570	—0,00067	0,01015	0,00028
6	—0,00123	—	—0,00094	—
7	0,00007	—	0,00006	—
$\rho=4,5$				
1	0,02588	—1,49955	0,00942	0,00006
2	0,34797	0,18753	0,32719	—0,67447
3	0,16409	—0,05054	0,22132	0,48156
4	—0,18732	0,10035	—0,19451	—0,11191
5	0,11163	—0,03790	0,06228	0,01090
6	—0,01815	0,00107	—0,01161	—0,00044
7	0,00187	—0,00001	0,00141	0,00001
8	—0,00015	—	—0,00012	—
9	—	—	0,00001	—
$\rho=5,5$				
1	0,69757	—0,47449	0,70081	1,01710
2	—0,17527	0,79452	0,19125	—0,04649
3	—0,20002	—0,07996	—0,17464	0,52527
4	—0,13641	0,04607	—0,18402	—0,35446
5	0,17329	—0,12348	0,15856	0,09130
6	—0,09897	0,03578	—0,05693	—0,01085
7	0,01971	—0,00146	0,01251	0,00058
8	0,02478	—0,00026	—0,00185	—0,00001
9	0,00024	—	0,00020	—
10	0,00002	—	—0,00002	—
$\rho=6,5$				
1	—0,50914	—0,19930	—0,50512	1,30438
2	—0,40910	0,49526	—0,40700	—0,32774
3	—0,20553	—0,49853	—0,21794	0,09784
4	0,12462	0,03767	0,09674	—0,42814
5	0,11690	—0,04210	0,15731	0,27748
6	—0,14518	0,10115	—0,13389	—0,7714
7	0,08876	—0,03364	0,05236	0,01066
8	—0,02069	0,00183	—0,01328	—0,00072
9	0,00304	—0,00004	0,00225	0,00002
10	—0,00035	—	—0,00029	—
11	0,00003	—	0,00003	—
12	—0,00002	—	—0,00002	—
$\rho=7,5$				
1	—0,31818	—1,42917	—0,32139	0,07236
2	0,04462	0,00240	0,03811	—0,83141
3	0,23579	—0,46333	0,22925	0,11136

l	c'	c''	b'	b''
4	0,19553	0,33633	-0,20364	-0,12932
5	-0,08027	-0,01851	-0,05207	0,35912
6	-0,10230	0,03864	-0,13725	-0,22628
7	0,12489	-0,08655	0,11589	0,06679
8	-0,08038	0,03159	-0,04839	-0,01037
9	0,02124	-0,00216	0,13304	0,00084
10	-0,00354	0,00006	0,00260	-0,00004
11	0,00047	—	0,00038	—
12	-0,00005	—	-0,00004	—

$\rho=8,5$

1	0,74935	-0,78096	0,74926	0,71661
2	0,37736	0,59308	0,37921	-0,24411
3	0,11491	-0,02359	0,12132	0,55690
4	-0,12471	0,41228	-0,11558	-0,03196
5	-0,17523	-0,23725	0,17947	0,14591
6	0,05232	0,00911	0,02479	-0,30753
7	0,09103	-0,03569	0,12164	0,18998
8	-0,10953	0,07401	-0,10216	-0,05890
9	0,07344	-0,02973	0,04507	0,01011
10	-0,02151	0,02456	-0,01342	-0,00095
11	0,00398	0,00009	0,00290	0,00005
12	-0,00056	—	-0,00045	—
13	0,00007	—	0,00006	—
14	-0,00001	—	-0,00001	—

$\rho=9$

1	0,43911	-0,14199	0,44080	1,15679
2	0,07212	0,82688	-0,07584	-0,00696
3	-0,14266	-0,03727	-0,13760	0,54883
4	-0,22314	0,25387	-0,22185	-0,18749
5	-0,08845	-0,34393	-0,09987	0,02959
6	0,12952	0,07004	0,11665	-0,25647
7	0,03856	-0,00567	0,07197	0,24688
8	-0,10342	0,06310	-0,11747	-0,10630
9	0,09254	-0,05478	0,06852	0,02526
10	-0,04264	0,01006	-0,02522	-0,00339
11	0,00982	-0,00055	0,00662	0,00025
12	-0,00159	0,00002	-0,00122	-0,00001
13	0,00024	—	0,00020	—
14	-0,00003	—	-0,00002	—

$\rho=9,5$

1	-0,26569	-0,04874	-0,26436	1,45186
2	-0,29601	0,70973	-0,29354	-0,12099
3	-0,28904	-0,25263	-0,28836	0,33547
4	-0,16572	0,07280	-0,17047	-0,37185
5	0,05323	-0,35878	0,04296	0,00510
6	-0,15371	0,17282	0,15476	-0,15308
7	-0,03380	-0,00434	-0,00724	0,26766
8	-0,08201	0,03313	-0,10916	-0,16302
9	0,09751	-0,06513	0,09135	-0,05267
10	-0,06757	0,02803	-0,04214	-0,00981
11	0,02158	-0,00272	0,01342	0,00104
12	-0,00410	0,00012	-0,00296	-0,00006
13	0,00062	—	0,00057	—
14	-0,00010	—	-0,00008	—
15	0,00001	—	0,00001	—

где ψ и χ — сферические бесселевы функции обоего рода. Подробные таблицы этих функций были опубликованы Национальным бюро стандартов США [4]. При этом нужно учесть, что функции φ_l и θ_l , приводимые там, отличаются от наших ψ_l и χ_l множителем $\frac{1}{\rho}$, т. е., для получения наших функций нужно данные американских таблиц умножить на ρ .

$$\psi_l = \rho \varphi_l; \quad \chi_l = \rho \theta_l. \quad (12)$$

Это приводит к следующим соотношениям:

$$\eta_l = \frac{\theta_l}{\varphi_l}; \quad \varepsilon_l = (-1)^{l-1} \frac{\varphi_{l-1} + \frac{l}{\rho} \varphi_l}{\theta_{l-1} - \frac{l}{\rho} \theta_l}. \quad (13)$$

Эти формулы и таблицы и были исходными данными для нашей работы. В табл. 2 приведены рассчитанные амплитуды парциальных волн для разных ρ .

Зная амплитуды парциальных волн и используя таблицы угловых функций Q_l и S_l , приведенные в [1], мы можем по формулам (5) рассчитать величины i_1 и i_2 и далее по (3) поперечник F . Результаты этих вычислений приведены в табл. 3.

Таблица 3
Эффективный поперечник рассеяния света под углом 90°

ρ	i_1	i_2	i	F
2,5	1,1962	2,1010	1,6486	0,08396
3,5	4,0933	2,7284	3,4108	0,08863
4,5	5,3807	6,1356	5,7581	0,09051
5,5	8,7613	10,786	9,7739	0,10285
6,5	11,269	14,223	12,746	0,09603
7,5	34,980	10,572	22,776	0,12889
8,5	19,048	8,0480	13,548	0,05969
9,0	17,038	18,189	17,614	0,06922
9,5	23,893	18,592	21,243	0,07492

Обратимся к рисунку, где вновь рассчитанные точки отмечены крестиками, а прежние значения точками. Сплошная кривая проходит по всем рассчитанным точкам и представляет новую кривую для функции $F(\rho)$.

Главный результат выполненных расчетов состоит в том, что кривая для $F(\rho)$ до $\rho \leq 8,5$ проведена теперь уверенно, в отличие от гипотетической кривой в [3], где точек было недостаточно.

Интересно, что хотя новая кривая заметно уточняет прежнюю, общий вид обеих кривых — затухающие колебания вокруг асимптоты геометрической оптики — одинаков.

Колебательный характер $F(\rho)$ приводит к тому, что связь между радиусом частицы a и интенсивностью света, рассеянного под углом 90° , также оказывается немонотонной. На рис. 2 в одинаковом масштабе проведены графики точной кривой

$$\eta_1(a) = \eta_1 = \pi a^2 F(\rho)$$

и кривой, соответствующей предположению, что рассеяние происходит по законам геометрической оптики

$$\eta_2 = \pi a^2 F(\infty).$$

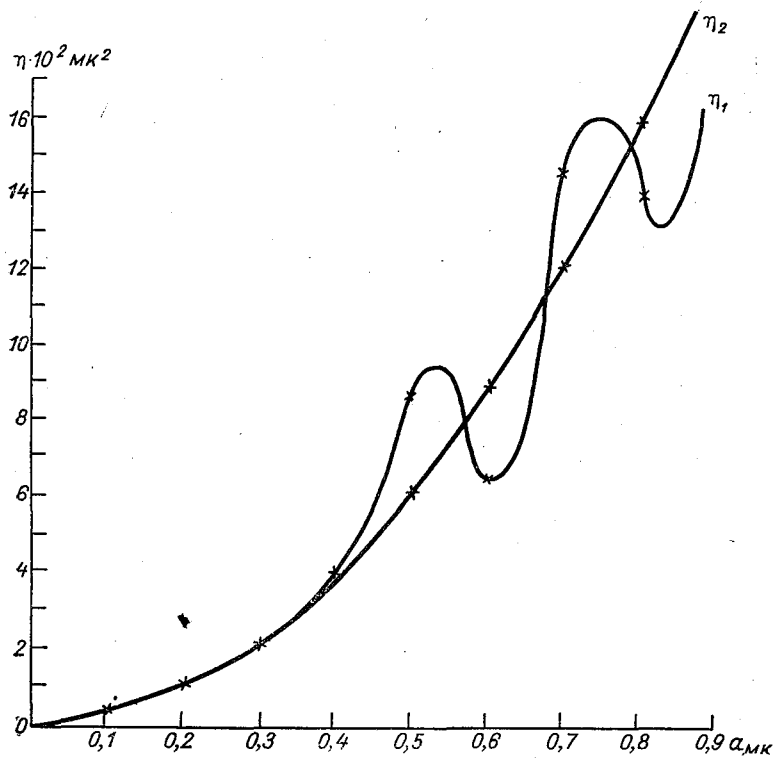


Рис. 2. Зависимость интенсивности рассеянного света от радиуса частицы.

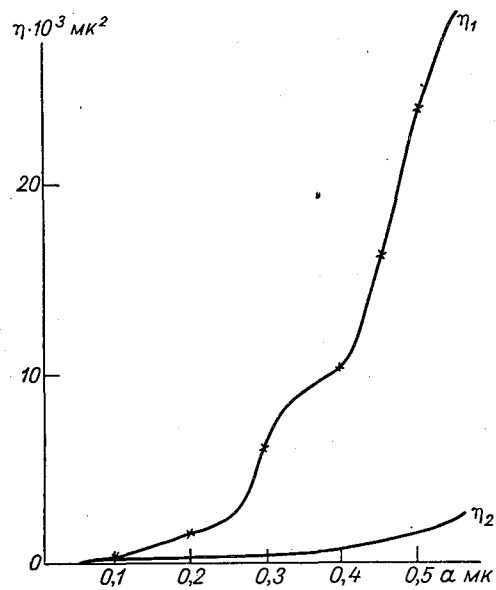


Рис. 3. Зависимость интенсивности рассеянного света от радиуса капель воды.

Рассматривается рассеяние света с $\lambda=0,550$ мк; мы видим, что до $a=0,4$ мк обе кривые совпадают. Затем точная кривая начинает колебаться, постепенно навиваясь на кривую геометрической оптики. Подобное же положение имеет место и для частиц из других веществ, но для них пересечение кривых η_1 и η_2 наступает при больших ρ . Например, на рис. 3 приведены обе кривые для капель воды. Мы видим, что кривые η_1 и η_2 заметно отличаются друг от друга. Кривые сближаются при a примерно равном 6—10 мк.

Настоящая работа была выполнена в 1958 г. и доложена на семинаре отдела Радиационных исследований ГГО 20 августа 1958 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. ГТТИ, М.—Л., 1951.
2. Blumert H. Zeit für Physik, 32, 115, 1925; 38, 304, 1926; 38, 920, 1926.
3. Шифрин К. С. Труды ВЗЛТИ № 1, 33, Л., 1955.
4. Tables for special spherical Function of Bessel, Naz. B. Stand., Washington D. C., 1954.

КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ СВЯЗИ МЕЖДУ ВЕЛИЧИНАМИ ДЛИННОВОЛНОВОГО БАЛАНСА АТМОСФЕРЫ И УХОДЯЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Наличие систематических данных актинометрических радиозондирований в СССР позволило провести ряд исследований и, в частности, установить зависимости между величинами длинноволнового баланса атмосферы и уходящего излучения на верхней границе атмосферы.

В последние годы в СССР положено начало развитию сети станций, ведущих наблюдения за радиацией в свободной атмосфере в ночное время с помощью актинометрических радиозондов. Эта сеть включает восемь станций. Ряды наблюдений на них пока очень коротки, так как систематические наблюдения были начаты осенью 1963 года. Тем не менее наличие данных таких наблюдений позволяет провести ряд исследований и установить важные зависимости, в частности, связи, существующие между величинами лучистого притока тепла в атмосфере и уходящего излучения на верхней границе атмосферы. Этому вопросу и посвящается настоящая статья.

Лучистый приток тепла в атмосфере за счет длинноволновой радиации (длинноволновый баланс атмосферы) легко определяется по данным наблюдений. При этом используется формула $F_a = F_0 - F_\infty$, в которой через F_∞ обозначено уходящее излучение на верхней границе атмосферы, а F_0 — эффективное излучение поверхности Земли. Величина длинноволнового баланса атмосферы F_a , как правило, отрицательна. Для удобства последующих рассуждений в дальнейшем рассматриваются абсолютные значения F_a и для них сохранено прежнее наименование.

Эффективное излучение земной поверхности F_0 измеряется на метеорологической площадке в момент запуска радиозонда. За величину уходящего излучения на верхней границе атмосферы принимается восходящий поток теплового излучения на уровне 20—25 км, находящийся выше уровня тропопаузы, а не разность потоков радиации в стратосфере $F^\uparrow - F^\downarrow$. При предположении, что уходящее излучение равно разности потоков $F_\infty = F^\uparrow - F^\downarrow$, экспериментальные данные существенно расходятся с результатами теоретических расчетов уходящего излучения.

Многие авторы считают, что предположение $F_\infty = F_\tau$, где F_τ — восходящий поток теплового излучения на уровне тропопаузы, более обоснованно, чем отождествление уходящего излучения с разностью потоков $F^\uparrow - F^\downarrow$ [1, 3]. Об этом свидетельствуют не только результаты теоре-

тических расчетов, но и экспериментальные данные. Действительно, согласно работе П. Куна, В. Суоми и Д. Даркова [3], которые осуществляли измерения в условиях ясной ночи, во всех случаях $F^{\downarrow} \ll F^{\uparrow}$.

Из сказанного ясно, что восходящий поток теплового излучения лишь незначительно трансформируется стратосферой, причем очевидно, что разность $F_{\infty} - F^{\uparrow}$ должна быть существенно меньше $F^{\downarrow}$ [2].

Выводы, сделанные в указанных работах, подтверждаются проанализированными нами данными актинометрических радиозондов. Примером могут служить результаты радиозондирования над Долгопрудной

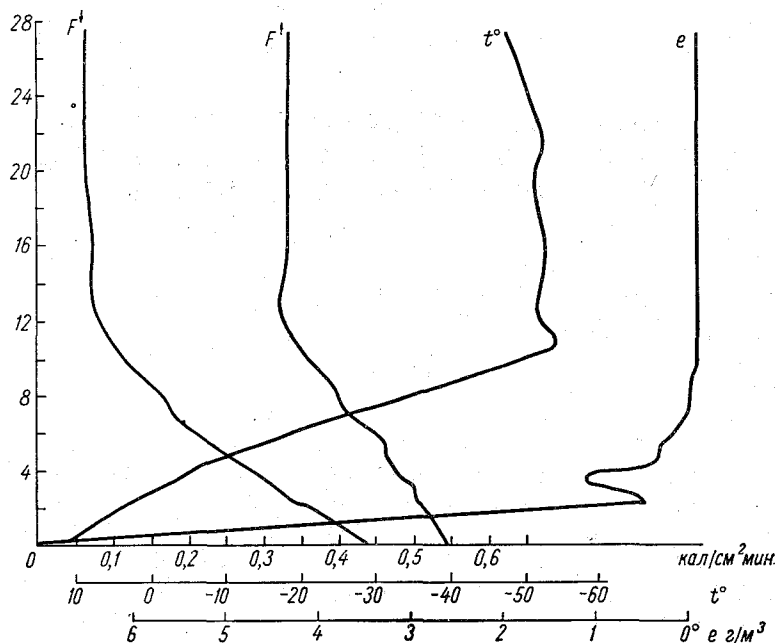


Рис. 1. Вертикальный профиль потоков радиации, температуры и влажности воздуха.

F — в кал/см² мин., t — температура воздуха, в град., e — влагосодержание атмосферы, г/м³.

10 августа 1962 г. в 20 час. 06 мин. при безоблачном небе (рис. 1) С учетом сказанного нами были рассчитаны величины лучистого притока тепла к атмосфере за счет длинноволновой радиации и построены корреляционные зависимости этих величин от уходящего излучения на границе атмосферы.

Связь длинноволнового баланса атмосферы F_a с уходящим излучением F_{∞} получилась неоднозначной. Мы попытались поэтому рассмотреть ее для отдельных пунктов при различном состоянии неба (ясно—пасмурно). Кроме того, теплый и холодный периоды также рассматривались отдельно (зима—лето).

Приведем в качестве примера рис. 2 и 3, относящиеся к летнему периоду и случаям ясного и пасмурного неба.

Как видно на этих рисунках, зависимость F_a от F_{∞} получилась достаточно отчетливой. Особенно хорошая связь наблюдается при сплошной низкой облачности типа FrNb, Ns, Cb, когда эффективное излучение у поверхности Земли практически равно нулю. В этом случае уходящее излучение на границе атмосферы и длинноволновый баланс

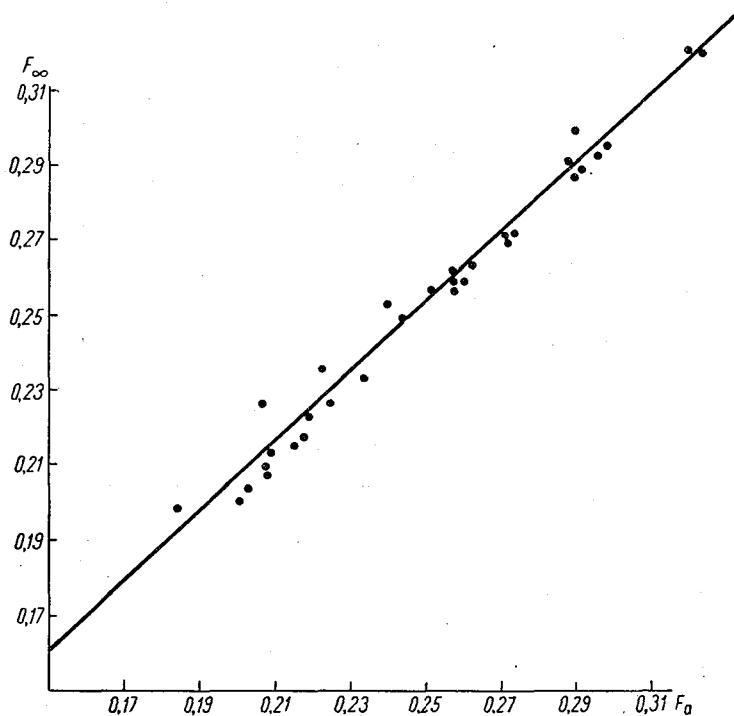


Рис. 2. Связь длинноволнового баланса атмосферы с уходящим излучением при пасмурном небе.

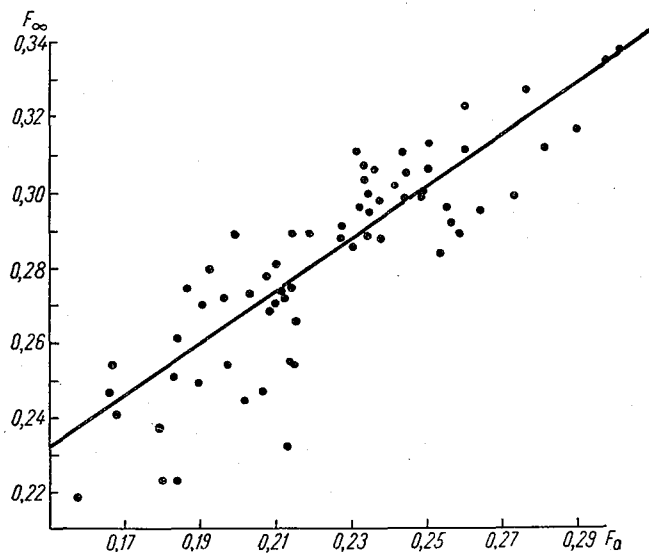


Рис. 3. Связь длинноволнового баланса атмосферы с уходящим излучением при ясном небе.

Handwritten signature

атмосферы близки по величине, и точки на графике ложатся на биссектрису координатного угла. В случае более высокой облачности или наличия даже незначительных просветов (облачность 10/8 баллов) величина F_a несколько уменьшается по сравнению с F_∞ , что увеличивает разброс точек на графике.

Нами была построена корреляционная прямая $F_\infty = kF_a + b$ и рассчитаны коэффициенты k и b . Угловым коэффициентом $k = \operatorname{tg} \alpha$ для пасмурного неба оказался равным 0,948. Коэффициент корреляции $r = 0,99$. Для ясного неба (рис. 3) этот коэффициент составил величину $r = 0,92$.

Аналогичные результаты были получены для зимнего периода как для ясного, так и для пасмурного состояния неба.

Для случаев пасмурного неба коэффициент корреляции составлял величину $r = 0,98$, при ясном небе $r = 0,89$.

Таблица 1

	Лето		Зима	
	пасмурно	ясно	пасмурно	ясно
k	0,948	0,693	0,845	0,701
b	0,017	0,138	0,041	0,100
r	0,99	0,92	0,98	0,89
n	33	66	54	25

Из табл. 1 видно, что коэффициент корреляции r при ясном небе несколько меньше, чем при пасмурном, а летом несколько выше, чем зимой. Заметим, что, кроме упомянутых в тексте величин k , b и r , в таблице приведены значения n , характеризующие число рассматриваемых случаев.

Свободный член b в уравнении прямой при ясном небе больше, чем при пасмурном. Это говорит о том, что рассматриваемая прямая для безоблачного неба лежит выше. Следовательно, в случае одной и той же величины уходящего излучения при наличии облачности величина притока тепла в атмосферу за счет длинноволновой радиации будет существенно больше, чем при безоблачном небе. Это различие составляет величину порядка 0,08 кал/см² мин., или 30% от величины уходящего излучения.

Заметим, что соответствующие коэффициенты, приведенные в работе Р. Р. Сабатини и В. Е. Суоми [4], имеют значения: $k = 0,65$, $b = 0,152$, $r = 0,87$ (при ясном небе летом) и $k = 0,76$, $b = 0,097$, $r = 0,85$ (при пасмурном небе).

Существование корреляции между F_a и F_∞ позволяет по измеренному уходящему излучению оценить величину длинноволнового баланса атмосферы для ясного и пасмурного неба. Полученные результаты представляют интерес с точки зрения интерпретации данных измерений уходящего излучения со спутников.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кондратьев К. Я. Метеорологические исследования с помощью ракет и спутников. Гидрометеиздат, Л. 1962.
2. Кондратьев К. Я., Филиппович О. П. Об уходящем излучении. Вестник ЛГУ, № 6, 1952.
3. Kuhn P. M., Suomi V. E. and Darkow G. L. Soundings of terrestrial radiation flux over Wisconsin. Month. Weath. Rev., v. 87, N 4, 1959.
4. Sabatini R. R. and Suomi V. E. On the possibility of infrared cooling estimates from satellite observations. Journ. Atm. Sci., v. 19, N 4, 1962.