

From the photovisual magnitudes secured and reduced graphically to the international system (fig. 4) and the Wallenquist photographic magnitudes, star colour indices have been deduced. They are used to study the light absorption in the mentioned direction.

Colour excess—distance curves for six separate regions (fig. 6—10) have been constructed.

The total area is divided into six regions nearly uniform in star distribution density (fig. 5).

The mean quadratic error of Catalogue value (m_{ps}) is equal to $\pm 0^m.06$.

January, 1954.

ОБ АТМОСФЕРНОЙ ЭКСТИНКЦИИ

М. В. ДОЛИДЗЕ

Для целей спектрофотометрии звезд в 1956 году мы определили спектральную прозрачность атмосферы на горе Канобили. Так как наблюдения охватывают год, то можно сделать, хотя и предварительные, но достаточно определенные заключения. Ниже мы приводим наши результаты. Они касаются закона изменения атмосферной экстинкции с длиной волны и дают некоторое представление о составе и свойствах частиц земной атмосферы, а также о сезонном изменении прозрачности на горе Канобили.

Интересующий нас участок спектра заключен в пределах $\lambda 4600$ — 3790 \AA . В многочисленных работах по атмосферной экстинкции указывается на наличие аномалии в ходе прозрачности в данном участке спектра [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8]. Обнаружено, что существует полоса ослабления, вызываемая избирательным ослаблением света аэрозолями [1, 2], следствием чего является тот факт, что прозрачность атмосферы не изменяется монотонно в зависимости от длины волны. Имеет место минимум, длина волны которого для данного места зависит от среднего размера и распределения по диаметрам частиц, вызывающих селективное ослабление света [1, 2]. При этом селективное поглощение могут вызывать как водяные, так и сухие аэрозоли [1, 9].

Наши данные позволяют установить наличие минимума в ходе прозрачности, определить длину волны минимума, проследить за его изменением по величине с течением времени и сопоставить результаты с метеорологическими данными, имеющимися в обсерватории. Качество и размеры аэрозолей, вместе с другими данными, характеризуют оптические свойства атмосферы. Последние могут быть исследованы также с помощью разделения оптической толщи атмосферы на составляющие. В настоящей работе сделана попытка проведения такого исследования.

Наблюдения производились на призменной камере с диаметром объектива 20 см, относительным отверстием 1:5 и преломляющим углом призмы $15^{\circ}.5$. Дисперсия равна 147 \AA на мм около H_{γ} . Употреблялись пластинки Агфа Астро панхроматические. Спектры обрабатывались на саморегистрирующем микрофотометре МФ-4. Всего обработано 8 серий наблюдений звезд $\beta \text{ Ari}$, $\gamma \text{ Gem}$, $\delta \text{ Cyg}$, $\alpha \text{ Peg}$ и $\alpha \text{ Ori}$. Коэффициенты прозрачности определены по способу Буге. Привлечены также данные о коэффициенте прозрачности (среднее по трем наблюдениям $\alpha \text{ Lyr}$, $\alpha \text{ Peg}$, $\gamma \text{ Gem}$), полученные осенью 1952—53 гг. на горе Канобили [5].

Определение спектральной прозрачности на горе Канобили производилось неоднократно [10, 11, 12]. Результаты этих определений мы здесь не будем рассматривать, так как в этих работах интересные нас участки спектра не исследованы детально.

С помощью коэффициентов прозрачности вычислены соответствующие оптические толщины атмосферы (τ_λ).

Таким образом, мы имеем значения для следующих почей: 1) 7—8.I. 1956 г., 2) 14—15.I. 1956 г., 3) 6—7.III. 1956 г., 4) 9—10.III. 1956 г., 5) 11—12.VIII. 1956 г., 6) 12—13.VIII. 1956 г., 7) 5—6.X. 1956 г., 8) 7—8.X. 1956 г., 9) 30—31.X. 1952 г., 4—5.XII. 1953 г., [5]. (таблица 1).

На рис. 1 приводятся значения P_λ для 11 длин волн в рассматриваемом участке спектра. Рассмотрение рисунка дает возможность сделать следующие заключения: 1) имеется нарушение монотонности хода: для $\lambda \lambda 0.385; 0.397; 0.431; 0.443; 0.450 \mu$ наблюдаются минимумы прозрачности. 2) Минимумы прозрачности с течением времени изменяются по величине.

Таблица I

№	№ серии	$\lambda \mu$								
		1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	460	0.230	0.299	0.448	0.191	0.186	0.391	0.389	0.198	0.362
2	450	0.207	0.354	0.460	0.198	0.184	0.398	0.320	0.234	0.378
3	443	0.258	0.364	0.416	0.184	0.186	0.384	0.332	0.290	0.350
4	431	0.322	0.384	0.434	0.216	0.230	0.380	0.373	0.285	0.350
5	423	0.354	0.396	0.384	0.239	0.246	0.398	0.373	0.299	0.356
6	413	0.398	0.440	0.410	0.242	0.276	0.426	0.400	0.327	0.382
7	403	0.470	0.484	0.497	0.295	0.305	0.461	0.463	0.380	0.437
8	397	0.508	0.515	0.550	0.315	0.378	0.468	0.525	0.405	0.446
9	391	0.446	0.495	0.527	0.350	0.449	0.518	0.655	0.416	0.479
10	385	0.403	0.455	0.475	0.407	0.575	0.595	0.715	0.524	0.529
11	379	0.426	0.475	0.479	0.419	0.553	0.664	0.748	0.571	0.594

В нашем случае оптическую толщину атмосферы можно представить в виде суммы:

$$\tau_\lambda = \tau_{\lambda R} + \tau_{\lambda t} + \tau_{\lambda w} + \tau_{\lambda x}, \quad (1)$$

где $\tau_{\lambda R}$ — релеевская составляющая оптической толщины, $\tau_{\lambda t}$ и $\tau_{\lambda w}$ — составляющие, обусловленные сухими аэрозолями и водяным паром (крупные частицы), $\tau_{\lambda x}$ — составляющая, обусловленная мелкими аэрозолями (радиус частицы порядка 1μ и меньше).

Вне минимумов для участка спектра $\lambda \lambda 4310—4030 \text{ \AA}$ $\tau_{\lambda x} = 0$, и мы можем определить значения $\tau_{\lambda t}$. Действительно, вычитая из наблюдаемых значений τ_λ , вычисленные по имеющимся данным $\tau_{\lambda R}$ и $\tau_{\lambda w}$, получаем $\tau_{\lambda t} = \tau_\lambda - \tau_{\lambda R} - \tau_{\lambda w}$. Экстраполируя значения $\tau_{\lambda t}$ для остального участка спектра, вычисляем $\tau'_\lambda = \tau_{\lambda R} + \tau_{\lambda w} + \tau_{\lambda t}$ и, окончательно, значения $\tau_{\lambda x} = \tau_\lambda - \tau'_\lambda$. Зависимость $\tau_{\lambda t}$ от λ показана на рис 2.

Данные вычислений приводятся в таблице II. $\tau_{\lambda R}$ вычислялась по формуле Релея:

$$\tau_{\lambda R} = \frac{32 \pi^3 (n-1)^2 H B}{3 N \lambda^4 B_0} = a \lambda^{-4}, \quad (2)$$

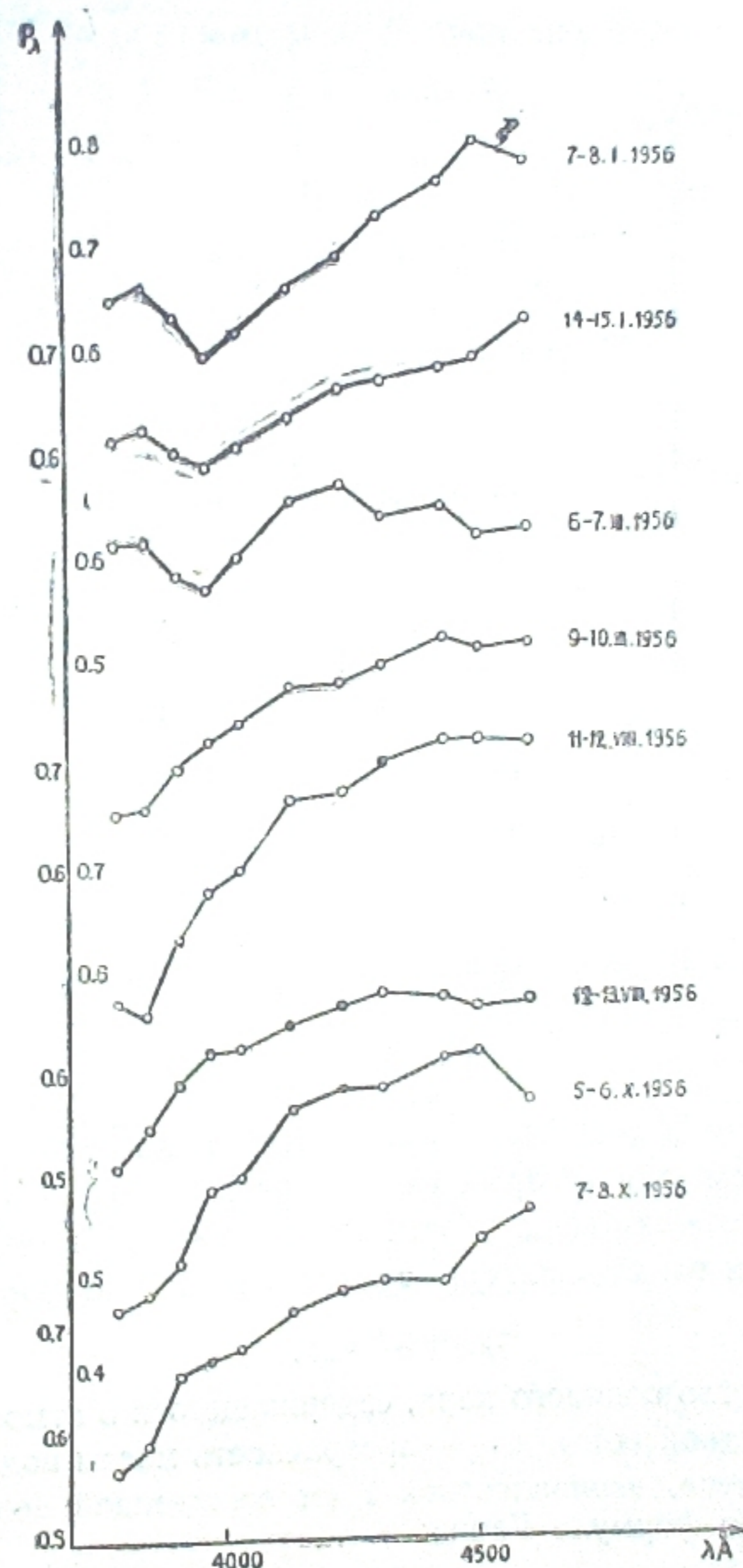


Рис. 1

где H — высота однородной атмосферы при 0°C и 760 мм ($H=8 \text{ км}$), B — давление в мм ртутного столба, B_0 — нормальное давление (760 мм), $n-1=0.0002918$ ($\lambda = 5893 \text{ \AA}$, 0°C , 760 мм), N — число молекул в см^3 атмосферы. При вычислении a мы бра-

ли значение $N = 2.495 \times 10^{19}$, выведенное нами на основании данных о значениях коэффициентов прозрачности, полученных Абботом для Маунт Вильсон [14] по формуле:

$$N = \frac{32 \pi^3 (n-1)^2 NB}{3 \alpha V_0} \quad (3)$$

где α — угловой коэффициент прямой зависимости τ_λ от $\lambda^{-4} \times 10^{18}$.

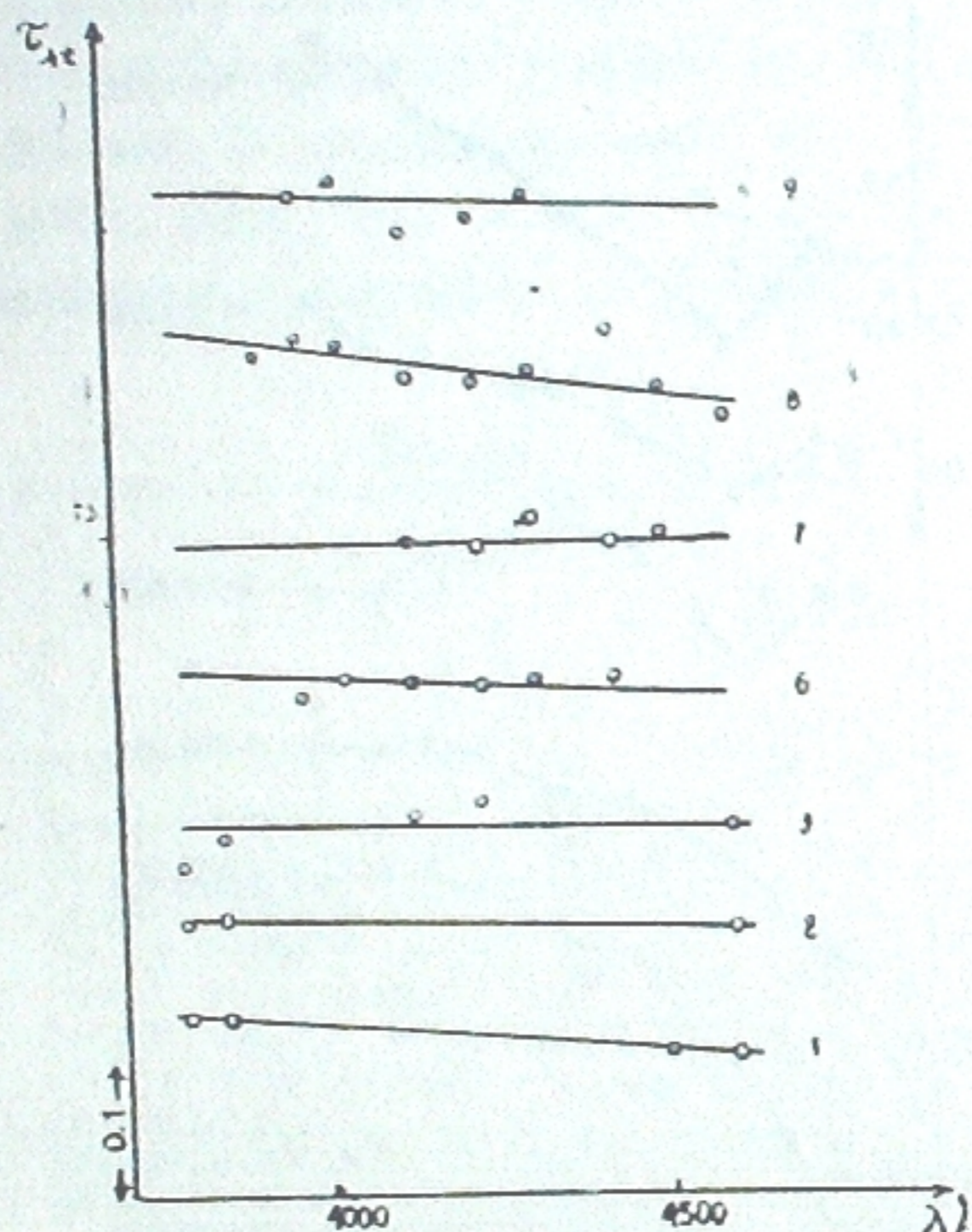


Рис. 2

Значения α и N были также вычислены и по нашим наблюдениям по тем же точкам, для которых были вычислены $\tau_{\lambda i}$, но ввиду малой точности этих величин (из-за узости спектрального участка) они не использовались при вычислении $\tau_{\lambda R}$. $\tau_{\lambda w}$ вычислялась по формуле:

$$\tau_{\lambda w} = w \ln \alpha_{w\lambda} \quad (4)$$

где w — количество водяного пара, содержащегося в атмосфере, в сантиметрах осажденной воды, $\alpha_{w\lambda}$ — прозрачность массы водяного пара на пути светового луча, эквивалентной 1 см осажденной воды. Значения w вычислялись по формуле Ганна:

$$w = 2.3 e_w \cdot 10^{-\frac{h}{22000}} \quad (5)$$

где e_w — упругость водяного пара, а h — высота над уровнем моря в метрах. В нашем случае $h = 1700$ м и

$$w_{см} = 0.145 e_w \text{ мб} \quad (6)$$

$\alpha_{w\lambda}$ — мы брали по данным Фоуля [15].

Вычислить количество водяного пара w более точно в настоящее время мы не имеем возможности.

Так как для 4) и 5) серий наблюдений $\tau_\lambda \approx \tau_{\lambda R}$, то пришлось допустить, что $\tau_{\lambda w} = 0$ (таблица II), хотя $e_w \neq 0$.

Таблица II

№	$\tau_{\lambda''}$	$\tau_{\lambda R}$	$\frac{\tau_{\lambda R}}{\tau_{\lambda''}} \%$	$\tau_{\lambda w}$	$\frac{\tau_{\lambda w}}{\tau_{\lambda''}} \%$	$\tau_{\lambda i}$	$\frac{\tau_{\lambda i}}{\tau_{\lambda''}} \%$	$\tau_{\lambda x}$	$\frac{\tau_{\lambda x}}{\tau_{\lambda''}} \%$
1									
1	0.230	0.166	72.2	0.022	9.6	0.000	0.0	0.042	18.3
2	.209	.182	87.1	.023	11.0	.004	1.9	.000	00.0
3	.258	.196	76.0	.023	8.9	.007	2.7	.032	12.4
4	.322	.217	67.4	.025	7.8	.012	3.7	.068	21.1
5	.354	.231	65.3	.026	7.4	.015	4.2	.082	23.1
6	.399	.257	64.4	.027	6.8	.019	4.8	.096	24.0
7	.470	.284	60.4	.029	6.2	.023	4.9	.134	28.5
8	.508	.302	59.5	.029	5.7	.024	4.7	.153	30.1
9	.446	.322	72.3	.031	7.0	.026	5.8	.067	15.0
10	.403	.342	84.9	.032	7.9	.028	6.9	.001	00.3
11	.428	.365	85.3	.033	7.7	.030	7.0	.000	00.0
2									
1	0.299	0.164	54.9	0.012	4.0	0.088	29.4	0.035	11.7
2	.354	.180	50.8	.013	3.7	.090	25.4	.071	20.1
3	.364	.193	53.0	.013	3.6	.090	24.7	.068	18.7
4	.384	.214	55.7	.014	3.7	.093	24.2	.063	16.4
5	.396	.230	58.1	.015	3.8	.094	23.7	.057	14.4
6	.440	.254	57.8	.016	3.6	.095	21.6	.075	17.0
7	.484	.280	57.9	.017	3.5	.096	19.8	.091	18.8
8	.515	.298	57.9	.017	3.3	.097	18.8	.103	20.0
9	.495	.318	64.3	.018	3.6	.098	19.8	.061	12.3
10	.455	.338	74.4	.018	3.9	.099	21.7	.000	00.0
11	.477	.359	75.4	.019	4.0	.099	20.6	.000	00.0
3									
1	0.447	0.162	36.2	0.024	5.4	0.108	24.2	0.153	34.2
2	.460	.177	38.5	.026	5.6	.110	23.9	.147	32.0
3	.417	.191	45.8	.026	6.2	.110	26.4	.090	21.6
4	.434	.212	48.8	.028	6.4	.110	25.4	.084	19.4
5	.384	.226	58.8	.029	7.6	.111	28.9	.018	4.7
6	.410	.250	61.0	.041	10.0	.112	27.3	.007	1.7
7	.497	.276	55.5	.033	6.6	.113	22.8	.075	15.1
8	.549	.294	53.5	.033	6.1	.114	20.8	.108	19.7
9	.525	.314	59.8	.035	6.7	.114	21.7	.062	11.8
10	.484	.334	69.0	.036	7.4	.114	23.6	.000	00.0
11	.507	.354	69.8	.038	7.5	.115	22.7	.000	00.0
4									
1	0.189	0.164	86.8					0.025	13.2
2	.197	.180	91.4					.017	8.6
3	.196	.193	98.5					.003	1.5
4	.214	.214	100.0					.000	0.0
5	.230	.230	100.0					.000	0.0
6	.254	.254	100.0					.000	0.0
7	.288	.280	97.0					.008	2.8
8	.315	.298	94.6					.017	5.4
9	.352	.318	90.4					.034	9.7
10	.404	.338	83.5					.067	16.6
11	.417	.359	86.2					.058	13.8

№	$\tau_{\lambda''}$	$\tau_{\lambda R}$	$\frac{\tau_{\lambda R}}{\tau_{\lambda''}}\%$	$\tau_{\lambda w}$	$\frac{\tau_{\lambda w}}{\tau_{\lambda''}}\%$	$\tau_{\lambda l}$	$\frac{\tau_{\lambda l}}{\tau_{\lambda''}}\%$	$\tau_{\lambda x}$	$\frac{\tau_{\lambda x}}{\tau_{\lambda''}}\%$
5									
1	0.164	0.164	100.0					0.000	0.0
2	.180	.180	100.0					.000	0.0
3	.193	.193	100.0					.000	0.0
4	.214	.214	100.0					.000	0.0
5	.230	.230	100.0					.000	0.0
6	.254	.254	100.0					.025	8.2
7	.305	.280	91.8					.068	18.6
8	.366	.298	81.4					.130	29.0
9	.448	.318	71.0					.235	41.0
10	.573	.338	59.1					.195	35.2
11	.554	.359	64.8						
6									
1	0.390	0.164	42.1	0.046	11.8	0.105	26.9	0.075	19.2
2	.398	.180	45.3	.048	12.1	.108	27.1	.062	15.6
3	.382	.193	50.5	.049	12.8	.110	28.8	.030	7.9
4	.381	.214	56.2	.053	13.9	.114	29.9	.000	0.0
5	.400	.230	57.5	.055	13.7	.115	28.8	.000	0.0
6	.429	.254	59.2	.058	13.5	.117	27.3	.000	0.0
7	.461	.280	60.8	.061	13.2	.120	26.0	.000	0.0
8	.483	.298	61.8	.063	13.0	.122	25.2	.000	0.0
9	.520	.318	61.2	.066	12.7	.124	23.8	.012	2.3
10	.593	.338	57.1	.067	11.3	.125	21.1	.063	10.5
11	.663	.359	54.2	.071	10.7	.126	19.0	.107	16.3
7									
1	0.389	0.164	42.2	0.025	6.4	0.113	29.0	0.087	22.4
2	.320	.180	56.3	.026	8.1	.114	35.6	.000	0.0
3	.334	.193	57.8	.027	8.0	.114	34.2	.000	0.0
4	.373	.214	57.4	.029	7.8	.115	30.8	.015	4.0
5	.375	.230	61.4	.030	8.0	.115	30.6	.000	0.0
6	.400	.254	63.5	.031	7.8	.115	28.8	.000	0.0
7	.458	.280	61.1	.033	7.2	.115	25.1	.030	6.6
8	.538	.298	55.4	.034	6.3	.116	21.6	.090	16.8
9	.655	.318	48.6	.036	5.5	.116	17.7	.185	28.2
10	.717	.338	47.2	.037	5.1	.116	16.2	.226	31.5
11	.748	.359	48.0	.038	5.1	.117	15.6	.234	31.3
8									
1	0.206	0.164	79.6	0.032	15.5	0.010	4.9	0.000	0.0
2	.232	.180	77.5	.034	14.7	.018	7.8	.000	0.0
3	.290	.193	66.6	.034	11.7	.024	8.3	.039	13.4
4	.283	.214	75.6	.037	13.1	.032	11.3	.000	0.0
5	.307	.230	75.0	.039	12.7	.038	12.3	.000	0.0
6	.335	.254	75.8	.040	11.9	.041	12.2	.000	0.0
7	.376	.280	74.5	.043	11.4	.053	14.1	.000	0.0
8	.402	.298	74.2	.044	10.9	.057	14.2	.003	0.7
9	.442	.318	72.0	.046	10.4	.062	14.0	.016	3.6
10	.524	.338	64.5	.047	9.0	.065	12.4	.074	14.1
11	.571	.359	62.9	.050	8.8	.070	12.3	.092	16.1
9									
1	0.362	0.164	45.4	0.024	6.6	0.096	26.5	0.078	21.5
2	.378	.180	47.6	.026	6.9	.099	26.2	.073	19.3
3	.350	.193	55.2	.026	7.4	.101	26.8	.030	8.6
4	.347	.214	61.7	.028	8.1	.105	30.2	.000	0.0
5	.366	.230	62.8	.029	7.9	.107	29.3	.000	0.0
6	.405	.254	62.7	.041	10.1	.110	27.2	.000	0.0
7	.426	.280	65.8	.033	7.7	.113	26.6	.000	0.0
8	.446	.298	66.8	.033	7.4	.115	25.8	.000	0.0
9	.479	.318	66.4	.035	7.3	.116	24.2	.010	2.1
10	.529	.338	63.3	.036	6.8	.118	22.3	.037	7.0
11	.594	.359	60.4	.038	6.4	.120	20.2	.077	13.0

Таким образом, имея значения τ_{λ} , $\tau_{\lambda R}$, $\tau_{\lambda w}$, $\tau_{\lambda l}$ (таблица II), вычисляем $\tau_{\lambda x} = \tau_{\lambda} - \tau_{\lambda R} - \tau_{\lambda w} - \tau_{\lambda l}$.

Зависимость $\tau_{\lambda x}$ от λ показана на рис. 3. Данные вычислений приводятся в таблице II.

Суммируя сглаженные значения $\tau_{\lambda R}$, $\tau_{\lambda w}$, $\tau_{\lambda l}$ и $\tau_{\lambda x}$, получаем τ''_{λ} , отличающееся от τ_{λ} в среднем на 6%.

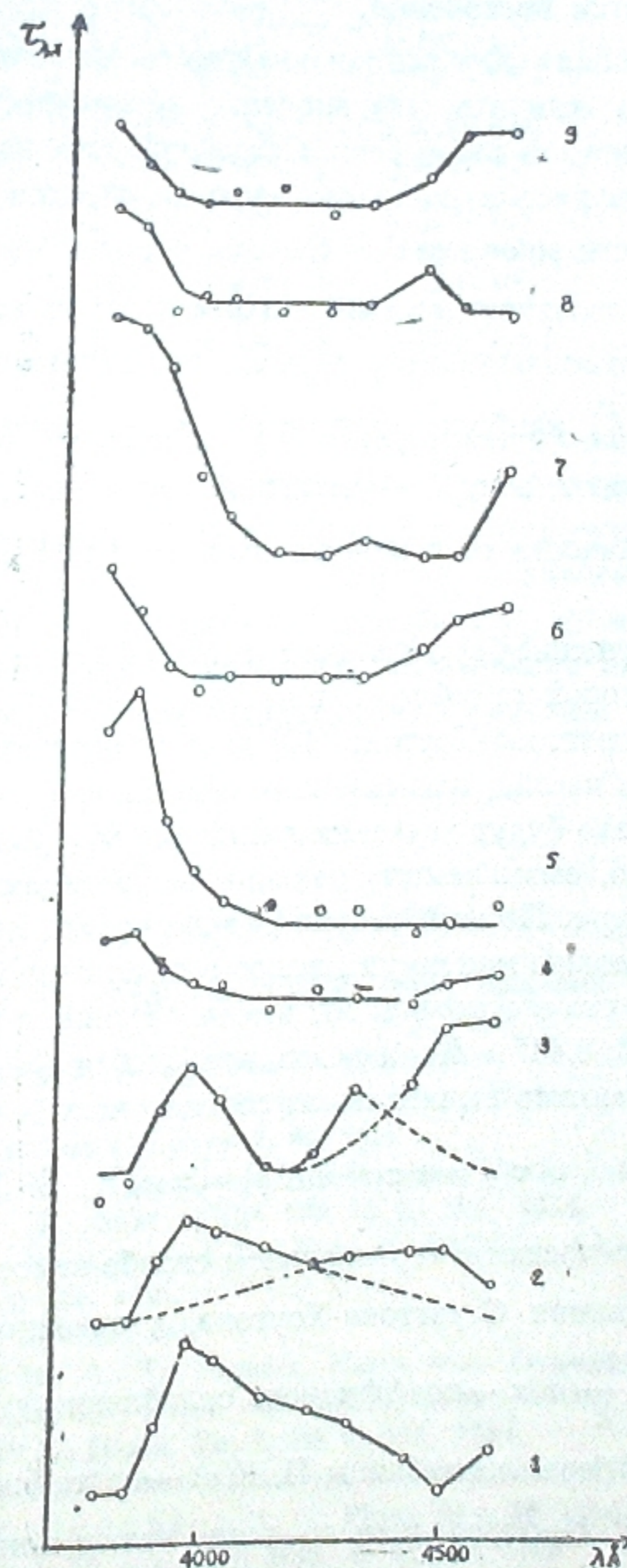


Рис. 3

Принимая отклонения τ_λ от τ''_λ за ошибки определения, вычислим для каждой ночи отношения $\frac{\tau_{\lambda R}}{\tau_{\lambda''}}, \frac{\tau_{\lambda W}}{\tau_{\lambda''}}, \frac{\tau_{\lambda I}}{\tau_{\lambda''}}$ и $\frac{\tau_{\lambda X}}{\tau_{\lambda''}}$ (таблица II). Рас-

смотрение таблицы II показывает, что в атмосфере оптические толщи по составляющим распределяются так, что наибольшее значение приходится на $\tau_{\lambda R}$, затем на $\tau_{\lambda I}$ и $\tau_{\lambda W}$ (7.I.1956 г. $\tau_{\lambda W} > \tau_{\lambda I}$). $\tau_{\lambda X}$ для данной длины волны λ не остается постоянной.

На горе Канобили абсолютная влажность изменяется в зависимости от сезона. Можно ожидать, что значение прозрачности будет зависеть от значения абсолютной влажности. Сравнение этих величин показывает, что для всех точек рассматриваемого участка спектра с увеличением абсолютной влажности значение $\tau'_\lambda = \tau_{\lambda R} + \tau_{\lambda W} + \tau_{\lambda I}$ увеличивается. Это означает увеличение прозрачности зимой и уменьшение ее летом. Что касается значения составляющих $\tau_{\lambda R}$, $\tau_{\lambda W}$ и $\tau_{\lambda I}$, то оказывается, что $\tau_{\lambda R}$ (например для λ 3790 Å) наибольшее значение имеет зимой, а наименьшее — летом; $\tau_{\lambda W}$ — наоборот, а $\tau_{\lambda I}$ — увеличивается весной. Определенной зависимости прозрачности от величины относительной влажности не обнаружено.

Примем допущение [4] о наличии в атмосфере смеси частиц разных диаметров, в которой преобладают частицы двух, трех и даже четырех сортов. Теория Стрэттона-Хоутона [13] дает возможность вычислить размер и количество частиц, вызывающих селективное ослабление света. В нашем случае это будут значения r и n , для которых ослабление света равно ослаблению, вызываемому реальными частицами в рассматриваемом участке спектра. По этой теории радиус частиц приблизительно совпадает с длиной волны максимума полосы поглощения и мы должны допустить (рис. 1), что в основном мы имели частицы с радиусами $\lambda\lambda$ 0.385; 0.397; 0.431; 0.443; 0.445 μ . Количество этих частиц (n), для каждого сорта с радиусом r , можно вычислить из соотношения

$$\tau_{\lambda X} = 2 \pi r^2 n K(\rho) = \kappa n, \quad (7)$$

где n — количество частиц в вертикальном столбе атмосферы с единичным сечением, K — функция Стрэттона-Хоутона, уточненная Хоутоном и Чоккером [16], $\rho = \frac{2\pi r}{\lambda}$ и κ — коэффициент ослабления, рассчитанный на одну частицу. $\tau_{\lambda X}$ — берем из таблицы II, $K(\rho)$ — из таблицы Хоутона и Чоккера [16, стр. 956], r — определяем по длине волны максимума полосы поглощения $\tau_{\lambda X}$.

Для r и n получаем следующие значения (таблица III)

Таблица III

Серия	$r \mu$	n
1	0.398	3.93×10^5
2	0.397 0.450	2.65×10^5 1.42×10^5
3	0.397 0.431 0.450	2.78×10^5 1.83×10^5 3.05×10^5
4	0.385 0.450	1.83×10^5 3.60×10^5
5	0.385	6.44×10^5
6	0.450	1.24×10^5
7	0.431	3.27×10^5
8	0.443	8.05×10^4
9	0.450	1.46×10^5

Рассмотрение этой таблицы показывает, что наибольшее селективное поглощение частиц радиусом 0.385 μ приходится на лето, радиусом 0.397 μ — на зиму, а радиусом 0.431 μ , 0.443 μ , и 0.450 μ — на весну. Возможно, что весной, когда значение $\tau_{\lambda I}$ наибольшее, и значение относительной влажности наименьшее, селективное ослабление, кроме водяных аэрозолей, вызывают также сухие аэрозоли. Дальнейшие наблюдения и сравнение их результатов с метеорологическими данными уточнят сделанные нами выводы.

Октябрь, 1956.

ЛИТЕРАТУРА

1. Родионов С. Ф., Изв. АН СССР, серия географич. и геофиз. № 4, 135, 1942.
2. Vassy A., Vassy E., J. de Phys. 10, 459, 1939.
3. Соколова В. С., Вестник АН Казахск. ССР, № 8, 1948.
4. Dessens H. Ann. de Géophys. 2, 68, 1946.
5. Быстрова Н. В., Кандидатская диссертация, Ленинград, 1955.
6. Торопова Т. П., ДАН СССР, 109, № 2, 295, 1956.
7. Kitamura M., Nakamura Ts., Ann. of the Tokyo Obs. II series 4, № 3, 179, 1956.
8. Wempe J., AN 275, 1, 1, 1947.
9. Безверхний Ш. А., Тр. Казахск. Научн.-иссл. Гидромет. инст., вып. 2, 1954.
10. Каландадзе Н. Б., Бюлл. Абастум. астрофиз. обсерв., № 10, 107, 1949.
11. Болокадзе Р. Д., Перем. Зв. 9, № 6, 381, 1954.
12. Каландадзе Н. Б., Бюлл. Абастум. астрофиз. обсерв. № 22, 1958.
13. Stratton J. A., Houghton H. G., Phys. Rev. 38, 159, 1931.
14. Abbot C., Aph. J. 34, 203, 1911; Hdb. d. Aph. 2, 1929.
15. Schoenberg E., Hdb. d. Aph. 2, 1929.
16. Houghton H. G., Chalker W. R., JOSA 39, 955, 1949.

ON THE ATMOSPHERIC EXTINCTION

M. B. DOLIDZE

(Summary)

With the aim of star spectrophotometry, the spectral transparency of the atmosphere on Mt. Kanobili has been determined in 1956.

The obtained material helps to involve some preliminary conclusions concerning the law of the extinction variation with the wave length, and the composition and properties of the air particles and transparency seasonal variations on Mt. Kanobili, as well.

Observations were made using 20 cm. camera with 15°5 objective prism.

The spectral region under investigation is λλ 4600—3790 Å.

8 observational series for the stars β Ari, γ Gem, δ Cyg, α Peg and α Oph are worked out.

Transparency coefficients are determined by Bouger method. Using them, corresponding optical thicknesses of the atmosphere τλ for 11 wave length values are calculated (table I, fig. 1).

The examination of the fig. 1 shows a break in the monotonous path: transparency minima varying in magnitude with time are observed. From the available formulae and with meteorological data obtained at the Observatory, the atmosphere optical thickness components (table II) τλR, τλt, τλw and τλx are estimated, they are conditioned respectively: by Rayleigh scattering, dry aerosols, water vapour and small aerosols (particle radius about 1μ and less). The τλx dependence upon λ is shown on fig. 4. Summing the smoothed values of components τλ we obtain τλ' differing from τλ by 6 per cent in average.

Table II gives the ratios τλR/τλ'', τλw/τλ'', τλt/τλ'' and τλx/τλ''.

Conclusions are made on the base of Table II data on the dependence of Mt. Kanobili observational conditions upon the season and dimensions and composition of the aerosols.

Oktober, 1956.

აბასთუმნის ობსერვატორიის სპექტროფელიოსკოპურ დაკვირვებათა დამუშავების შედეგების შესახებ

თ. რაზმაძე

წინამდებარე სამუშაო წარმოადგენს ციკლიურობისა და განედების განაწილების კანონების მიხედვით მზის აქტივობის მახასიათებელთა მიმოხილვას აბასთუმნის ასტროფიზიკურ ობსერვატორიაში 1940—1951 წლებში წარმოებულ სპექტროპელიოსკოპური დაკვირვებითი მასალის საფუძველზე.

სამუშაოს მიზანს წარმოადგენს, გამოკვეთილი იქნეს, თუ როგორ, რა სისრულით გამოიხატება ზემოხსენებული კანონები განსახილველი ციკლის ნაწილის განმავლობაში აბასთუმნის ობსერვატორიის დაკვირვებითი მასალის მიხედვით. ამრიგად, უნდა ვაჩვენოთ, თუ რამდენად რეპრეზენტატულია აღნიშნული მასალა.

განსახილველი პერიოდის განმავლობაში (1940—1951 წწ.) დაკვირვებებში მონაწილეობასღებულობდნენ: შ. ჩხაიძე, ნ. გიორგობიანი, დ. ხითარიშვილი, თ. კოჭლაშვილი, ა. ტორონჯაძე და თ. რაზმაძე. მასალა 1950 წლის ჩათვლით გამოქვეყნებულია აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენებში [1].

როგორც ცნობილია, სპექტროპელიოსკოპით დაკვირვებები ხდება მზის ქრომოსფეროს დეტალებზე: ფლოკულებზე, პროტუბერანცებზე, ბოჭკოებზე. ობსერვატორიის ბიულეტენებში გამოქვეყნებულია მონაცემები ქრომოსფერული წარმონაქმნების შესახებ, რაც საჭიროა მათი სტატისტიკისათვის.

აბასთუმნის ასტროფიზიკურ ობსერვატორიაში სპექტროპელიოსკოპური დაკვირვებები დაიწყო 1937 წლის სექტემბრიდან; პირველი დაკვირვებები, ცხადია, იყო საცდელი და არასისტემატურ ხასიათს ატარებდა. პროგრამული დაკვირვებები დაიწყო გაცილებით უფრო გვიან, ამიტომ ზემოაღნიშნული მიზნისათვის სასესიით ვარგისი მასალა შეიძლება იკავშირდებოდეს 1940 წლიდან. 1938—1939 წლების დაკვირვებების შედარებით დაბალი ხარისხის მიზეზად უნდა ჩაითვალოს, აგრეთვე, შემთხვევითი დამკვირვებლების ხშირი ცვლა, რასაც ადგილი ჰქონდა გამართლებული მიზეზების გამო. ამ მიზეზებით უნდა აიხსნას ისიც, რომ 1938—1939 წლებში მეტად დაბალი და ქვემარტივებს აშკარად დაშორებული მნიშვნელობა მიიღება ფლოკულებისა და პროტუბერანცების წლიური საშუალო ფართობისათვის. რაც შეეხება დანარჩენი წლების დაკვირვებებს, ისინი, როგორც ქვემოთ დავინახავთ, სრულიად დამაკმაყოფილებელ შედეგებს იძლევიან, როგორც ფლოკულების, ისე ბოჭკოებისა და პროტუბერანცებისთვის.

ჩვენი მასალა დამუშავებული იქნა მზის როგორც ცალ-ცალკე ნახევარსფეროებისთვის, ისე ერთად.

ზემოაღნიშნული კანონები განხილული იქნა ინტენსიური (I=3,4,5) ფლოკულებისა და ბოჭკოებისათვის, რადგან, როგორც ვიცით [2], ინტენსიური წარმონაქმნები ზუსტად იმეორებენ ისეთსავე ცვლილებებსა და კანონზომიერებას, როგორსაც ყველა ერთად—სუსტი და ძლიერი—წარმონაქმნები. ამას გარდა, ბოჭკოები და პროტუბერანცები დანაწილებული იქნა მაღალ და დაბალგანედებიანად და მათთვისაც ცალ-ცალკე განხილული იქნა ციკლიურობისა და განედების მიხედვით განაწილების კანონები.