

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИБЛИЖЕННОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА ПРОЗРАЧНОСТИ ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЫ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В ОДНОЙ ИЛИ ДВУХ ДЛИНАХ ВОЛН

А. В. Харитонов

Рассмотрен вопрос об ошибках приближенных определений спектрального коэффициента прозрачности земной атмосферы. Приближенные определения заключаются в том, что наблюдения осуществляются в одной или двух длинах волн и через полученные в них значения коэффициента прозрачности проводится спектральная кривая. При этой операции используется средняя зависимость коэффициента прозрачности от длины волны или ее аналитическая аппроксимация. Приближенные определения, рассмотренные в статье, вносят в значения внеатмосферных лучистых потоков ошибки, не превосходящие 5% при длинах волн, больших 3500 Å, и зенитных расстояниях светил от 0 до 70°. Они представляют интерес в связи с возможностью сокращения очень большой трудоемкости обычных («полных») определений спектральной прозрачности.

The problem of the errors of approximate determinations of the terrestrial atmosphere spectral transparency coefficient is discussed. The approximate determinations are as follows: observations are made at one or two wavelengths and a spectral curve is plotted through the transparency coefficient values obtained at these wavelengths. For this purpose the mean dependence of the transparency coefficient on the wavelength or the analytical approximation of this dependence are used. The errors of these approximate determinations do not exceed 5 per cent of the values of above-atmosphere radiative fluxes at $\lambda > 3500 \text{ \AA}$ and zenith distances from 0 to 70°. These determinations are of interest in connection with the possibility to facilitate essentially the common («complete») determinations of spectral transparency.

Как известно [1—3], ослабление света в земной атмосфере обусловлено различными факторами. Во-первых, это рассеяние на микрофлуктуациях плотности газов (молекулярное рассеяние), происходящее по закону Рэлея, т. е. так, что создаваемая при этом оптическая толщина атмосферы обратно пропорциональна длине волны в четвертой степени: $\tau_r(\lambda) \sim 1/\lambda^4$. Во-вторых, рассеяние на аэрозолях различной природы и размера, это рассеяние создает $\tau_A(\lambda) \sim 1/\lambda^n$, где $0 \leq n < 4$ в зависимости от размеров рассеивающих частиц. Наиболее крупные из них, существенно превышающие по размеру длину световой волны, производят нейтральное рассеяние света, когда $n=0$, а $\tau(\lambda) = \text{const}$. Наконец, имеет место истинное поглощение в линиях и полосах, соответствующих различным энергетическим переходам в молекулах газов, входящих в состав атмосферы (O_3 , O_2 , H_2O , CO_2 и т. д.).

Таким образом, общее выражение для оптической толщины атмосферы имеет вид

$$\tau(\lambda) = \alpha\lambda^{-4} + \beta\lambda^{-n} + \gamma + \tau_{\text{ист}}(\lambda). \quad (1)$$

Соотношение светоослабляющих агентов меняется как от места к месту, так и со временем для одного и того же места, что приводит к изменению

коэффициента прозрачности. Последний меняется не только по величине, наблюдаются также изменения характера его зависимости от длины волны [4].

Тем не менее, вследствие большой трудоемкости определения спектральной прозрачности атмосферы в достаточно протяженном интервале длин волн, всегда имеется соблазн ограничиться при астрофизических наблюдениях использованием средних значений $p(\lambda)$. Это не вызывает

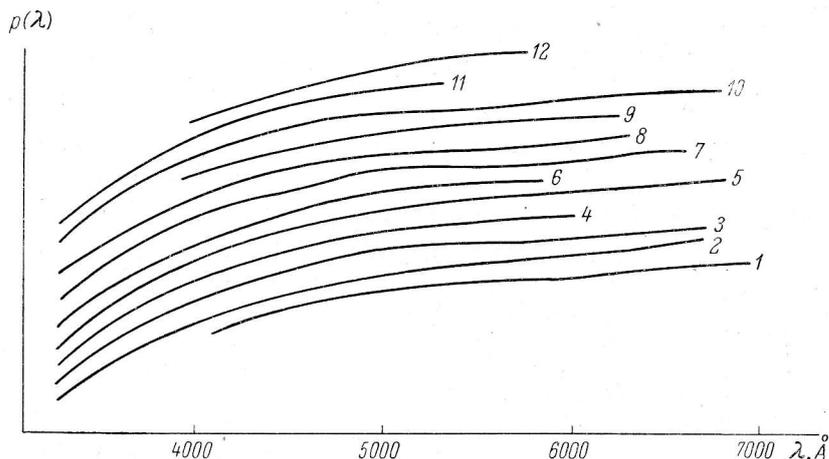


Рис. 1. Усредненные зависимости коэффициента прозрачности земной атмосферы от длины волны $p(\lambda)$, полученные для разных пунктов в разное время.

1—6 — Астрофизический институт АН КазССР, 1400 м над ур. м.: 1 — в утренние часы осенью 1954 г. [5], 2 — в ночное время осенью 1961 г. [6, 7], 3 — в ночное время зимой 1961/62 г. [7], 4 — в утренние часы летом 1965 г. [8], 5 — в дневные часы в сентябре 1965 г. [8], 6 — в ночное время в августе 1965 г. [8]; 7—8 — Тянь-Шаньская высокогорная экспедиция ГАИШ, 3000 м над ур. м.: 7 — дневные часы, 1958 и 1959 гг. [9, 10], 8 — ночное время [10]; 9 — Монтезума, 3000 м над ур. м., дневные часы [11]; 10 — Маунт-Вилсон, 1700 м над ур. м., дневные часы [12]; 11 — Сакраменто Пик, 2800 м над ур. м., дневные часы, лето 1953 г. [13]; 12 — Семиродники, 2300 м над ур. м., ночное время, лето 1963 г. [14].

возражений в случае спектрофотометрического сравнения небесных светил, имеющих во время наблюдений близкие значения зенитных расстояний (и воздушных масс). Легко убедиться, что погрешность δ определяемого отношения внеатмосферных потоков

$$\delta = \Delta M(z) \frac{\Delta P}{P} \quad (2)$$

мала, так как мала $\Delta M(z)$ — разность воздушных масс сравниваемых объектов. Однако, если нужно определить величину внеатмосферного потока от небесного объекта, например путем сравнения его с земным источником излучения, то в формуле (2) небольшая величина $\Delta M(z) \ll 1$ заменяется на $M(z) > 1$. Погрешность становится весьма большой, так как коэффициент прозрачности в фиксированной длине волны даже для одного и того же пункта может меняться от ночи к ночи на 30% и более (см. рис. 2, а также [5—7]); данные, приведенные в этих источниках, относятся к дням и ночам с совершенно ясной погодой, когда по виду звезд, Млечного Пути, околосолнечному ореолу и другим признакам признавали возможными и проводили астроспектрофотометрические наблюдения).

Рассмотрим теперь средние кривые $p(\lambda)$. На рис. 1 приведено 12 таких кривых, полученных в разное время и в разных пунктах [5—14]. Каждая из них получена на основании усреднения результатов не менее чем трех наблюдательных дат (дней или ночей). Для того чтобы кривые не накладывались

вались друг на друга, каждая из них сдвинута вдоль оси ординат (параллельно самой себе) на некоторый произвольный отрезок. Отчетливо видно, что сами зависимости от длины волны средних значений $p(\lambda)$ очень сходны. Кривые почти параллельны, хотя и получены для разных сезонов и разных мест. Общим условием для них является то, что для наблюдений выбирались достаточно хорошие ночи и дни, вполне пригодные для спектрофотометрии.

Квазипараллельность средних кривых $p(\lambda)$ подсказывает возможность выработки таких приемов, когда из наблюдений определяются коэффи-

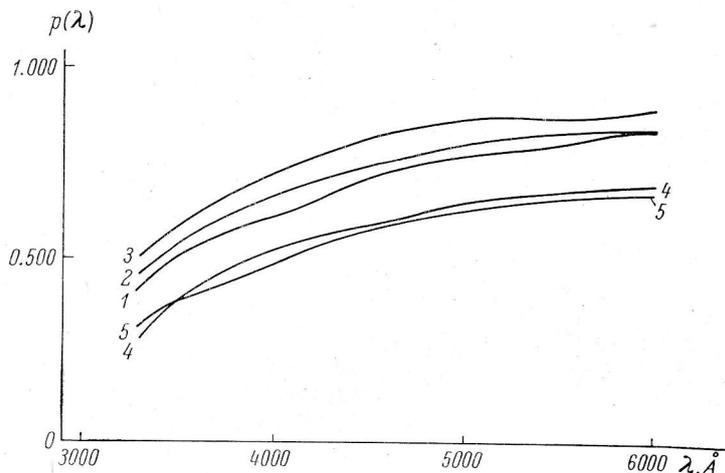


Рис. 2. Спектральный коэффициент прозрачности для отдельных дат в районе Астрофизического института АН КазССР (определения А. В. Харитонова).

1, 2, 3 — ночи 4—5 сентября, 1—2 октября и 29—30 декабря 1961 г.;
4, 5—утренние часы 24 июля и 6 августа 1965 г.

циенты прозрачности лишь в одной или двух длинах волн, данные же о прозрачности в других длинах волн выводятся из найденных значений коэффициентов прозрачности по средней зависимости $p_{\text{ср}}(\lambda)$ или ее аппроксимации в той или иной форме. Следует сразу же оговориться, что любой из таких приемов можно применять лишь с определенной осторожностью, так как у кривых $p(\lambda)$, полученных для отдельных дат даже в одном месте, наблюдаются значительно большие различия по форме, чем у средних кривых, изображенных на рис. 1. Кривые $p(\lambda)$ для отдельных дат приведены в качестве примера на рис. 2. Безусловно, часть различий между такими кривыми $p(\lambda)$ нужно отнести за счет ошибок наблюдений. При этом не следует думать, что, если, например, производятся фотоэлектрические наблюдения, дающие точность не хуже 0.5—1%, то и коэффициент прозрачности будет определен с такой точностью. Ведь точность фотоэлектрического метода, лучшая чем 0.5—1%, относится к индивидуальном у отсчету, для получения же коэффициента прозрачности нужно выполнить некоторую измерительную программу, по необходимости растянутую во времени. Результат ее обычно значительно менее точен, чем индивидуальные отсчеты. Причиной этого являются различные, еще недостаточно изученные и трудноконтролируемые изменения в аппаратуре, а также случайные флуктуации и медленные монотонные изменения прозрачности во время наблюдений и другие обстоятельства.

Рассматривая кривые $p(\lambda)$ для отдельных дат, весьма трудно определить, если не были сделаны специальные наблюдения, какая часть раз-

личий между ними обусловлена ошибками, а какая — реальными различиями свойств атмосферы в сравниваемые дни (ночи). Но считая, что различия целиком обусловлены свойствами атмосферы, можно попытаться, исходя из наблюдаемых значений $p(\lambda)$, оценить погрешность, вносимую в результат наблюдений, если при редукации за пределы атмосферы «истинные» значения $p(\lambda)$ заменить выведенными на основании средней зависимости $p(\lambda)$ и наблюдательных данных в одной или двух длинах волн.

Эти оценки были сделаны на примере данных о ночной и дневной спектральной прозрачности атмосферы в районе Астрофизического института

ТАБЛИЦА 1
Средние значения коэффициента прозрачности в районе Астрофизического института АН КазССР

λ (Å)	$p_{\text{ср}}(\lambda)$	λ (Å)	$p_{\text{ср}}(\lambda)$
3300	0.399	4200	0.657
3400	448	4500	703
3500	488	4700	725
3600	520	5000	754
3700	547	5500	778
3800	571	6000	0.800
4000	0.615		

АН КазССР (1400 м над ур. м., вблизи Алма-Аты. Отметим, что этот пункт расположен наиболее низко из всех, данные для которых приведены на рис. 1). Средняя кривая $p_{\text{ср}}(\lambda)$ была выведена на основе определений прозрачности атмосферы, выполненных автором (частично — совместно с Н. Ф. Нелюбиным) в 1961—1965 гг. при исследовании распределения энергии в спектрах звезд [6—8]. Наблюдения производились на фотоэлектрических спектрометрах [16, 17], питающим инструментом служил 50-сантиметровый кассегреновский рефлектор. Кривые $p(\lambda)$ были определены для 14 дней и 14 ночей. Средние значения $p_{\text{ср}}(\lambda)$ представлены

в табл. 1. Следует отметить, что величины $p(\lambda)$ усреднялись лишь для $\lambda \geq 3300$ Å. Для меньших длин волн $p(\lambda)$ хотя и определялись, но были менее уверенными. Кроме того, при $\lambda < 3300$ Å к ослаблению света вследствие рассеяния добавляется истинное поглощение озоном, содержание которого весьма непостоянно, а потому использование средних $p_{\text{ср}}(\lambda)$ становится менее корректным.

Были исследованы три приема приближенного определения $p(\lambda)$ по сокращенной программе.

Первый прием. О. Б. Васильев и В. Н. Фролов в работе [14] представили зависимость $p(\lambda)$ в виде выражения

$$\lg p(\lambda) = A\lambda^{-4} + B, \quad (3)$$

которое вытекает как частный случай из общей формулы (1). Авторы [14] указывают, что для ряда высокогорных пунктов (Семиродники, Маунт-Вилсон, Маунт-Уитни) выражение (3) является достаточно хорошей аппроксимацией наблюдаемой зависимости $p(\lambda)$. Коэффициенты A и B согласно [14] меняются от пункта к пункту и от ночи к ночи для одного и того же пункта.

Выражение (3) с приемлемой точностью представляет и средние значения коэффициента прозрачности $p_{\text{ср}}(\lambda)$ для Астрофизического института АН КазССР, приведенные в табл. 1 (см. рис. 3). На рис. 3 видно, что значительно отклоняются от прямой только точки, соответствующие λ 3300 и 3400 Å. Рассматриваемый прием «сокращенного» определения $p(\lambda)$ заключается в том, чтобы из наблюдений найти коэффициенты прозрачности в двух длинах волн. Затем по ним можно определить величины A и B в формуле (3) и вычислить $p(\lambda)$ для всех остальных λ в рассматриваемой области.

Проверка погрешности, даваемой этим методом, осуществлялась следующим образом. Как уже указывалось выше, у нас имеются полученные из наблюдений кривые $p(\lambda)$ для 28 дат. Из них брались значения коэффициентов прозрачности для $\lambda\lambda$ 3500 и 5500 Å и вышеописанным способом находились $p_{ред}(\lambda)$ для всех остальных длин волн, после чего $p_{ред}(\lambda)$ сравнивались с $p_{набл}(\lambda)$ и определялась $\Delta p(\lambda) = p_{ред}(\lambda) - p_{набл}(\lambda)$.

Выбор длин волн 3500 и 5500 Å сделан на основании следующих соображений: 1) они достаточно разнесены, но лежат еще в области высокой чувствительности практически всех употребляемых фотоумножителей и при реализации метода легко могут быть осуществлены наблюдения со светофильтрами и одним ФЭУ;

2) они близки к эффективным длинам волн (3500 и 5550 Å) цветковых систем U и V из совокупности UVV;

3) при $\lambda < 3500$ Å нарушается прямолинейная зависимость $\lg p_{ср}(\lambda)$ от λ^{-4} (рис. 3), поэтому меньшие длины волн брать не следует.

Второй прием использует факт наблюдаемой квазипараллельности кривых $p(\lambda)$. Он заключается в том, что средняя кривая $p_{ср}(\lambda)$ перемещается вдоль оси ординат (параллельно самой себе) до совпадения в какой-либо одной из избранной длины волны λ_1 с наблюдаемым в этой длине волны коэффициентом прозрачности. Другими словами, к величинам $p_{ср}(\lambda)$ во всех длинах волн алгебраически прибавляется разность между наблюдаемыми и средними значениями коэффициента прозрачности при λ_1

$$p_{ред}(\lambda) = p_{ср}(\lambda) + [p_{набл}(\lambda_1) - p_{ср}(\lambda_1)]. \quad (4)$$

Таким образом, этот прием приближенного определения $p(\lambda)$ требует наблюдений только в одной длине волны, что является его преимуществом. При исследовании вносимой им ошибки в качестве λ_1 в формуле (4) была взята $\lambda_1 = 4200$ Å, достаточно близкая к $\lambda_{эфф} = 4350$ Å цветовой системы В. Как и в первом методе, определялись $p_{ред}(\lambda)$ и $\Delta p(\lambda)$.

Третий прием подобен второму, только средняя кривая $p_{ср}(\lambda)$ перемещается до наилучшего приближения к двум точкам, которые соответствуют наблюдаемым значениям $p_{набл}(\lambda_1)$ и $p_{набл}(\lambda_2)$ в двух длинах волн λ_1 и λ_2 (были выбраны 3500 и 5500 Å, как и в первом приеме)

$$p_{ред}(\lambda) = p_{ср}(\lambda) + \frac{p_{набл}(\lambda_1) - p_{ср}(\lambda_1) + p_{набл}(\lambda_2) - p_{ср}(\lambda_2)}{2}. \quad (5)$$

Требуются наблюдения в двух длинах волн, зато кривая $p_{ред}(\lambda)$ фиксируется более надежно.

Примеры сравнения наблюдаемых и редуцированных всеми способами коэффициентов прозрачности приведены (для двух дат) в табл. 2, а полная проверка описанных приемов осуществлялась по результатам 24 дат наблюдений (четыре ночи с неуверенными определениями не использовались).

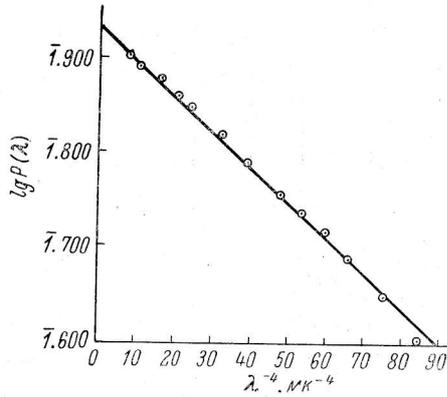


Рис. 3. Зависимость $\lg p_{ср}(\lambda)$ для Астрофизического института АН КазССР от λ^{-4} .

Сравнение наблюдаемых и редуцированных коэффициентов прозрачности

λ (Å)	Ночь с 1 на 2 октября 1961 г.						День 27 июля 1965 г.							
	$P_{набл}(\lambda)$	1-й прием		2-й прием		3-й прием		$P_{набл}(\lambda)$	1-й прием		2-й прием		3-й прием	
		$P_{ред}(\lambda)$	$\Delta p(\lambda)$	$P_{ред}(\lambda)$	$\Delta p(\lambda)$	$P_{ред}(\lambda)$	$\Delta p(\lambda)$		$P_{ред}(\lambda)$	$\Delta p(\lambda)$	$P_{ред}(\lambda)$	$\Delta p(\lambda)$	$P_{ред}(\lambda)$	$\Delta p(\lambda)$
3300	0.448	0.458	+0.010	0.439	-0.009	0.446	-0.002	0.330	0.358	+0.028	0.332	+0.002	0.337	+0.007
3400	480	494	+0.014	488	+0.008	495	+0.015	380	392	+0.012	381	+0.001	386	+0.006
3500	530	528	-0.002	528	-0.002	535	+0.005	424	424	0.000	421	-0.003	426	+0.002
3600	556	560	+0.004	560	+0.004	567	+0.011	458	453	-0.005	453	-0.005	458	0.000
3700	586	589	+0.003	587	+0.001	594	+0.008	490	480	-0.010	480	-0.010	485	-0.005
3800	612	615	+0.003	611	-0.001	618	+0.006	516	505	-0.011	504	-0.012	509	-0.007
4000	654	661	+0.007	655	+0.001	662	+0.008	556	550	-0.006	548	-0.008	553	-0.003
4200	697	698	+0.001	697	0.000	704	+0.007	590	586	-0.004	590	0.000	595	+0.005
4500	747	743	-0.004	743	-0.004	750	+0.003	635	631	-0.004	636	+0.001	644	+0.006
4700	763	767	+0.004	765	+0.002	772	+0.009	651	655	+0.004	658	+0.007	663	+0.012
5000	800	796	-0.004	794	-0.006	801	+0.001	679	682	+0.003	687	+0.008	692	+0.013
5500	830	830	0.000	818	-0.012	825	-0.005	717	716	-0.001	711	-0.006	716	-0.001
6000	0.838	0.851	+0.013	0.840	+0.002	0.847	+0.009	0.748	0.738	-0.010	0.738	-0.015	0.738	-0.010

Отклонения $\Delta p(\lambda)$ редуцированных коэффициентов прозрачности от наблюдаемых «истинных» и представляют собой ошибку приближенного определения $p(\lambda)$.

В табл. 3 даны усредненные абсолютные величины отклонений $\Delta p(\lambda)$, т. е. $|\overline{\Delta p(\lambda)}|$, для длин волн 3500, 4000, 4500, 5000, 5500 и 6000 Å, взятых через равные интервалы, а также для λ 3300 Å (крайняя ультрафиолетовая точка). Величины $|\Delta p(\lambda)|$ усреднялись по всем 24 датам наблюдений. Легко видеть, что если ограничиться областью $\lambda \geq 3500$ Å, то первый способ дает примерно в полтора раза большую точность аппроксимации истинных кривых $p(\lambda)$, чем второй и третий. Средняя точность представления $p(\lambda)$ по всей рассматриваемой области длин волн характеризуется величинами δp и δp_1 , приведенными в двух последних столбцах табл. 3. Они являются результатом усреднения по длинам волн приведенных в таблице значений $|\overline{\Delta p(\lambda)}|$ соответственно с учетом и без учета $|\overline{\Delta p(3300)}|$.

ТАБЛИЦА 3
Усредненные по всем датам отклонения $|\overline{\Delta p(\lambda)}|$

Способ редукиции	λ (Å)							δp среднее по всем λ	δp_1 среднее без λ 3300 Å
	3300	3500	4000	4500	5000	5500	6000		
Первый	0.0251	0.0007	0.0088	0.0096	0.0080	0.0010	0.0058	0.0084	0.0056
Второй	0.0179	0.0099	0.0041	0.0051	0.0079	0.0101	0.0131	0.0097	0.0084
Третий	0.0156	0.0075	0.0078	0.0072	0.0079	0.0077	0.0115	0.0093	0.0083

Точка $p(3300)$ аппроксимируется первым способом значительно хуже, чем вторым и третьим, вследствие того что при $\lambda < 3500$ Å формула (3) плохо представляет наблюдаемые кривые $p(\lambda)$ (рис. 3). Поэтому, если рассматривать всю область 3300—6000 Å, то различия в средней точности методов уменьшаются, но и в этом случае первый метод имеет некоторое преимущество. Второй и третий методы дают практически одинаковую среднюю точность, что вполне естественно и очевидно, однако третий метод лучше с той точки зрения, что у него отклонения $|\Delta p(\lambda)|$ более равномерно распределены по длинам волн, а максимальные отклонения $|\Delta p(\lambda)|_{\max}$ меньше, чем во втором.

Были рассмотрены также и средние отклонения δp редуцированной и наблюдаемой кривых $p(\lambda)$ для каждой даты. Они получались усреднением соответствующих $|\Delta p(\lambda)|$ для длин волн, указанных в табл. 3. Оказалось, что в первом способе $\delta p_{\max} = 0.014$, во втором и третьем — $\delta p_{\max} = 0.019$. Отклонения δp были сопоставлены со значениями $p(4200)$ для соответствующих дат. При этом выяснилось, что погрешности аппроксимации не зависят от величины коэффициента прозрачности (рис. 4).

Далее, если

$$K(\lambda) = p(\lambda)^{-M(z)} \quad (6)$$

есть множитель, выводящий наблюдаемый поток за пределы атмосферы, то относительная ошибка этого множителя и, следовательно, ошибка определения потока от исследуемого объекта равна в среднем

$$\delta K(\lambda) = \frac{\Delta K(\lambda)}{K(\lambda)} = -M(z) \frac{|\overline{\Delta p(\lambda)}|}{p_{\text{ср}}(\lambda)}.$$

Эта ошибка, вычисленная для $z=0, 45, 60, 65$ и 70° , приведена в табл. 4, которая может быть использована при рассмотрении вопроса о допустимости или недопустимости приближенных определений $p(\lambda)$ в той или иной конкретной задаче.

Из рассмотрения табл. 4 можно сделать вывод, что ошибка, возникающая при замене $p_{\text{набл}}(\lambda)$ на $p_{\text{ред}}(\lambda)$, в общем, невелика даже при $z=70^\circ$. Она не выходит за пределы 5%, за исключением $\lambda \leq 3500 \text{ \AA}$. К аналогичному выводу о величине погрешности пришли и авторы ра-

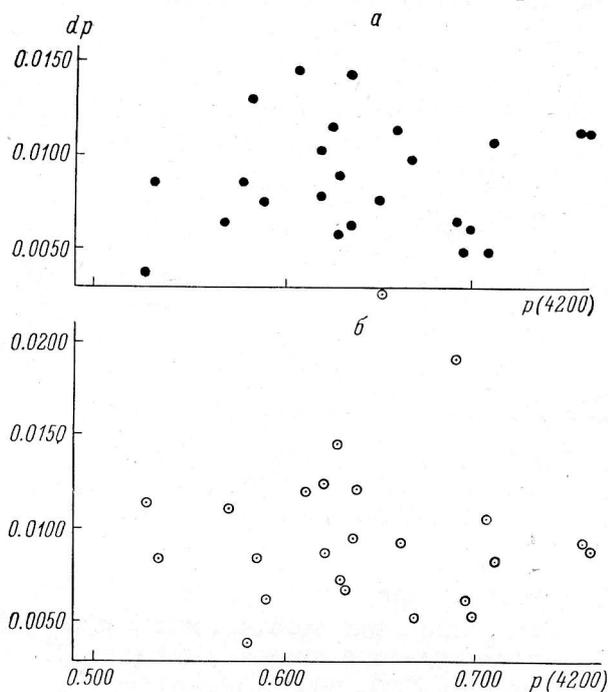


Рис. 4. Сопоставление средних отклонений dp и коэффициентов прозрачности $p(4200)$.

а — $p_{\text{ред}}(\lambda)$, полученные первым способом; б — $p_{\text{ред}}(\lambda)$, полученные вторым и третьим способами.

боты [15], которые пользовались методом, сходным с третьим из описанных: через определяемые из наблюдений со светофильтрами на ореольном фотометре значения $p(\lambda)$ в $\lambda\lambda 4480, 5420$ и 6670 \AA они проводили кривую, параллельную рэлеевской, для $H=3000$ м (наблюдения производились в Тянь-Шаньской экспедиции ГАИШ). Для многих задач указанная точность является вполне достаточной. В частности, при фотографических наблюдениях, при которых точность индивидуальных измерений составляет как раз около 5%, по-видимому, можно пользоваться любым способом приближенного определения $p(\lambda)$.

В силу того, что средние кривые $p_{\text{ср}}(\lambda)$ для разных мест и разных сезонов, изображенные на рис. 1, идут почти параллельно, можно думать, что среднее соотношение светоослабляющих факторов является приблизительно постоянным. А это дает основание надеяться, что оценка точности приближенных методов определения $p(\lambda)$, сделанная по наблюдательным данным для Астрофизического института АН КазССР, будет справедлива и для других мест, по крайней мере расположенных достаточно высоко над уровнем моря ($H \geq 1400 \div 2000$ м).

ТАБЛИЦА 4

Оценка средних погрешностей, возникающих при использовании приближенных значений $p(\lambda)$ (%)

λ (Å)	Метод			1-й			2-й			3-й			1-й			2-й			3-й			
	1-й	2-й	3-й	1-й	2-й	3-й	1-й	2-й	3-й	1-й	2-й	3-й	1-й	2-й	3-й	1-й	2-й	3-й	1-й	2-й	3-й	
	z = 0°			z = 45°			z = 60°			z = 65°			z = 70°									
3300	6.3	4.5	3.9	8.9	6.4	5.5	12.6	9.0	7.8	14.9	10.6	9.3	18.4	13.2	11.5							
3400	2.0	3.1	2.6	2.8	4.4	3.6	4.0	6.2	5.1	4.7	7.3	6.1	5.8	9.1	7.5							
3500	—	2.0	1.5	—	2.8	2.2	—	4.0	3.1	—	4.7	3.6	—	5.8	4.5							
3600	0.8	1.7	1.5	1.1	2.4	2.1	1.6	3.4	3.0	1.9	4.0	3.5	2.3	5.0	4.4							
3700	1.1	1.3	1.3	1.6	1.8	1.8	2.2	2.6	2.5	2.6	3.1	3.0	3.2	3.8	3.7							
3800	1.3	1.1	1.3	1.8	1.6	1.9	2.6	2.2	2.6	3.1	2.6	3.1	3.8	3.2	3.8							
4000	1.4	0.7	1.3	2.0	1.0	1.8	2.8	1.4	2.5	3.3	1.7	3.0	4.1	2.0	3.7							
4200	1.3	—	1.1	1.8	—	1.6	2.6	—	2.2	3.1	—	2.6	3.8	—	3.3							
4500	1.4	0.7	1.0	2.0	1.0	1.4	2.8	1.4	2.0	3.3	1.7	2.4	4.1	2.0	3.0							
4700	1.5	1.1	1.2	2.1	1.6	1.7	3.0	2.2	2.4	3.5	2.6	2.8	4.4	3.2	3.5							
5000	1.1	1.1	1.0	1.6	1.6	1.5	2.2	2.2	2.1	2.6	2.6	2.5	3.2	3.2	3.1							
5500	—	1.3	1.0	—	1.8	1.4	—	2.6	2.0	—	3.1	2.3	—	3.8	2.9							
6000	0.7	1.6	1.4	1.0	2.3	2.0	1.4	3.2	2.9	1.7	3.8	3.4	2.0	4.7	4.2							

В заключение считаю своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность О. Б. Васильеву за ценные дискуссии.

Литература

1. Курс астрофизики и звездной астрономии. Под ред. А. А. Михайлова. ГИТТЛ, 1950.
2. И. А. Хвостиков. Физика озоносферы и ионосферы. Изд. АН СССР, 1963.
3. Г. П. Гушин. Исследование атмосферного озона. Гидрометеониздат, 1963.
4. Ю. С. Георгиевский. Спектральная прозрачность атмосферы в высокогорных условиях. В кн.: Проекторный луч в атмосфере. Изд. АН СССР, 1960.
5. Т. П. Торопова, Изв. Астрофиз. инст. АН КазССР, 6, 3, 1958, § 5.
6. А. В. Харитонов, Тр. Астрофиз. инст. АН КазССР, 3, 183, 1962.
7. А. В. Харитонов. Диссертация, ГАИШ, МГУ, 1963.
8. А. В. Харитонов и Н. Ф. Нелюбин, Тр. Астрофиз. инст. АН КазССР, 8, 73, 1967.
9. Е. А. Макарова, Тр. ГАИШ, 34, 36, 1966.
10. Э. А. Винокурова, Л. М. Гиндилис, А. А. Капусткина, В. Н. Кожухов, М. В. Попов, А. Ф. Осадчий, Тр. ГАИШ, 34, 20, 1966.
11. С. G. Abbot, Ann. Astrophys. Obs. Smithsonian Inst., 5, 165, 1905.
12. E. Pettit, Astrophys. J., 91, 159, 1940.
13. R. Stair, R. G. Johnston, T. C. Bagg, J. Res. Nat. Bur. Stand., 53, 2, 113, 1954.
14. О. Б. Васильев, В. Н. Фролов, Изв. ГАО в Пулковке, 24, 178, 207, 1965.
15. Е. А. Макарова, Н. И. Кожевников, Г. А. Порфирьева, Сообщения ГАИШ, 116, 25, 1961.
16. А. В. Харитонов, Изв. Астрофиз. инст. АН КазССР, 11, 54, 1961.
17. Н. Д. Калинин и А. В. Харитонов, Тр. Астрофиз. инст. АН КазССР, 8, 128, 1967.

Октябрь 1967 г.