1938

h72

52(05)
128

სსრკ მეცნიერებათა აკადემია — საქართველოს ფილიალი
АКАДЕМИЯ НАУК СССР — ГРУЗИНСКИЙ ФИЛИАЛ
THE ACADEMY OF SCIENCES OF THE USSR — GEORGIAN BRANCH

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორია
მთა ყანობილი

ბიულეტენი

АБАСТУМАНСКАЯ АСТРОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ
ГОРА КАНОБИЛИ

БЮЛЛЕТЕНЬ

ABASTUMANI ASTROPHYSICAL OBSERVATORY
MOUNT KANOBILI

BULLETIN

2

1938

სსრკ მეცნიერებათა აკადემიის საქართველოს ფილიალის გამომცემლობა

Тбилиси — თბილისი — Tbilisi

დაიბეჭდა სსრკ მეცნიერებათა აკადემიის
საქართველოს ფილიალის განკარგულებით

თავმჯდომარე
პროფ. ნ. მუსხელიშვილი

Напечатано по распоряжению Грузинского Филиала Академии Наук СССР

Председатель
Проф. Н. И. Мусхелишвили

პ. შგ. რედაქტორი დოც. ე. ხარაძე
Отв. редактор Доц. Е. К. Харадзе

ტექნიკური რედაქტორი ს. კაბაჩკოვი.

გადაცემულია ასაწყობად 11.1.1938 წ. ხელმოწერილია დასაბეჭდად 28.2.1938 წ.
ქაღალდის ფორმატი 72×105 სმ. $10^1/_2$ საბეჭდი თაბახი. სასტ. ნიშ. 52.000.
მთავლიტი ბ-61. შეკვეთა № 11. ტირაჟი 700.
სსრკ მეცნიერებათა აკადემიის საქართველოს ფილიალის სტამბა. ტფილისი, წერეთლის ქ. 7

შინაარსი СОДЕРЖАНИЕ CONTENTS

1. UX Eridani. Photographic Light-Curve and Elements. V. M. Bodokia. 1
UX Eridani. ფოტოგრაფიული სიკაშკაშის მრუდი და ელემენტები. ვ. ბოდოკია (რეზუმე) 5
2. RZ Comae Berenices. Photographic Light-Curve and Elements. V. M. Bodokia. . 7
RZ Comae Berenices. ფოტოგრაფიული სიკაშკაშის მრუდი და ელემენტები. ვ. ბოდოკია (რეზუმე) 10
3. AH Aurigae. Photographic Light-Curve and Elements. V. M. Bodokia. 11
AH Aurigae. ფოტოგრაფიული სიკაშკაშის მრუდი და ელემენტები. ვ. ბოდოკია. (რეზუმე) 14
4. SS Comae Berenices. Photographic Light-Curve and Elements. V. M. Bodokia. . 15
SS Comae Berenices. ფოტოგრაფიული სიკაშკაშის მრუდი და ელემენტები. ვ. ბოდოკია (რეზუმე) 19
5. UW Aquarii. V. M. Bodokia. 21
UW Aquarii. ვ. ბოდოკია (რეზუმე) 23
6. Фотоэлектрические наблюдения P Cygni в 1936 и 1937 г.г. В. Б. Никонов. 25
Photoelectric Observation of P Cygni in 1936 and 1937. V. B. Nikonov (Summary). 27
7. Фотоэлектрические наблюдения затменной переменной λ Tauri. В. Б. Никонов. 29
Photoelectric Observation of λ Tauri. V. B. Nikonov (Summary) 35
8. Problem of Diffuse Nebulae and Cosmic Absorption. V. A. Ambarzumian and Sh. G. Gordeladse. 37
დიფუზურ ნისლოვანედთა და კოსმიური შთანთქმის პრობლემა. ვ. ამბარცუმიანი და შ. გორდელაძე (რეზუმე) 53
9. ახალ ვარსკვლავთა ტემპერატურის შესახებ ანთების საბოლოო ფაზაში. შ. გორდელაძე 63
On the Temperature of Novae in the Final Phase of Outburst. Sh. G. Gordeladse (Summary). 93
10. ახალ ვარსკვლავთა ანთების ენერგია. შ. გორდელაძე. 99
On the Amount of Energy Liberated during the Outburst of Nova. Sh. G. Gordeladse (Summary). 107
11. The Distribution of A, F and G Type Stars in the Direction Perpendicular to the Galactic Plane and in the Plane of Symmetry. M. A. Vashakidse. . . . 109
A, F და G ტიპის ვარსკვლავთა განაწილება გალაქტიკის სიბრტყის მართობულად და სიმეტრიის სიბრტყეში. მ. ვაშაკიძე (რეზუმე). 127
12. Исследование сферической аберрации и астигматизма 8″ объективов камер 16″ рефрактора Абастуманской Обсерватории. Е. К. Харадзе и М. А. Вашакидзе. 131
An Investigation of Spherical Aberration and Astigmatism of 8″ Object Lenses of Cameras of 16″ Refractor of the Abastumani Observatory. E. K. Kharadse and M. A. Vashakidse (Summary). 144

13. შხის რადიაცია და ატმოსფეროს გამჭვირვალობა აბასთუმანში. შ. ჩხაიძე 147
Solar Radiation and the Transparency of the Atmosphere at Abastumani. Sh. M. Chkhaidse (Summary) 150
14. A Brief Report on the Activity of the Abastumani Astrophysical Observatory on Mount Kanobili in the years 1932—1937. 151
15. ვარლამ მიხეილის-ძე ბოდოკია ნეკროლოგი 159
Варлам Михайлович Бодокия Некролог. 161
16. ქრონიკა. 163
Хроника 163

ᲐᲑᲐᲡᲗᲣᲛᲜᲘᲡ ᲐᲡᲢᲠᲝᲤᲘᲖᲘᲙᲣᲠᲘ ᲝᲑᲡᲔᲠᲕᲐᲢᲝᲠᲘᲘᲡ ᲑᲘᲣᲚᲔᲢᲔᲜᲘ № 2. 1938
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 2. 1938
BULLETIN OF THE ABASTUMANI ASTROPHYSICAL OBSERVATORY No. 2. 1938

UX ERIDANI*
PHOTOGRAPHIC LIGHT-CURVE AND ELEMENTS

V. M. BODOKIA

The variability of UX Eridani was first discovered in 1931 on Sonnenberg plates by C. Hoffmeister[1] and the star was recognized as a short-period eclipsing binary.

This was confirmed by V. Zessewitsch[2], who defined it as a W Ursae Majoris type eclipsing variable and found that its period equals $0^d.44$.

Later on he determined the following elements of the light-curve[3]:

$$\text{Min} = 2427425.291 + 0^d.445276 \cdot E.$$

The author estimated the light of the variable from 34 plates obtained with the 13-inch reflector of Abastumani Observatory during December 1935. The photographs were taken on Fulgur plates (emulsion 60187) using the usual method[4], the length of exposures being 4 minutes. The total number of observations was 323.

The magnitudes of the comparison stars are derived from a comparison with KSA26[5]. The following Table contains the magnitudes of the comparison stars used.

TABLE I ცხრილი

Star		Mg	P. E.
a) Anonyma	$\alpha_{1855} = 3^h 03^m 33^s$, $\delta_{1855} = -7^\circ 14'.6$	$10^m.22$	±0.000
b) Anonyma	$\alpha_{1855} = 3^h 04^m 44^s$, $\delta_{1855} = -7^\circ 03'.2$	10.06	±0.057

* In the present issue of the Bulletin we publish the results of investigations of the four stars included in the program of photographic observations of eclipsing variable stars of the W Ursae Majoris type.

About this program and the methods of investigation used see „Introductory remarks" in the Bulletin of the Abastumani Observatory No. 1, p. 9, 1937.

The Editor.

Star	Mg	P. E.
c) Anonyma $\alpha_{1855}=3^h02^m47^s$, $\delta_{1855}=-7°28'.7$	$11^m.77$	$\pm0^m.005$
d) Anonyma $\alpha_{1855}=3^h02^m45^s$, $\delta_{1855}=-7°04'.3$	11.33	±0.019

The distribution of comparison stars after brightness is not regular, because in the proximity of the variable there was not a single suitable comparison star in the interval from $10^m.22$ to $11^m.33$.

Table II contains the estimates of brightness, the first column giving the Julian Dates expressed in heliocentric Greenwich Mean Time (reckoned from the noon), the second one — the magnitudes[6].

TABLE II ϑϐϐϒϒ0

J. D.⊙	Ph. Mg.	J. D.⊙	Ph. Mg.	J. D.⊙	Ph. Mg.
	m		m		m
2428157.196	10.55	2428159.178	10.63	2428161.357	11.30
200	10.66	183	10.79	360	11.14
204	10.56	187	10.91	365	10.99
208	10.67	2428159.195	10.68	368	11.06
212	10.71	204	10.78	372	10.98
216	10.51	210	10.56	377	11.13
236	10.59	213	10.70	381	11.03
240	10.59	217	10.80	384	11.00
248	10 52	220	10.51	388	10.97
251	10.71	224	10.79	391	10.96
257	10.71	2428161.162	10.91	394	10.89
264	10.88	165	10.86	2428162.185	10.67
276	10.72	169	10.79	189	10.61
279	10.89	172	10.78	193	10.71
282	11.01	176	10.88	206	10.89
284	11.02	179	10 79	209	10.72
286	11.22	183	10.64	212	10.91
289	11.11	186	10.87	215	10.91
292	11.05	189	10.65	221	11.08
309	11.06	192	10.71	238	11.19
312	11.09	195	10.65	246	11.15
315	11.05	199	10.71	250	10.97
317	11.33	206	10.79	254	10.87
322	11.49	231	10.76	259	11.13
325	11.31	252	10.80	263	11.10
328	11.36	261	10.74	266	10.93
339	11.26	264	10.76	271	10.97
342	11.34	267	10.86	274	10.97
345	11.14	270	10.79	277	10.88
348	11.12	273	10.84	280	10.75
351	11.19	277	10.79	283	10.81
354	11.05	281	10.75	286	10.89
357	11.05	285	10.83	294	10.57
376	10.55	289	10.91	298	10.69
379	10.63	296	10.95	302	10.39
384	10.83	299	11.01	306	10.73
392	10.80	352	11.36	309	10.71

TABLE II ϑϐϐϒϒ0

J. D.⊙	Ph. Mg.	J. D.⊙	Ph. Mg.	J. D.⊙	Ph. Mg.
	m		m		m
2428162.313	10.77	2428164.213	10.96	2428167.242	10.61
318	10.74	217	11.01	246	10.82
321	10.61	222	11.10	250	10.71
325	10.71	225	11.17	252	10.71
328	10.76	230	11.21	257	10.75
332	10.81	233	11.31	260	10.58
335	10.59	237	11.16	263	10.62
342	10.75	240	11.15	267	10.70
346	10.78	243	11.17	271	10 65
349	10.81	246	11.16	274	10.63
353	10.72	253	11.20	283	10.87
356	10.67	256	11.15	286	10.81
360	10.78	259	11.07	289	10.84
364	10.73	263	10.99	294	10.81
368	10.70	266	11.02	297	10.86
371	10.71	272	10.99	300	10.86
375	10.75	275	10.82	305	10.91
378	10.79	279	10.83	308	10.95
382	10.87	282	10.93	312	10.97
2428163.258	10.78	285	10.97	316	10.98
263	10.71	288	10.87	320	10.99
267	10.71	291	10.87	323	10.99
271	10.93	298	10.79	341	11.25
274	10.94	302	10.73	344	11.20
278	10.85	305	10.74	348	11.22
284	10.71	308	10.89	351	11.26
287	10.70	312	10.85	355	11.31
290	10.78	316	10.69	358	11.26
294	10.93	323	10.55	363	11.17
298	10.85	327	10.67	366	11.22
302	10.19	337	10.51	370	11.16
310	10.79	343	10.57	373	11.03
315	10.95	347	10.60	377	10.95
319	10.81	351	10.91	380	10.97
323	11.06	355	10.92	2428168.200	10.77
328	11.03	359	10.89	206	10.93
332	11.14	362	10.67	211	11.01
338	11.31	366	10.79	214	11.25
341	11.18	370	10.77	217	10.95
345	11.29	373	10.82	227	11.14
349	11.15	377	10.85	234	11.07
352	11.16	380	10.77	238	11.45
356	10.96	383	10.88	249	10.97
364	10.88	2428167.184	11.12	252	11.11
367	10.99	187	10.86	255	11.34
371	11.02	192	10.83	258	11.09
374	10.94	195	10.51	262	11.41
378	10.91	202	10.61	268	11.11
381	10.85	205	10.71	271	10.91
386	10.97	209	10.69	274	11.21
390	10.71	212	10.81	278	10.81
393	10.68	216	10.63	281	10.74
397	10.68	219	10.74	296	10.68
401	10.74	223	10.69	699	10.99
405	10.52	226	10.81	302	10.64
2428164.200	11.07	235	10.73	307	10.91
207	11.11	238	10.88	310	10.73

TABLE II ცხრილი 2

J. D.⊙	Ph. Mg.	J. D.⊙	Ph. Mg.	J. D.⊙	Ph. Mg.
	m		m		m
2428168.313	10.47	2428168.382	10.82	2428190.204	10.62
317	10.83	389	10.70	213	10.80
320	10.83	391	10.73	216	10.68
323	10.63	394	10.77	219	10.85
327	10.45	2428190.166	10.63	222	10.71
330	10.57	169	10.80	225	10.82
333	10.61	172	10.51	228	10.81
360	10.68	177	10.67	232	10.90
363	10.75	180	10.75	236	10.91
366	10.67	182	10.71	239	11.02
371	10.63	186	10.77	243	10.96
373	10.72	191	10.67	246	10.91
376	10.84	195	10.58	250	11.04
380	10.68	198	10.64		

The curve drawn on the basis of Zessewitsch's elements showed a displacement of the minimum equal to $0^p.01$, which gives for the correction of the period of UX Eridani

$$\Delta P = 0^d.0000026$$

The new elements are as follows:

$$\text{Min} = 2427425.291 + 0^d.4452786 \cdot E.$$

Basing on those elements the final light-curve was drawn (Fig. 1).

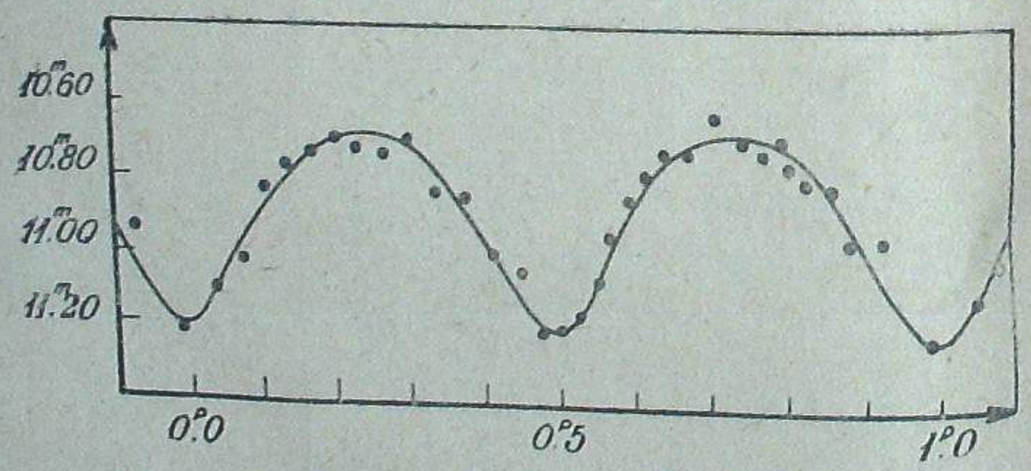


Fig. 1 ნახ.

The normal points of the light-curve are given in Table III, the last column showing the number of observations joined in the given normal point.

TABLE III ცხრილი 3

Phase	Ph. Mg.	n	Phase	Ph. Mg.	n	Phase	Ph. Mg.	n
	m			m			m	
0.050	11.10	10	0.431	10.99	10	0.714	10.62	10
084	11.02	10	462	11.04	10	755	10.66	10
117	10.83	10	492	11.22	10	786	10.72	10
147	10.77	10	516	11.20	10	808	10.69	10
182	10.72	10	538	11.16	10	818	10.76	10
215	10.70	10	561	11.06	10	848	10.79	10
247	10.72	10	583	10.94	10	878	10.81	10
284	10.73	10	612	10.85	10	904	10.94	10
321	10.70	10	635	10.78	10	933	10.94	10
353	10.83	10	658	10.72	10	995	11.21	13
395	10.84	10	684	10.72	10			

The following elements were derived from the mean light-curve:

$$\text{Max} = 10^m.68; \qquad A_I = A_{II} = 0^m.52.$$

The observations were carried out by K. G. Zakharin and by the author. The plates were measured by E. Dolidse and M. Zarandia.

February, 1936.

Literature: ლიტერატურა:

1. A. N. 242, p. 129, 1931.
2. A. N. 247, p. 121, 1932.
3. Tadjic O. C. 1, 1934.
4. Bull. Abast.Obs. 1, p. 9, 1937.
5. Y. O. P. IV, 1927.
6. Bull. Abast. Obs. 1, p. 10, 1937.

UX ERIDANI

ფოტოგრაფიული სიკაშკაშის მრუდი და ელემენტები

ვ. ბოდოკია

(რეზუმე)

323 ფოტოგრაფიული გამონასახის დამუშავების საფუძველზე UX Eridani-სათვის მიღებულია ელემენტების ახალი მნიშვნელობა:

$$\text{Min} = 2427425.291 + 0^d.4452786 \cdot E.$$

ნორმალური წერტილები მოცემულია ცხრ. III-ში.
სიკაშკაშის საშუალო მრუდი მოცემულია ნახ. 1-ზე.

თებერვალი, 1936.

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენი № 2. 1938
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 2. 1938
BULLETIN OF THE ABASTUMANI ASTROPHYSICAL OBSERVATORY No. 2. 1938

RZ COMAE BERENICES
PHOTOGRAPHIC LIGHT-CURVE AND ELEMENTS

V. M. BODOKIA

The variability of the star RZ Comae Berenices [BD+24°2475; $9^m.5$] was discovered on Babelsberg plates by P. Guthnick and R. Prager[1], who believed it to be a short-period eclipsing β Lyrae type star.

Later on, on the ground of 75 photographic observations, Prager showed that RZ Comae Berenices belongs to the group of the short-period eclipsing W Ursae Majoris type stars[2].

In 1934 P. P. Dobronravin obtained with 13-inch reflector of Abastumani Observatory 94 photographic images of this star. On the ground of those observations the light-curve was drawn and the elements of brightness determined[3].

From April 18 to June 11, 1936 the author obtained in the Newtonian focus of the 13-inch reflector 222 images of RZ Comae Berenices. The photographs were taken on Fulgur plates (emulsion 60187) with 3 or 4 minute exposures.

The photographic magnitudes of comparison stars were derived from the comparison of the area of RZ Comae Berenices with KSA26[4]. Two plates served for this comparison. The comparison stars are given in Table I.

TABLE I ცხრილი 1

Star	Mg	P. E.
a) BD+23°2476 ($8^m.3$)	$8^m.44$	$\pm 0^m.027$
b) BD+24°2476 ($9^m.5$)	10.34	±0.040
c) BD+24°2474 ($9^m.4$)	10.08	±0.040
d) Anonyma $\alpha_{1855} = 12^h\,27^m\,37^s$, $\delta_{1855} = +24°33'$	10.90	±0.060
e) Anonyma $\alpha_{1855} = 12^h\,28^m\,05^s$, $\delta_{1855} = +24°06'$	11.70	±0.013

The dates of individual observations and the corresponding photographic magnitudes of the variable are given in Table II.

TABLE II ცხრილი II

J. D.⊙	Ph. Mg.	J. D.⊙	Ph. Mg.	J. D.⊙	Ph. Mg.
	m		m		m
2428277.257	9.75	2428301.266	10.05	2428311.272	9.90
260	10.35	268	10.05	276	10.07
263	9.90	270	10.06	278	10.07
265	10.02	272	10.04	281	9.80
272	10.18	280	10.01	283	10.15
274	10.02	297	9.87	285	9.93
277	10.21	321	9.85	287	10.00
280	10.02	324	9.95	289	10.12
338	10.38	326	9.95	291	10.04
2428280.515	10.12	328	9.96	293	10.18
519	10.24	330	9.94	295	9.88
521	10.04	332	9.94	304	9.80
523	9.90	334	10.10	328	10.29
525	10.21	337	10.05	341	10.11
527	10.43	339	10.16	363	10.52
529	10.34	341	10.14	373	10.70
531	10.08	343	10.14	375	10.58
2428300.298	10.07	345	10.21	378	10.68
302	9.86	365	10.38	380	10.72
304	9.94	370	10.56	382	10.59
306	10.03	372	10.78	385	10.55
308	9.90	375	10.68	388	10.66
311	10.06	377	10.74	390	10.58
313	10.02	380	10.68	392	10.36
315	10.10	382	10.58	395	10.36
317	10.00	384	10.64	397	10.30
319	10.19	386	10.70	400	10.18
321	10.08	388	10.74	407	10.19
323	10.04	391	10.72	409	10.13
326	9.94	404	10.35	411	10.10
328	10.18	406	10.42	413	10.18
336	10.29	408	10.43	415	10.23
338	10.28	410	10.30	417	10.26
340	10.30	412	10.38	420	10.15
343	10.30	415	10.36	422	10.12
345	10.30	417	10.40	424	10.16
347	10.44	420	10.19	427	10.04
349	10.44	422	10.22	429	10.11
351	10.55	424	10.26	431	10.06
356	10.49	426	10.08	445	9.94
358	10.78	428	9.98	447	9.90
360	10.60	438	9.85	449	10.07
363	10.91	440	10.19	451	9.96
365	10.85	443	10.05	453	9.99
370	10.87	445	10.03	455	9.89
417	10.21	447	9.97	457	10.01
426	10.30	449	10.09	460	10.10
428	10.15	452	10.16	462	10.20
431	10.19	463	10.15	464	10.13
2428301.248	10.11	473	9.90	468	10.17
250	10.30	475	10.11	2428312.276	10.15
252	10.14	477	9.91	279	10.09
254	10.22	479	10.00	281	10.16
256	10.14	486	10.17	285	10.16
259	9.97	488	9.96	288	10.17
261	10.31	493	10.02	291	10.19
263	10.10	495	10.28	303	9.90

J. D.⊙	Ph. Mg.	J. D.⊙	Ph. Mg.	J. D.⊙	Ph. Mg.
	m		m		m
2428312.306	10.00	2428312.397	10.42	2428312.466	10.08
308	10.20	400	10.62	469	10.14
315	10.15	403	10.50	472	10.02
318	10.15	406	10.40	475	9.93
320	10.01	409	10.20	478	9.90
357	10.37	413	10.42	2428331.318	10.59
363	10.35	418	10.33	321	10.50
366	10.49	421	10.24	324	10.59
369	10.60	424	10.08	326	10.78
372	10.50	427	10.33	329	10.68
375	10.46	447	9.95	332	10.87
377	10.63	449	10.09	335	10.88
380	10.62	452	9.85	338	10.82
383	10.64	455	10.09	341	10.67
386	10.68	458	9.86	344	10.74
389	10.76	461	10.05	347	10.77
395	10.69	463	10.05	350	10.70

In calculating we made use of the elements given by Prager:

$$\text{Min} = 2425005.524 + 0^d.338504 \cdot E$$

and obtained the correction for the period

$$\Delta P = 0^d.000017.$$

Thus the corrected elements are:

$$\text{Min} = 2425005.524 + 0^d.3385057 \cdot E.$$

On the basis of the latter the photographic light-curve was drawn (Fig. 1).

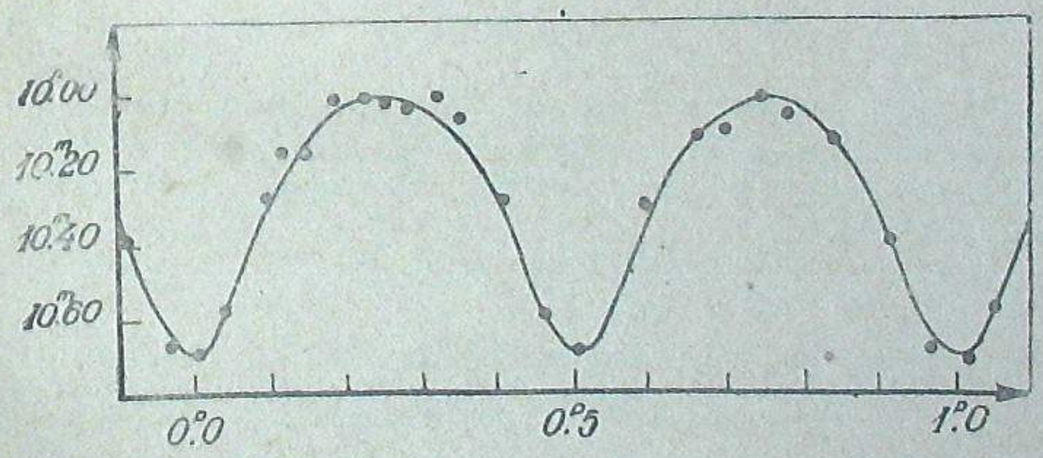


Fig. 1 ნახ.

The normal points of this curve are listed in Table III.

TABLE III ცხრილი

Phase	Ph. Mg.	n	Phase	Ph. Mg.	n	Phase	Ph. Mg.	n
	m			m			m	
0.007	10.70	10	0.286	10.03	10	0.663	10.11	10
042	10.57	10	328	10.00	10	700	10.10	10
099	10.28	10	357	10.06	10	750	10.00	10
116	10.15	10	408	10.29	10	782	10.06	10
146	10.15	10	461	10.59	10	846	10.12	10
103	10.01	10	503	10.71	10	918	10.39	11
229	10.01	10	592	10.30	10	970	10.68	10
252	10.02	10						

From the light-curve we derive

$$\text{Max} = 10^m.00; \qquad A_I = A_{II} = 0^m.70.$$

The plates were measured by E. Dolidse and G. Oragvelidse.

June, 1936.

Literature: ლიტერატურა:

1. B. Z. 13, 1929.
2. K. V. BB. 6, 1929.
3. V. S. IV, 12, p. 415, 1935.
4. Bull. Abast. Obs. 1, p. 10, 1937.

RZ COMAE BERENICES

ფოტოგრაფიული სიკაშკაშის მრუდი და ელემენტები

ვ. ბოდოკია

(რეზიუმე)

1936 წლის ზაფხულს 13" რეფლექტორის Newton-ის ფოკუსში მიღებული იყო RZ Comae Berenices-ის 222 ფოტოგრაფიული გამონახახი.

Prager-ის მიერ მოცემული ელემენტების საფუძველზე მიღებულ იქნა პერიოდის შესწორება

$$\Delta P = 0^d.0000017$$

და ამის მიხედვით ელემენტების ახალი მნიშვნელობა:

$$\text{Min} = 2425005.524 + 0^d.3385057 \cdot E.$$

ნახ. 1 გამოსახავს ცვალებადის სიკაშკაშის საშუალო მრუდს.

ივნისი, 1936.

ᲐᲑᲐᲡᲗᲣᲛᲜᲘᲡ ᲐᲡᲢᲠᲝᲤᲘᲖᲘᲙᲣᲠᲘ ᲝᲑᲡᲔᲠᲕᲐᲢᲝᲠᲘᲘᲡ ᲑᲘᲣᲚᲔᲢᲔᲜᲘ № 2. 1938
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 2. 1938
BULLETIN OF THE ABASTUMANI ASTROPHYSICAL OBSERVATORY No. 2. 1938

AH AURIGAE
PHOTOGRAPHIC LIGHT-CURVE AND ELEMENTS

V. M. BODOKIA

R. Prager and P. Guthnick found in 1928[1] that the star AH Aurigae ($\alpha_{1855} = 6^h\,16^m\,57^s$; $\delta_{1855} = +28°4'.5$) belongs to the group of the short-period eclipsing W Ursae Majoris type stars. The following elements were given by Prager[2]:

$$\text{Min} = 2425271.366 + 0^d.494157 \cdot E.$$

The photographic light-curve and elements given in this note are derived from the study of 220 photographic images. The observational material was obtained with 13-inch reflector of Abastumani Observatory on Ilford Monarch plates (emulsion 6428 A) from December 10, 1936 to February 18, 1937, the length of exposures being 5 or 6 minutes.

Two plates on which the area of AH Aurigae and KSA 26 were taken served for the determination of the brightness of comparison stars. From the comparison of those areas we obtained the following values of magnitudes for the comparison stars:

TABLE I ცხრილი

Star		Mg
a) BD+28°1112	($9^m.1$)	$9^m.92$
b) BD+28°1118	($9^m.5$)	10.44
c) Anonyma $\alpha_{1855} = 6^h\,14^m\,54^s$, $\delta_{1855} = +28°14'.0$		10.20
d) Anonyma $\alpha_{1855} = 6^h\,15^m.22^s$, $\delta_{1855} = +28°19'.4$		10.80

It must be remarked that it was often impossible to use all those comparison stars because the area was rich in stars and this circumstance hindered us to measure them accurately enough with the microphotometer.

In Table II the individual observations are listed.

TABLE II Gb60Q0

J. D.⊙	Ph. Mg.	J. D.⊙	Ph. Mg.	J. D.⊙	Ph. Mg.
	m		m		m
2428513.354	10.35	2428519.517	10.55	2428536.363	10.59
361	10.34	521	10.78	367	10.52
373	10.41	525	10.96	370	10.46
398	10.30	530	10.89	381	10.60
403	10.41	534	10.93	384	10.43
408	10.26	538	10.68	388	10.55
2428517.221	10.74	546	10.85	392	10.57
228	10.72	2428520.293	10.36	399	10.50
232	10.60	297	10.57	402	10.55
235	10.50	301	10.56	406	10.46
239	10.67	310	10.40	2428541.351	10.34
242	10.70	314	10.41	355	10.60
246	10.66	318	10.54	362	10.52
511	10.78	331	10.60	366	10.54
518	10.65	335	10.46	381	10.70
2428518.214	10.75	339	10.56	385	10.70
221	10.74	351	10.49	389	10.61
225	10.77	355	10.44	393	10.71
228	10.78	360	10.54	2428542.297	10.30
232	10.57	397	10.42	312	10.30
235	10.73	402	10.59	316	10.41
239	10.50	410	10.62	320	10.31
256	10.67	428	10.59	324	10.60
259	10.33	432	10.63	328	10.60
263	10.53	437	10.63	343	10.46
267	10.60	441	10.71	346	10.31
270	10.60	445	10.83	351	10.55
274	10.46	449	10.76	355	10.50
297	10.43	453	10.78	359	10.64
301	10.74	2428522.455	10.60	363	10.60
305	10.54	459	10.80	368	10.60
308	10.25	464	10.72	371	10.63
312	10.33	468	10.84	384	10.56
315	10.54	472	10.84	388	10.63
319	10.65	480	10.64	392	10.72
2428519.275	10.56	484	10.56	396	10.62
289	10.53	488	10.54	400	10.79
293	10.63	497	10.65	409	10.61
306	10.54	501	10.60	2428543.228	10.71
317	10.61	2428536.270	10.86	233	10.80
334	10.61	274	10.71	235	10.61
372	10.36	277	10.68	239	10.51
376	10.55	281	10.71	242	10.53
380	10.70	291	10.70	246	10.76
392	10.66	300	10.60	311	10.45
396	10.68	303	10.63	315	10.49
409	10.54	307	10.60	318	10.38
413	10.54	310	10.68	322	10.48
431	10.64	314	10.62	326	10.33
435	10.66	317	10.59	329	10.59
439	10.61	321	10.55	333	10.50
450	10.90	324	10.73	336	10.50
479	10.87	345	10.48	2428546.388	10.62
483	10.74	349	10.51	392	10.60
487	10.60	353	10.54	396	10.63
491	10.83	356	10.51	401	10.60
503	10.71	360	10.52	408	10.64

TABLE II Gb60Q0

J. D.⊙	Ph. Mg.	J. D.⊙	Ph. Mg.	J. D.⊙	Ph. Mg.
	m		m		m
2428546.421	10.66	2428546.503	10.57	2428552.446	10.62
424	10.41	507	10.62	450	10.53
428	10.37	2428552.325	10.51	458	10.42
439	10.53	350	10.71	463	10.59
445	10.59	392	10.45	466	10.60
456	10.48	396	10.41	470	10.59
459	10.55	400	10.52	473	10.55
464	10.48	403	10.59	479	10.53
467	10.55	407	10.34	482	10.58
471	10.53	411	10.48	486	10.59
474	10.52	414	10.67	494	10.60
478	10.55	418	10.58	501	10.59
482	10.48	424	10.50	505	10.75
488	10.52	432	10.58	508	10.78
493	10.48	435	10.52	512	10.74
496	10.50	439	10.63		
500	10.46	442	10.56		

Using the phases calculated on the basis of Prager's elements and the values of brightness given in Table II we drew the light-curve shown in Fig. 1.

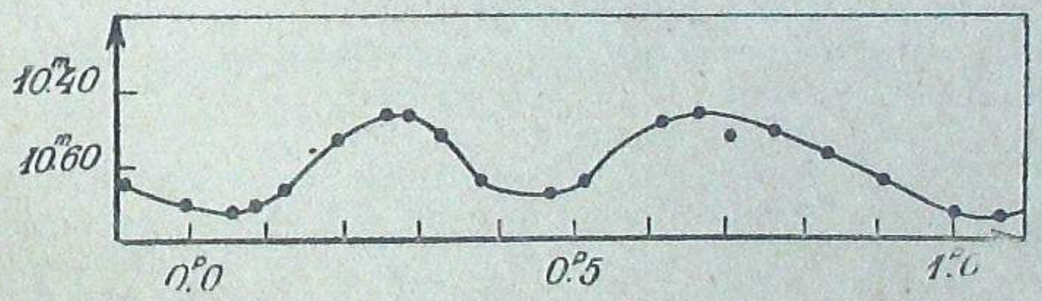


Fig. 1 б56.

An examination of the curve showed that the correction of the period does not exceed $0^d.0000015$.

As the observational material was not of a quite good quality this insignificant value of the correction may be fully ascribed to the errors of measuring. Therefore, we did not take it into account.

Each of the normal points formed to obtain the mean curve is based in most cases on the measurement of ten images. Four of the normal points are based on 20 images each, the observations being more frequent in the intervals corresponding to these points.

TABLE III ცხრილი

Phase	Ph. Mg.	n	Phase	Ph. Mg.	n	Phase	Ph. Mg.	n
	m			m			m	
0.055	10.73	10	0.323	10.53	10	0.663	10.46	20
087	10.72	10	381	10.65	10	704	10.52	20
126	10.67	10	475	10.68	10	765	10.51	20
194	10.53	10	510	10.65	10	835	10.57	10
2.6	10.47	10	561	10.54	10	905	10.65	10
290	10.47	10	617	10.49	10	995	10.72	10

From the final light-curve we derive

$$\text{Max} = 10^{m}.47; \qquad A_I = 0^{m}.25; \qquad A_{II} = 0^{m}.21.$$

The extreme assymetry of the curve makes it difficult to believe that it is due to defects of observations and to mistakes made in drawing the curve.

Therefore the possibility must be considered that the orbit of the star is elliptic.

The photographic material was secured with the help of K. G. Zakharin. The plates were measured by E. Dolidse and G. Oragvelidse.

March, 1937.

Literature: ლიტერატურა:

1. A. N. 233, 1928. 2. K. V. BB. 6, 1929.

AH AURIGAE

ფოტოგრაფიული სიკაშკაშის მრუდი და ელემენტები

ვ. გოდოძია

(რეზიუმე)

220 ფოტოგრაფიული გამონახახის დამუშავების შედეგად AH Aurigae-სათვის მიღებულია სიკაშკაშის სამუალო მრუდი. უკანასკნელს ახასიათებს მნიშვნელოვანი ასიმეტრია, რაიც შეიძლება მივაწეროთ ვარსკვლავის ორბიტის ელიპტიურობას.

მარტი, 1937.

ABASTUMANIS ASTROFIZIKURI OBSERVATORIIS BIULETENI № 2. 1938
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 2. 1938
BULLETIN OF THE ABASTUMANI ASTROPHYSICAL OBSERVATORY No. 2. 1938

SS COMAE BERENICES
PHOTOGRAPHIC LICHT-CURVE AND ELEMENTS

V. M. BODOKIA

The variability of the star SS Comae Berenices ($\alpha_{1855} = 12^{h}\,42^{m}\,27^{s}$; $\delta_{1855} = +19^{\circ}29'.7$) was discovered in 1929 on Babelsberg plates by P. Guthnik cand R. Prager[1], who established afterwards that the star belongs to the group of the short-period eclipsing W Ursae Majoris type stars.

The following elements are given by Prager:

$$\text{Min} = 2425002.515 + 0^{d}.412789 \cdot E,$$

where 2425002.515 is the initial epoch corresponding to the secondary minimum [2].

The photographic lignt-curve and elements given below are derived by the author from 300 photographic images, of which 41 were obtained in June, 1936 and the rest in the interval from February, 3 to March, 31 of the year 1937.

The photographs were taken with 13-inch reflektor on Ilford Monarch plates (emulsion 8474 A). The length of exposures was 6 or 7 minutes.

Comparing the area of the variable with KSA 26 the stellar magnitudes of comparison stars were obtained.

The comparison stars are given in Table I.

TABLE I ცხრილი

Star	Mg	Star	Mg
a) BD+19°2609 ($9^{m}.5$)	$10^{m}.22$	d) Anonyma $\alpha = 12^{h}\,42^{m}\,56^{s}$, $\delta = +19^{\circ}47'.6$	$11^{m}.37$
b) Anonyma $\alpha = 12^{h}\,40^{m}\,16^{s}$, $\delta = +19^{\circ}39'.2$	11.14		
c) Anonyma $\alpha = 12^{h}\,40^{m}\,16^{s}$, $\delta = +19^{\circ}47'.6$	11.50	e) Anonyma $\alpha = 12^{h}\,39^{m}\,59^{s}$, $\delta = +19^{\circ}24'.3$	12.09

The individual observations are listed in Table II.

TABLE II (continued)

J. D.⊙	Ph. Mg.	J. D.⊙	Ph. Mg.	J. D.⊙	Ph. Mg.
	m		m		m
2428326.275	11.37	2428571.360	10.83	2428599.283	11.22
282	11.60	365	11.02	288	11.08
301	11.38	370	11.00	293	11.01
307	11.56	375	11.02	298	11.15
2428330.383	11.33	386	10.92	302	11.09
390	11.16	391	10.96	307	11.40
397	11.58	396	11.00	312	11.44
406	11.57	401	10.94	317	11.35
2428335.332	11.30	406	10.91	337	11.26
338	11.17	411	10.92	341	11.16
343	11.18	416	11.08	345	11.58
349	11.30	421	11.05	354	11.62
355	11.39	426	10.97	358	11.60
861	11.43	431	11.04	362	11.34
380	11.61	2428578.330	11.34	376	11.58
387	11.48	335	11.13	388	10.98
394	11.47	341	10.98	400	11.23
401	11.43	346	11.18	404	10.97
409	11.35	352	11.18	408	10.96
416	11.19	357	11.00	413	11.17
2428340.279	11.17	363	11.19	417	10.93
286	11.17	368	10.94	421	10.95
293	11.29	374	10.92	426	10.95
300	11.45	380	11.10	430	10.94
307	11.26	393	10.94	434	11.16
314	11.36	400	10.72	443	11.22
321	11.20	406	11.03	447	11.20
328	11.20	412	10.98	451	10.96
353	11.36	417	10.92	456	11.16
360	11.63	423	11.10	460	11.08
367	11.38	428	11.06	464	10.98
374	11.24	434	11.10	468	10.96
381	11.26	439	10.86	473	11.16
388	11.11	445	11.00	477	11.06
395	11.23	2428584.476	11.43	510	10.94
402	11.18	481	11.44	519	10.90
2428341.378	11.60	486	11.40	523	11.20
385	11.19	491	11.54	527	11.10
392	11.34	496	11.50	532	11.30
399	11.34	500	11.55	536	11.22
406	11.27	510	11.40	541	11.20
2428568.376	11.46	516	11.37	543	11.54
382	11.37	520	11.33	548	11.20
387	11.52	525	11.15	568	11.43
393	11.44	530	11.10	572	11.32
398	11.47	534	10.85	576	11.48
404	11.54	539	11.29	581	11.46
409	11.40	544	10.86	585	11.45
415	11.45	549	11.07	2428600.263	10.75
420	11.45	583	10.95	268	10.95
426	11.23	588	10.98	274	11.00
2428571.331	10.94	593	11.04	279	10.98
336	10.96	598	11.05	285	11.00
341	11.02	602	10.75	290	10.86
346	11.01	607	10.94	296	10.78
350	10.84	612	10.90	301	11.04
355	10.78	2428599.278	11.04	2428603.306	11.34

TABLE II (continued)

J. D.⊙	Ph. Mg.	J. D.⊙	Ph. Mg.	J. D.⊙	Ph. Mg.
	m		m		m
2428603.311	11.48	2428607.305	10.80	5428624.269	11.26
316	11.28	309	10.93	303	11.44
321	11.28	314	10.64	324	11.57
326	10.90	318	11.07	329	11.34
332	11.01	322	10.86	333	11.63
343	11.20	326	11.15	337	11.54
348	11.16	340	10.93	341	11.48
352	11.08	347	10.99	345	11.36
358	11.06	350	11.22	350	11.39
363	11.03	359	11.27	354	11.57
368	10.92	363	11.04	358	11.38
373	10.80	367	11.22	364	11.40
390	10.82	2428609.253	11.62	374	11.17
394	10.86	257	11.60	378	11.18
403	11.99	262	11.56	382	10.98
407	10.74	266	11.55	386	11.02
2428606.267	11.04	270	11.54	390	11.06
272	10.85	278	11.52	401	10.74
281	10.90	282	11.65	406	10.78
285	11.08	289	11.39	410	10.84
290	11.12	293	11.40	414	10.85
294	11.05	298	11.15	422	10.92
298	11.04	302	11.25	427	10.80
307	11.11	307	11.35	431	10.83
312	11.10	311	11.34	435	10.93
316	11.18	315	11.40	453	10.98
320	11.13	321	11.07	457	10.91
324	11.30	325	11.05	461	10.87
329	11.25	330	11.08	465	10.98
333	11.40	334	10.95	474	10.85
343	11.50	338	11.12	478	10.93
354	11.63	342	11.13	482	10.97
359	11.42	346	10.98	486	11.02
363	11.58	352	10.68	493	11.34
372	11.56	356	10.96	497	11.26
376	11.37	360	10.92	501	11.15
380	11.58	364	10.88	506	11.34
2428607.266	11.00	368	10.90	512	11.25
270	10.95	373	10.85	516	11.47
275	11.14	377	10.99	520	11.50
279	11.17	2428623.270	11.28	524	11.47
283	10.99	306	11.48		
287	10.94	315	11.27		
291	10.88	351	11.16		

In calculating the phases we used Prager's elements given above. The smallness of the correction of the period derived from the curve drawn on the basis of points given in Table II confirmed the accuracy of Prager's period.

Thus, for the star SS Comae Berenices we have the following elements:

$$\text{Min} = 2428584.492 + 0^d.412789 \cdot E,$$

where the epoch 2428584.492 is given for the main minimum.

Академия Наук Груз. С.С.Р. Государственная Публичная Фундаментальная Библиотека

As the observations were not distributed uniformly enough over the whole period, the normal points of the final light-curve were formed basing on observations made in equal intervals of the period.

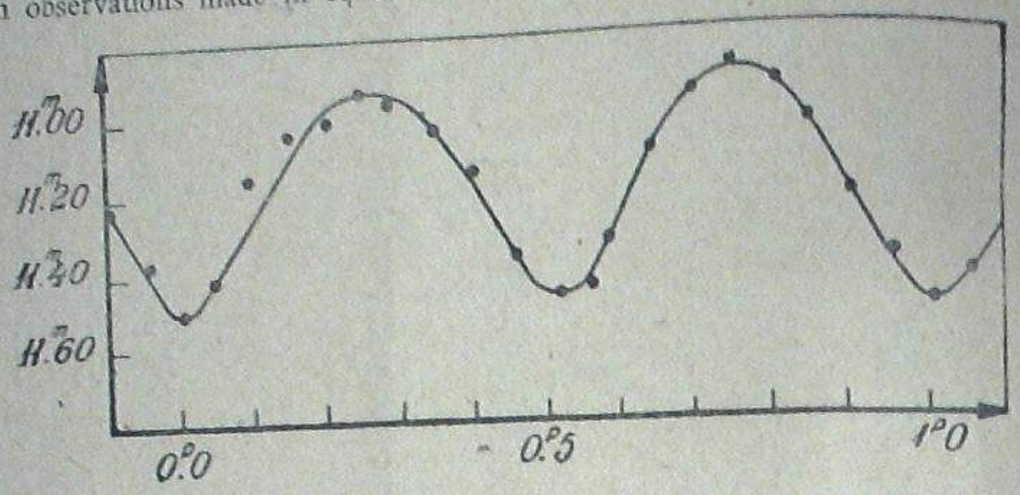


Fig. 1 ნახ.

We listed in Table III the normal values of photographic magnitudes o r corresponding phases and the number of observations used for their determination.

TABLE III ცხრილი

Phase	Ph. Mg.	n	Phase	Ph. Mg.	n	Phase	Ph. Mg.	n
	m			m			m	
0.003	11.52	20	0.354	11.04	9	0.694	10.97	9
051	11.44	17	406	11.16	14	747	10.90	8
099	11.16	19	452	11.36	16	805	10.95	11
149	11.04	22	506	11.49	9	850	11.04	12
202	11.01	23	548	11.45	14	898	11.24	13
252	10.94	26	596	11.34	12	959	11.39	14
296	10.97	22	644	11.10	10			

From the examination of Fig. 1 we can conclude that the curve is symmetrical and

$$\text{Max} = 10^{m}.92; \qquad A = 0^{m}.60; \qquad A = 0^{m}.57;$$

Part of the photographic material was obtained by M. A. Vashakidse and K. G. Zakharin. The plates were measured by. E. Dolidse and G. Oragvelidse.

May, 1937.

Literature: ლიტერატურა:

1. B. Z. 13, 1929.

2. K. V. BB. 6, 1929.

SS COMAE BERENICES

ფოტოგრაფიული სიკაშკაშის მრუდი და ელემენტები

ვ. გოდოძია

(რეზიუმე)

ფოტოგრაფიული სიკაშკაშის მრუდი და ელემენტები მიღებულია 300 ფოტოგრაფიული გამონასახის საფუძველზე.

ცხრ. II ცალკეულ დაკვირვებებს შეიცავს.

ცხრ. III და ნახ. I ცვალებადის ფოტოგრაფიული სიდიდის ნორმალურ მნიშვნელობებსა და საშუალო მრუდს გამოხატავენ შესაბამისად.

მაისი, 1937.

ᲐᲑᲐᲡᲗᲣᲛᲜᲘᲡ ᲐᲡᲢᲠᲝᲤᲘᲖᲘᲙᲣᲠᲘ ᲝᲑᲡᲔᲠᲕᲐᲢᲝᲠᲘᲘᲡ ᲑᲘᲣᲚᲔᲢᲔᲜᲘ № 2. 1938
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 2. 1938
BULLETIN OF THE ABASTUMANI ASTROPHYSICAL OBSERVATORY No. 2. 1938

UW AQUARII

V. M. BODOKIA

In the note presented by B. Kukarkin in N. N. V. S. No. 11 it was said that UW Aquarii ($\alpha_{1855}=21^m\,59^h\,12^s$; $\delta_{1855}=-1°07'.7$) belongs to the short-period eclipsing W Ursae Majoris type stars.

In August, 1936 the author carried out photographic observations of UW Aquarii with 13-inch reflector of Abastumani Observatory. In all about 340 images were obtained on Ilford Monarch plates.

After the preliminary examination of the plates suspicion arose as to whether the star was at all variable. Notwithstanding, 121 images were measured and for all of them the values of photographic brightness for UW Aquarii obtained.

The following stars served for comparison:

a) BD$-1°4247$ ($9^m.0$)	$10^m.55$
b) BD$-0°4305$ (9.5)	11.72
c) BD$-0°4306$ (9.4)	11.28

When 121 images had been measured it became evident that we have no ground to believe UW Aquarii to be variable.

The mean value from those 121 images gives for UW Aquarii the photographic brightness equal to $10^m.84$.

In the accumulation of the material the collaborators of the Observatory J. P. Tarasashvili and G. Oragvelidse have taken part.

November, 1936.

UW AQUARII

ვ. ბოდოკია

(რეზიუმე)

ბ. ჟუკარკინმა N. N. V. S. № 11-ში გამოაქვეყნა ცნობა, რომლითაც ძან UW Aquarii ($\alpha_{1855} = 21^h\,59^m\,12^s$; $\delta_{1855} = -1°07'.7$) W Ursae Majoris ტიპის ცვალებად ვარსკვლავთა ჯგუფს მიაკუთვნა.

ავტორის მიერ მიღებულმა შედეგებმა გამოარკვია, რომ UW Aquarii სინამდვილეში მუდმივი ვარსკვლავია. მისი ფოტოგრაფიული სიკაშკაშე $10^m.84$-ს უდრის.

ნოემბერი, 1936.

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენი № 2. 1938
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 2. 1938
BULLETIN OF THE ABASTUMANI ASTROPHYSICAL OBSERVATORY No. 2. 1938

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ P CYGNI в 1936 и 1937 гг.

В. Б. НИКОНОВ

Электрофотометрические наблюдения P Cygni, проведенные нами на Абастуманской Обсерватории в 1935 году показали, как известно, наличие изменений блеска звезды [1]. Это заставило нас продолжить наблюдения P Cygni в 1936 и 1937 гг. в те периоды, когда на Обсерватории велись электрофотометрические работы.

В 1936 году для наблюдений служил, как и ранее, звездный электрофотометр Guthnick'a, причем методика работы не отличалась сколько-нибудь существенно от принятой нами ранее и вкратце описанной в нашей предыдущей заметке [2].

Для наблюдений же в 1937 году был применен новый звездный электрофотометр, разработанный в Астрономическом Институте автором совместно с П. Г. Куликовским.

В новом электрофотометре, подробное описание которого будет опубликовано в ближайшее время, измерение фототока осуществляется зеркальным гальванометром после предварительного усиления в одноламповом компенсационном усилителе постоянного тока, собранном по известной схеме L. A. DuBridge—M. Brown'a [3] с лампой Pliotron FP—54 General Electric.

Входное сопротивление усилителя равняется $5.9 \cdot 10^{10} \Omega$ и состоит из двух последовательно соединенных тонкослойных платиновых сопротивлений в 3.3 и $3.6 \cdot 10^{10} \Omega$.

Фотоэлемент, с которым велась работа в 1937 году, был тот же самый, что и в прошлые годы (калийный, очувствленный разрядом в водороде, фирмы Günther & Tegetmeyer).

Фотоэлемент, входное сопротивление и усилительная лампа заключены в латунную коробку, устанавливаемую на конце полой оси склонения 13″ рефлектора (в фокусе Nasmith'a).

Коробка фотоэлемента может эвакуироваться, что, как известно, значительно повышает стабильность усилителя [4].

Коробка фотоэлемента соединена с усилителем, расположенным в помещении под полом башни 13″ рефлектора, посредством высокоизолиро-

ванных проводов, заключенных в гибкую экранирующую алюминиевую трубку, проходящую через полую часовую ось рефлектора.

В том же помещении под полом башни находится, помимо усилителя, гальванометр и отсчетная труба со шкалой. (Один из наблюдателей, находящийся в башне рефлектора, оперирует с рефлектором и фотометром; другой, находящийся в нижнем помещении, регулирует работу усилителя и ведет запись отклонений гальванометра).

Время установки гальванометра в схеме усилителя (определяемое постоянной времени) равняется 15 секундам.

Наблюдения P Cygni велись по следующей схеме:

P Cygni—звезда сравнения—P Cygni—звезда сравнения.

Наблюдение каждой звезды в отдельности состояло в среднем из пяти отклонений гальванометра, а одно полное определение разности блеска, схема которого только что приведена выше, из 20 отклонений.

Фон наблюдали на каждой звезде отдельно, причем если он превышал (в лунные ночи) 20% отброса на звезде, то наблюдения прекращались.

Звездами сравнения служили b_2 Cygni и HD193369 в 1936 году и b_3 Cygni в 1937 году.

Все наблюдения приведены к b_3 Cygni, для чего в течение двух ночей в 1936 и 1937 гг. нами была определена разность блеска HD193369 и b_3 Cygni, для которой получились значения:

$$\text{HD193369} - b_3\ \text{Cygni} = 0^m.544 \quad (1936)$$
$$= 0^m.537, \quad (1937)$$

что в среднем дает:

$$\text{HD193369} - b_3\ \text{Cygni} = 0^m.540 \pm 0^m.004.$$

С этим последним значением и были приведены к b_3 Cygni все наблюдения, произведенные с HD193369.

Редукции за поглощение вводились на основании таблиц Bemporad'a[5].

Для коэффициентов прозрачности были приняты следующие значения, определенные из специальных электрофотометрических наблюдений:

Абастумани	1936	p=0.760
Гора Канобили	1937	p=0.776

Значения редукций редко превышали $0^m.020$.

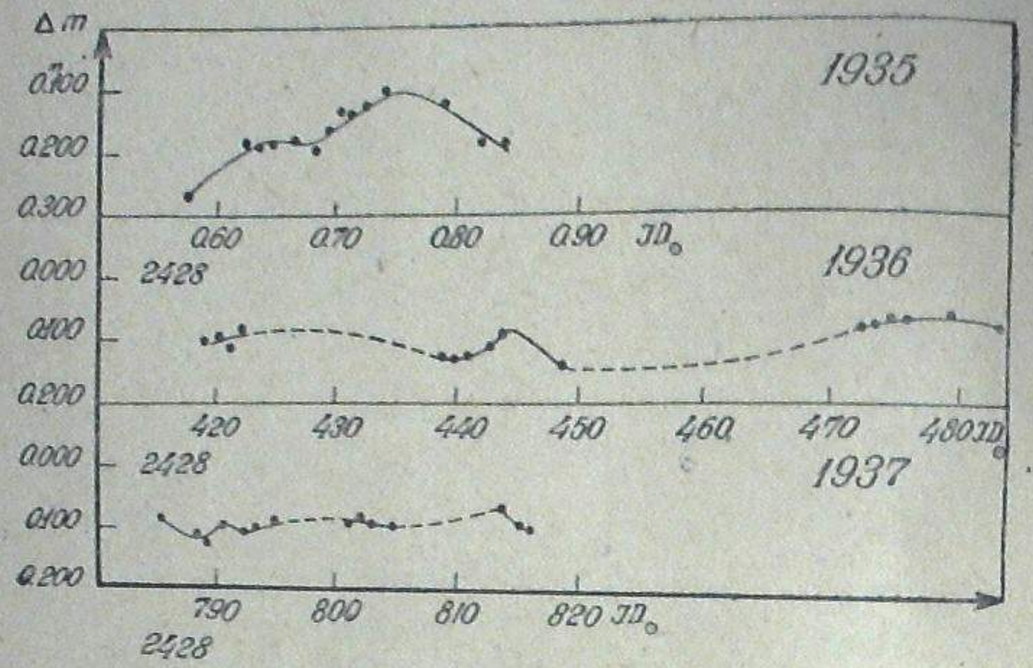
Результаты наблюдений приведены в табл. I, в которой даны последовательно: гелиоцентрический юлианский момент наблюдения, разность блеска P Cygni – b_3 Cygni, число полных наблюдений, образующих данную разность блеска.

ТАБЛИЦА I TABLE

J. D.⊙	Δm	n	J. D.⊙	Δm	n
1936	m		**1937**	m	
2428419.358	*0.103	1	2428785.432	0.085	1
374	*0.104	1	2428788.303	0.115	½
2428420.360	*0.090	1	320	0.116	1
380	*0.102	1	2428789.388	0.120	1
2428421.376	*0.112	1	418	0.139	½
395	*0.106	1	2428790.300	0.101	1
434	*0.125	1	323	0.096	1
2428422.365	0.086	1	352	0.096	1
403	0.079	1	2428792.316	0.116	1½
2428439.361	0.126	1	360	0.108	1½
389	0.126	1	2428793.279	0.086	1
2428440.331	0.128	1	298	0.123	1
2428441.308	0.119	1	2428798.337	0.096	½
342	0.135	1	2428801.233	0.080	1
2428443.348	0.113	1	256	0.106	1
2428444.315	0.092	½	317	0.098	1
2428449.339	0.144	1	2428802.243	0.090	½
2428473.238	0.067	1	299	0.092	1
297	0.090	1	353	0.067	1
2428474.261	0.081	1	2428803.336	0.093	1½
2428475.242	0.068	1	363	0.103	1½
2428476.253	0.070	1	2428805.353	0.104	1
2428480.259	0.064	1	2428814.347	0.073	1
2428484.239	0.080	1	368	0.066	1
			2428815.308	0.104	1½
			330	0.097	1½
			2428816.298	0.117	1
			329	0.096	1

* Reduced from Observations of HD193369.

На основании этой таблицы получаем средние взвешенные (по числу образующих разности блеска полных наблюдений) разности блеска P Cygni – b_3 Cygni для каждой ночи наблюдений, приведенные на черт. 1.



Черт. 1 Fig.

Для сравнения на этом же чертеже приведены и наблюдения 1935 г., редуцированные к звезде b_3 Cygni.

Рассмотрение черт. 1 показывает, что в течение периодов наблюдений в 1936 и 1937 гг. колебания блеска P Cygni стали меньше, чем в 1935 г. показывая, как будто, общую тенденцию к уменьшению.

Колебания блеска в 1937 году, весьма незначительные по своей величине, все же представляются нам реальными, т. к. ошибка определения разности блеска P Cygni – b_3 Cygni составляет для отдельной ночи в среднем всего лишь $\pm 0^m.006$ и редукции за атмосферное поглощение также весьма незначительны.

В наблюдениях P Cygni принимали участие П. Г. Куликовский, покойный В. М. Бодокиа и К. Г. Захарин, оказавший мне также помощь и при обработке.

Ноябрь, 1937.

Литература: Literature:

1. Obs. 742, p. 88, 1936; Bull. Abast. Obs. 1, p. 35, 1937.
2. Bull. Abast. Obs. 1, p. 35, 1937.
3. Rev. Scient. Instr. 4, p. 532, 1933.
4. Aph. J. 74, p. 216, 1932.
5. Handb. d. Aph. II, 1, p. 268.

PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS OF P CYGNI in 1936 and 1937

V. B. NIKONOV

(Summary)

The changes of brightness of P Cygni, found in 1935 [1], induced us to resume the observations of this star in 1936 and 1937.

The Guthnick photoelectric photometer served as before for observations made in 1936.

In 1937 a new electrophotometer, constructed by the author in collaboration with P. G. Kulikovsky, was used.

In the new electrophotometer (mounted in the Nasmith focus of the 13-inch reflector) the photoelectric current is measured with a mirror galvanometer after being amplified in an amplifier assembled according to the Du-Bridge–Brown scheme [5].

The potassium hydride photoelectric cell, furnished by Günther and Tegetmeyer, used in precedent years, served also in 1937.

The observations of P Cygni were carried out in the following succession:

P Cygni—comparison star—P Cygni—comparison star.

The observation of each star consisted on the average of 5 galvanometric deflections, while for a complete set of brightness determinations 20 deflections were required.

As comparison stars served b_3 Cygni and HD 193369 in 1936 and b_3 Cygni in 1937.

The observations are all reduced to b_3 Cygni.

The results obtained are given in Table I, containing in subsequent columns the heliocentric Julian Dates of the moments of observation, the difference of brightness between P Cygni and b_3 Cygni and the number of

complete sets of observations forming the given difference of brightness. On Fig. 1 the results are presented graphically.

It can be seen that during the periods of observation in 1936 and 1937 the changes of brightness of P Cygni have become less conspicuous, than they were in 1935. The variations of brightness observed in 1937, though very small, seem to be quite real because the error of determination of brightness difference P Cygni—b_3 Cygni for a single night does not exceed $\pm 0^m.006$.

November, 1937.

ᲐᲑᲐᲡᲗᲣᲛᲜᲘᲡ ᲐᲡᲢᲠᲝᲤᲘᲖᲘᲙᲣᲠᲘ ᲝᲑᲡᲔᲠᲕᲐᲢᲝᲠᲘᲘᲡ ᲑᲘᲣᲚᲔᲢᲔᲜᲘ № 2. 1938
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 2. 1938
BULLETIN OF THE ABASTUMANI ASTROPHYSICAL OBSERVATORY No. 2. 1938

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЗАТМЕННОЙ ПЕРЕМЕННОЙ λ TAURI

В. Б. НИКОНОВ

Переменность λ Tauri была открыта еще в 1848 г. Baxandall-ом[1]. Благодаря чрезвычайной трудности визуальных наблюдений этой звезды, а именно отсутствию близких звезд сравнения, подходящих по своей яркости и цвету, λ Tauri долго не была достаточно изучена, так как визуальные наблюдения давали сильно расходившиеся результаты[2].

В 1913 г. Schlesinger[3] нашел, что λ Tauri является спектрально-двойной звездой. Аномалии в ее лучевых скоростях дали основание заключить, что она является тройной системой, причем главный ее компонент имеет период обращения 3.952917 дня, а второй—34.60 дня.

В 1916—18 гг. звезда наблюдалась фотоэлектрически Stebbins-ом[4], получившим кривую изменения ее блеска, на основании которой им была получена и фотометрическая орбита звезды. Дискуссируя свои наблюдения Stebbins заподозрил наличие возмущающих влияний третьего компонента на свет вую кривую[5]; однако, произведенное им более тщательное рассмотрение материала не дало надежного подтверждения наличия указанного эффекта[6].

Мы включили эту звезду в программу своих фотоэлектрических наблюдений на Абастуманской Обсерватории с осени 1935 г. и наблюдали ее в течение трех осенних сезонов с 1935 г. по 1937 г.

В 1935—36 гг. наблюдения производились на звездном электрофотометре Гутника, а в 1937 г. на звездном электрофотометре с усилителем постоянного тока, построенном в Ленинградском Астрономическом Институте автором совместно с П. Г. Куликовским. Краткое описание некоторых свойств этого прибора приведено в нашей статье о фотоэлектрических наблюдениях P Cygni[7]; подробное же описание прибора будет опубликовано в ближайшее время.

В 1935 г. мы пользовались как звездой сравнения μ Tauri. Как известно, Heuroteau, на основании короткопериодических колебаний ее лучевых скоростей, отнес ее к подозреваемым звездам типа β Canis Majoris[8]. Хотя наблюдения Stebbins'a[4] и предварительная обработка на-

ших наблюдений 1935 г. не дали указаний на переменность звезды сравнения, мы посчитали более осторожным прибавить в следующие сезоны еще одну звезду сравнения, а именно ν Tauri.

Обычно мы применяли следующие схемы наблюдения:

avav или *vava*,

в случае одной звезды сравнения, и

avbv или *vavb*,

в случае двух. Каждая такая последовательность образует одно полное наблюдение (set) звезды.

Все наблюдения были приведены к ν Tauri. Для этого на основании наших наблюдений 1935 и 1936 гг. была определена разность блеска $\Delta m_{\mu,\nu}=\mu$ Tauri$-\nu$ Tauri, причем были взяты наблюдения лишь тех дней, которые были безусловно свободны от влияния возможных помех (перистые облака, колебания прозрачности и т. д.).

Результаты определения разности блеска μ Tauri и ν Tauri приведены в табл. I.

ТАБЛ. I TABLE

J. D.	$\Delta m_{\mu,\nu}$	Ср. ош.	n
1935			
2428421	m 0.252	±0.018	3.0
2428422	0.246	0.011	1.5
2428436	0.257	0.004	3.5
2428437	0.252	0.019	2.0
2428439	0.243	0.006	3.0
2428441	0.242	0.007	3.0
2428443	0.240	0.008	2.0
2428449	0.254	—	1.0
2428484	0.250	0.001	1.5
1936			
2428788	0.272	—	1.0
2428793	0.269	0.004	2.5
2428808	0.278	—	1.0
2428814	0.275	0.002	1.5
2428815	0.286	0.008	2.0
2428816	0.283	0.010	1.5

На основании этой таблицы получаем следующие значения разности $\Delta m_{\mu,\nu}$:

$$\Delta m_{\mu,\nu}=0^m.248\pm0^m.002 \qquad (1936)$$

$$\Delta m_{\mu,\nu}=0^m.277\pm0^m.003 \qquad (1937)$$

Обращает на себя внимание весьма значительное различие разностей блеска звезд сравнения в 1936 и 1937 гг., равное $0^m.029$.

Все наблюдения, произведенные с μ Tauri в качестве звезды сравнения, были редуцированы к ν Tauri на основании приведенных выше разностей блеска. Наблюдения 1935 г. редуцировались со значением разности 1936 г., так как оно давало прекрасное совмещение кривых.

Редукции за поглощение выполнялись со средними значениями фотоэлектрически определенных коэфициентов прозрачности, и в частности с $p=0.740$ (Абастумани 1935—36 г.) и $p=0.776$ (Гора Канобили 1937 г.). Поскольку наблюдения велись нами вплоть до зенитных расстояний 50° и даже иногда более 55°, то несовершенные редукции за поглощение несомненно несколько ухудшили наблюдательный материал. Однако, терять время на специальное определение каждой ночью коэфициента прозрачности не представлялось возможным. Давать же изменение коэфициента прозрачности на основании простой глазомерной оценки, как это практикуется Stebbins'ом[9], представляется нам несколько произвольным.

Полученные нами наблюдения приведены в табл. II, в которой даны последовательно: юлианский гелиоцентрический момент наблюдения, фаза, наблюденная разность блеска, приведенная к ν Tauri, число полных наблюдений и применявшиеся звезды сравнения.

Приведенные в табл. II фазы были вычислены по элементам Hellerich'a[10] даваемым и в каталоге Prager'a:

$$M=2399607.538+3.9529452\ E-0^d.0255\sin(0^\circ.2637\ E-59^\circ.1).$$

ТАБЛИЦА II TABLE

J.D.⊙	φ	Δm	n	Звезда сравн. Comp. star.
2428057.450	0.145	m .614	2	μ
2428060.444	0.903	(0.527)	1	„
2428066.464	0 421	0.610	1	„
479	0.429	0.633	1	„
430	0.670	0.641	1	„
445	0.674	0.646	1	„
472	0.681	0.629	1	„
561	0.703	0.669	1	„ Облака в районе Tauri.
2428068.436	0.924	0.577	2	„
2428069.366	0.160	(0.547)	1	„
472	0.187	(0.583)	1	„
575	0.213	0.603	2	„
2428070.448	0.433	0.634	2	„ На севере облака
2428071.409	0.677	0.674	1	„
2428072.432	0.935	0.586	1	„
468	0.944	0.524	1	„ С горизонта подн. облака
2428079.405	0.699	0.652	2	„
447	0.710	0.665	2	„
555	0.737	0.679	1	„
2428080.401	0.951	0.438	1	„
466	0.968	0.380	1	„
554	0.990	0.216	½	„ На горизонте cirri.
2428082.410	0.460	0.613	1	„
489	0.479	0.622	1	„
576	0.501	0.589	1	„

ТАБЛИЦА II TABLE

J.D.⊙	φ	Δm	n	Звезда сравн. Comp. star.	
		m			
2428083.388	0.707	0.634	1	μ	
423	0.716	0 646	1	»	
539	0.745	0.649	1	»	
2428084.403	0.964	0.380	1	»	
416	0.967	0.346	1	»	
429	0.970	0.308	1	»	К концу набл. полним. cirri.
439	0.973	0.311	1	»	
2428094.421	0.498	0.573	2	»	
2428097.389	0.247	0.659	2	»	
2428098.349	0.492	0.624	2	»	
429	0.512	0.615	1	»	
2428099.350	0.745	0.670	2	»	
368	0.749	0.666	1	»	
406	0.759	0.656	1	»	
420	0.763	0.663	1	»	
533	0.791	0.646	1	»	
557	0.797	0.638	1	»	
2428100.387	0.007	0.187	1	»	
404	0.011	0.207	1	»	
466	0.027	0.371	1	»	
486	0.032	0.275	1	»	
2428102.372	0.509	0 596	2	»	
404	0.518	0.596	2	»	
543	0.553	0.619	2	»	
593	0.565	0.620	1	»	Нить идет неровно.
2428108.368	0.024	0.229	1	»	
602	0.085	0.555	1	»	
2428113.331	0.282	(0.706)	2	»	
390	0.297	(0.705)	3	»	Наблюдения ненадежны. в прорыве облаков.
448	0.311	(0.711)	1	»	
2428114.322	0.582	(0.653)	1	»	
393	0.550	(0.743)	1	»	
2428115.562	0.846	(0.704)	1	»	
2428421.468	0.230	0.654	1	μ, ν	
481	0.234	0.660	1	»	
514	0.242	0.660	1	»	
525	0.245	0.646	1	»	
547	0.250	0.660	1	»	
562	0.254	0.639	1	»	
2428422.459	0.481	0.587	1	»	
479	0.486	0.601	1	»	
506	0.493	0.581	1	»	
525	0.498	0.584	1	»	
545	0.503	0.599	1	»	
2428436.433	0.016	0.220	1	»	
456	0.022	0.220	1	»	
475	0.027	0.258	1	»	
498	0.032	0.287	1	»	
521	0.038	0.346	1	»	
543	0.044	0.383	1	»	
568	0.050	0.459	1	»	
2428437.507	0.288	0.662	1	»	
532	0.294	0.680	1	»	
545	0.297	0.548	1	»	
565	0.302	0.661	1	»	

ТАБЛИЦА II TABLE

J.D.⊙	φ	Δm	n	Звезда сравн. Comp. Star.	
		m			
2428439.432	0.775	0.668	1	μ, ν	
452	0.780	0.668	1	»	
498	0.791	0.626	1	»	
514	0.795	0.652	1	»	
532	0.800	0.638	1	»	
546	0.804	0.655	1	»	
2428441.420	0.278	0.644	1	»	
439	0.282	0.645	1	»	
457	0.287	0.677	½	μ	Луна, яркий фон неба.
475	0.292	0.678	1	μ, ν	
546	0.309	0.667	1	»	
564	0.314	0.660	1	»	
2428443.427	0.785	0.625	1	»	
458	0.793	0.644	1	»	
483	0.799	0.624	1	»	
2428449.408	0.298	0.636	1	»	
432	0.304	0.654	1	»	
2428476.289	0.098	0.586	1	»	
2428478.377	0.627	0.658	1	»	
492	0.633	0.664	½	μ	
2428480.278	0.108	0.573	1	μ, ν	
2428484.291	0.123	0.618	1	»	
314	0.129	0.627	1	»	
362	0.141	0.635	1	ν	
415	0.154	0.652	1	μ, ν	
2428788.497	0.077	0.564	1	μ, ν	
526	0.085	0.570	1	»	
547	0.090	0.560	1	μ	
2428789.454	0.320	0.638	½	ν	Наблюд. прерваны облаками.
2428790.421	0.564	0.646	½	ν	
438	0.569	0.640	1	μ, ν	
444	0.570	0.645	½	ν	
460	0.574	0.639	1	μ, ν	
2428792.441	0.075	0.571	1	»	
465	0.081	0.579	1	»	
488	0.087	0.578	1	»	
507	0.092	0.608	1	»	
529	0.097	0.609	1	»	
549	0.103	0.597	½	μ	
2428793.447	0.330	0.646	1	μ, ν	
466	0.335	0.656	1	»	
480	0.338	0.667	½	μ	
516	0.347	0.631	½	ν	
533	0.351	0.619	½	ν	
2428808.489	0.135	(0.584)	1	μ, ν	На рассвете все небо в cirri.
523	0.144	(0.582)	1	»	
2428814.460	0.646	0.670	1	»	
474	0.649	0.663	1	»	
507	0.657	0.657	1	»	
532	0.664	0.664	1	»	
561	0.672	0.665	½	ν	
2428815.390	0.881	0.614	1	μ, ν	
417	0.888	0.607	1	»	
448	0.895	0.606	1	»	
485	0.905	0.598	1	»	

ТАБЛИЦА II TABLE

J. D.⊙	φ	Δm	n	Звезда сравн. Comp. star.
		m		
24288 5.506	0.910	0.574	1	μ, ν
2428816.380	0.131	0.624	1	μ
390	0.134	0.622	1	μ, ν
419	0.141	0.607	1	ν } Наблюдения прерваны облаками.
451	0.149	0.624	1	» }
495	0.160	0.625	1	»
544	0.173	0.638	1	»
571	0.180	0.636	1	»

При образовании нормальных точек были отброшены наблюдения в юлианские дни: 24284060; 069; 113—115 и 808, давшие значительные систематические отклонения от нормальной кривой (порядка $0^m.05$). Разность блеска этих наблюдений заключена в табл. II в скобки.

Естественно было бы предположить, что мы имеем здесь влияние третьего компонента звезды. Сопоставление между собой моментов аномального блеска звезды показывает, что действительно все эти моменты, кроме первого, а именно 2428069; 113-115 и 808 различаются между собой на величины кратные полупериода обращения третьего спутника. Однако в другие наблюдавшиеся моменты, когда должно было бы также сказаться рассматриваемое влияние, никакого отклонения блеска от нормальной кривой не оказалось. Это заставляет предположить, что если и имеет место фотометрическое влияние третьего компонента, то оно носит, повидимому, характер лишь некоторых неправильных возмущений. Выяснить этот вопрос можно будет лишь на основании значительно большего наблюдательного материала, чем имеющийся сейчас в нашем распоряжении.

Нормальная кривая, построенная на основании табл. II, показала смещение фазы минимума равное 0,010, что дает поправку периода равную

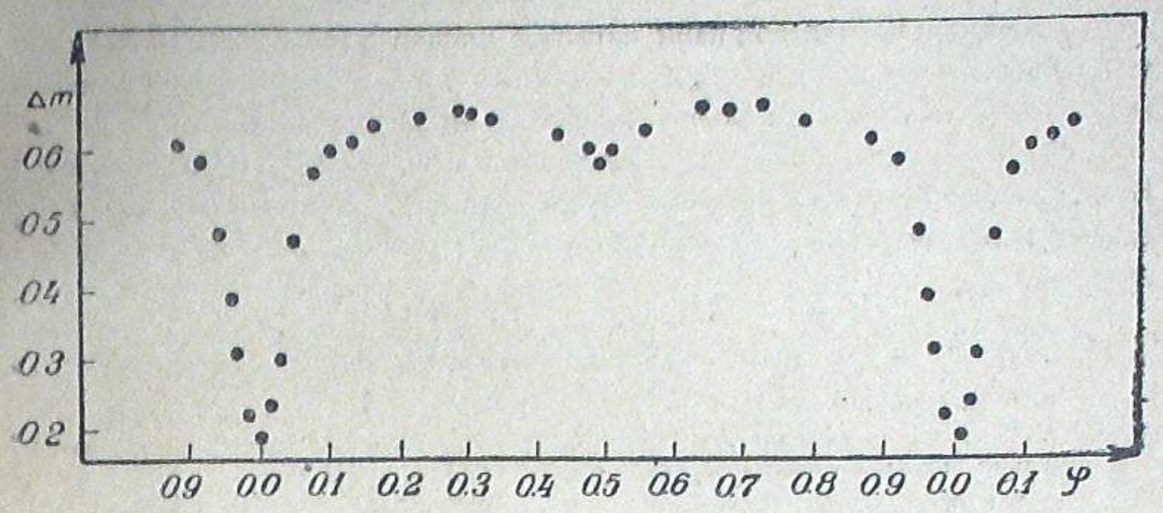
$$\Delta P = +0^d.0000055.$$

Исправленные элементы будут таким образом следующие:

$$\text{Min} = 2399607.538 + 3.9529507 \cdot E - 0^d.0255 \sin (0^\circ.2637 \cdot E + 59^\circ.1).$$

В табл. III приведены полученные нами нормальные точки. В первой графе даны интервалы фаз, в которых осреднялись наблюденные разности блеска, затем даны последовательно: среднее значение фазы, среднее же значение разности блеска, число полных наблюдений, вошедших в образование данной нормальной точки.

Все фазы табл. III вычислены на основании новых элементов.



Черт 1. Fig.

ТАБЛИЦА III TABLE

n°	Δφ	$\bar{\varphi}$	Δm	n
			m	
1	0.001—0.020	0.0212	0.234	6
2	0.021—0.030	0.0240	0.303	3
3	0.031—0.065	0.0263	0.471	3
4	0.066—0.080	0.0721	0.568	6
5	0.081—0 120	0.0975	0.603	$6^1/_2$
6	0.121—0.140	0.1306	0.612	8
7	0.141—0.180	0.1568	0.638	4
8	0.201—0.240	0 2306	0.649	8
9	0.241—0.290	0.2797	0.658	$7^1/_2$
10	0.291—0.310	0.2987	0.658	$4^1/_2$
11	0.311—0.350	0.3280	0.648	4
12	0.410—0.450	0.4250	0.625	4
13	0.451—0.480	0.4720	0.603	3
14	0.481—0.500	0.4869	0.587	$4^1/_2$
15	0.501—0.510	0.5032	0.600	5
16	0.531—0.570	0.5535	0.630	6
17	0.611—0.650	0.6334	0.662	$4^1/_2$
18	0.651—0.690	0.6700	0.652	$7^1/_2$
19	0.691—0.750	0.7196	0.661	11
20	0.751—0.810	0.7794	0.646	12
21	0.871—0.890	0.8780	0.609	3
22	0.891—0.930	0.9096	0.582	5
23	0.931—0.950	0.9375	0.481	2
24	0.951—0.960	0.9563	0.387	3
25	0.961—0.970	0.9615	0.309	2
26	0.971—0.990	0.9800	0.216	1
27	0.991—1.000	0.9970	0.187	1

Полученная нормальная кривая представлена графически на черт. 1.

Сравнение полученной нами кривой с кривой Stebbins'a[4] показывает, что кривая, полученная нами, показывает более резко явление эллиптичности, тогда как у Stebbins'a более выделяется эффект отражения.

В заключение приношу благодарность П. Г. Куликовскому и К. Г. Захарину за их помощь в наблюдениях. С благодарностью вспоминаю также помощь, оказанную мне в наблюдениях покойным В. М. Бодокна.

Декабрь, 1937.

Литература: Literature:

1. M. N. 9, p. 37. 1848.
2. A. N. 246, p. 149, 1932.
3. Publ. Allegheny Obs. 3, p. 167, 1915.
4. Aph. J. 51, p. 193, 1920
5. Publ. A. A. S. 3, p. 318, 1917.
6. Ibid. 4, p. 116, 1919.
7. Bull. Abast. Obs. 2, p. 23, 1938.
8. Publ. D. O. (Ottawa) 5, p. 55, 1921. Ibid. 9, p. 23, 1925.
9. Publ. Washb. Obs. 15, p. p. 1, 16, 1928.
10. A. N. 216, p. 99, 1922.

PHOTOELECTRIC OBSERVATION OF λ TAURI

V. B. NIKONOV

(Summary)

The variable star λ Tauri was observed photoelectrically during the autumn seasons of 1935—1937.

In 1935—36 the observations were taken with the Guthnick stellar photocell photometer. In 1937 the new photometer with the thermionic amplifier designed by the author and P. G. Kulikovsky was used.

As comparison stars were taken: μ Tauri in 1935 and μ Tauri and ν Tauri in 1936—37. The reduction of all the observations to the ν Tauri were made by the aid of the differences of the brightnesses between μ and ν Tauri derived from the Table I.

The mean coefficients of atmospheric extinction (p=0.740 for Abastumani, 1935—36 and p=0.776 for Mt. Kanobili, 1937) were used.

All the observations are listed in Table II.

Observations of the dates 2428060; 069; 113—115 and 808 were rejected as they showed great systematic differences with the normal curve (of the order of $0^m.05$)

Examination of these anomalous brightnesses of the variable shows that we have here perhaps the disturbing effect of the third body (as it was suspected by prof. Stebbins) but of quite irregular nature.

At the present time we have a too small observational material for stating this surely.

The new period of the variable is also derived.

Normal points are listed in Table III and drawn on Fig. 1.

December, 1937.

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენი № 2. 1938
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 2. 1938
BULLETIN OF THE ABASTUMANI ASTROPHYSICAL OBSERVATORY No. 2. 1938

PROBLEM OF DIFFUSE NEBULAE AND COSMIC ABSORPTION

V. A. AMBARZUMIAN and SH. G. GORDELADSE

As known, among diffuse nebulae there are both the nebulae with continuous spectrum and those with the spectrum consisting of emission lines. It has been established that the luminosity of any diffuse nebula in every case is connected with some star of large absolute brightness, located either within the nebula or close to it. Moreover, it was observed that provided the spectrum of illuminating star is of B1 or later type, the spectrum of nebula turns out to be continuous and coincides with the spectrum of the star. In this case we deal with a simple reflection of star light by the nebula and there are all reasons to suppose that this diffuse reflection is produced by solid particles of cosmic dust. However, in the case when the star causing radiation belongs to O or Bo type, the spectrum proves to be the emission one. As it has been shown by Rosseland[1] and Zanstra[2] this emission is due to the excitation of atoms of gases, contained in the nebula, by the short wave radiation of star.

In any case each luminous diffuse nebula is connected with some star causing this luminosity. However, the ultimate character of this connection is not yet known.

Indeed, there are two possibilities eliminating each other: 1) Stars causing the luminosity of nebulae approach them in space only occasionally in the course of their motion. From this point of view each diffuse nebula at various moments may approach different stars of different spectral classes, giving every time the corresponding reflected spectrum. It can also happen that in some periods when there occur no sufficiently bright stars in its proximity this nebula will not be illuminated at all; 2) Star causing the luminosity of nebula is dynamically connected with it, i. e., they are of the common origin and have the same motion in space. The chief aim of the present investigation is to consider the problem which of these two possibilities is trustworthy. The problem has been solved in the following way. For the hypothesis on the accidental connection it may be adopted that the percentage of nebulae illuminated by stars of a given spectral class among all the bright nebulae is proportional to that part of the volume of interstellar space which

is illuminated by stars of this spectral type. The larger volume is illuminated by the total amount of stars of a given spectral type, the larger number of nebulae will be at the given moment within this volume and will be illuminated by stars of this type. On the other hand, the part of space illuminated to a certain degree by stars of a definite spectral class depends on the total number of stars of this class and on their absolute brightness. The more numerous are those stars and the higher is their absolute brightness, the larger is the part of space illuminated by the type under consideration. In virtue of this the relative and absolute space volumes illuminated by stars of each spectral type can be computed basing on the luminosity function for each type, i. e., on the data of stellar statistics. The number of nebulae illuminated by stars of different types should be proportional to the relative volumes computed in the above way, if only the hypothesis on the accidental connection is true.

Such a computation of relative volume of the illuminated space has been carried out and given below. We have got quite a satisfactory explanation of the fact that the majority of even the reflection nebulae are illuminated by B type stars (namely B0—B9).

There are no reasons to think that the hypothesis on the dynamical connection can help to explain this distribution. Why, indeed, should stars of B1—B9 type be chiefly connected with dust nebulae, and not stars of, say, M type?

On the other hand the existence of «dark» nebulae, natural for the hypothesis of accidental connection, induces us to suppose at the assumption of dynamic connection, that there exists a separate series of nebulae which are not connected with any stars.

Before treating the above method of controlling the hypothesis on the accidental connection it should be mentioned that other methods of control are also possible. So, for instance, it seems of interest to compare the radial velocities of stars with those of nebulae illuminated by them*. Provided that the physical connection is absent these radial velocities are not to be correlated with each other. The observational material taken from Moore's Catalogue and given in Table I shows that such a correlation is probably absent.

TABLE I

Nebula	Radial velocity of nebula	Radial velocity of star
NGC 1976	+17.5 *km/sec*	+30.0 *km/sec*
3372	+ 6.0 »	−25.0 »
6514	+11.0 »	+ 7.6 »
6523	− 3.0 »	+15.3 »
6618	+ 7.0 »	+14.0 »

* This method of control has been proposed by Hubble as early as in his first paper on diffuse nebulae (Aph. J. 66, p. 162, 1922).

It should be noted, however, that a rather scanty material did not permit of drawing any definitive conclusions. On the other hand, it is probably possible to conciliate these data with the hypothesis of dynamical connection.

So, for instance, Zanstra[3] suggests that diffuse nebulae (in this case—the gaseous nebulae) are not of static type, the matter being constantly ejected from them towards the star. Just this ejected matter is the most luminous. Therefore, there must exist the difference between the radial velocity of star and the apparent radial velocity of nebula, although the chief mass of nebula may have the same radial velocity as that of the star. It seems, therefore, that the statistical method, based upon computing the total volume of the illuminated space for each spectral type, seems to be most reliable.

The proof of the hypothesis of accidental connection. It is self-evident that the idea of the volume illuminated by a star needs a more accurate definition. Strictly speaking, every star illuminates an infinite volume. At large distances, however, the illumination from stars is so insignificant that the illuminated nebula is not observable. Thus, for practical purposes we should consider around each star such a volume within which the illumination is above a certain lower limit and which can be assumed equal to the faintest illumination that can be recorded by our instruments and plates. It is convenient to take for such a lower limit the illumination which can be recorded at one-hour exposure with 60-inch reflector of Mount Wilson Observatory.

Suppose the star has brightness I. Then the amount of energy falling per 1 cm^2 of some surface normal to the rays of star at distance r turns out to be:

$$\frac{I}{4\pi r^2}.$$

If we assume that the surface reflects all the light falling on it, we shall get for the amount of energy received by the unit of Earth's surface from the unit of reflecting surface of nebula:

$$\frac{I}{4\pi r^2 \, 4\pi R^2}, \qquad (1)$$

where R is the distance from nebula to the Earth. On the other hand, one square minute of arc of nebular surface, having parallax p in seconds of arc, corresponds in usual units to the area (in cm^2) of the following size:

$$\left(\frac{60 R_\odot}{p}\right)^2,$$

where $R_\odot$ is the distance from the Sun to the Earth.

For p we have:

$$p=\frac{R_\odot}{R}\,206000,$$

and, consequently, for the same area we get:

$$\left(\frac{60R}{206000}\right)^2. \qquad (2)$$

Taking expression (1) for the amount of energy received by 1 cm^2 of the Earth from 1 cm^2 of nebula surface and multiplying by (2), which gives the number of cm^2 per one square minute of nebular surface, we get the energy received by 1 cm^2 of the Earth's surface from one square minute of nebular surface:

$$\frac{I}{4\pi r^2\,4\pi}\left(\frac{60}{206000}\right)^2=\frac{I}{(13732\pi r)^2}.$$

Now denoting by m_* the apparent magnitude of the illuminating star and by m_s the stellar magnitude from one square minute of nebula, we write:

$$m_*-m_s=-2.5\log\left[\frac{I}{4\pi R^2}:\frac{I}{16\pi^2r^2}\,\frac{1}{(3433)^2}\right]=-2.5\log\frac{(3433)^2\,4\pi r^2}{R^2},$$

or

$$m_*-m_s=-2.5\log\left[4\pi r^2(3433)^2\right]+5\log R.$$

Putting for absolute brightness (M) of star

$$M=m_*-5\log R+5$$

we find from the preceding equation after simple transformation:

$$\log r=-0.5\log 4\pi(3433)^2+0.2\,(m_s-M)+1.$$

Substituting m_s by the limiting stellar magnitude from square minute recordable at one-hour exposure with 60-inch reflector of Mount Wilson Observatory, we find the dependence between the absolute magnitude of the illuminating star and the distance (r_0) at which it gives this limiting illumination.

It can be adopted, that $m_{s(lim)}=23.25$, therefore:

$$\log r_0=-0.5\log 4\pi(3433)^2-0.2\,M+5.65. \qquad (3)$$

It is evident that the volume of the illuminated space equals to $\frac{4}{3}\pi r_0^3$, since any nebula located within this volume will possess the surface brightness accessible for our observation.

Consequently, accounting for (3) we find for the illuminated volume expression

$$v(M)=C\cdot 10^{-0.6M}, \qquad (4)$$

where

$$\log C=\log\frac{4}{3}\pi+1.5\log 4\pi(3433)^2+16.95, \qquad (4')$$

whence we see the dependence of the illuminated volume on the absolute magnitude of stars.

Let $\Phi(M)$ be the luminosity function for the spectral type under consideration; i. e., $\Phi(M)\,dM$ represents the number of stars per unit of volume belonging to the given spectral type, their absolute magnitudes being comprised within M and $M+dM$. The part of unit of volume «illuminated» by stars of the given spectral type will be evidently represented by integral:

$$P=\int\Phi(M)\,v(M)\,dM. \qquad (5)$$

$\Phi(M)$ for the given spectral class being known and the form of function $v(M)$ obtained, we can determine P for different spectral classes.

When computing we used Van Rhijn and Schwassmann's[4] tables of function $\varphi(M)$. The obtained values for P are given in Table II.

TABLE II ცხრილი

Spectral type	$P\times10^4$	Spectral type	$P\times10^4$
B	3.50	G	0.18
A	0.80	K	0.25
F	0.25	M	0.02

It should be mentioned that in the process of computations it proved that the maximum of function $\Phi(M)v(M)$ for each spectral class falls on comparatively high absolute magnitudes namely on supergiants of this class. Every time, after the maximum this function was very slowly decreasing with advancing absolute brightnesses. Thus, in some cases the value of function $\Phi(M)v(M)$ was to be extrapolated to the region of very large absolute brightnesses beyond the limits of Van Rhijn and Schwassmann's table. Evidently this extrapolation caused some inaccuracy.

Values P given in Table II practically represent the part of the interstellar space which is illuminated by stars of the corresponding spectral classes. Summing up all these numbers (to which later on will be added the corresponding number for Bo and O) we shall see that only an insignificant part

of space is illuminated by stars. Therefore the number of illuminated nebulae should be very small as compared with the number of non-illuminated ones if only the hypothesis on the accidental connection of stars and nebulae is true.

The direct comparison of the data of Table II with relative numbers of the observed nebulae is perplexed by stars of B type being sometimes connected both with the emission and reflecting nebulae. Besides one should determine value of P for stars of O type. As known Bo stars are connected with emission nebulae while B1—B9 stars are characteristic for reflecting nebulae. Consequently we determined values P separately for types O and Bo. Substracting the value of P computed for the subtype Bo from the value of P for B type as a whole we get on the other hand value of P for spectral subgroups B1—B9.

For determining values P for O and Bo stars one should know function $\Phi(M)$ for each of these classes.

Having no data on the form of these functions for actual cases, we assumed them to be expressed by some normal distribution law:

$$\Phi(M)=Ae^{-\frac{(M-M_0)^2}{2\sigma^2}} \tag{6}$$

where M_0 is the mean absolute magnitude of stars of the given type, σ — dispersion of absolute magnitudes and A — a certain constant determining the absolute concentration of stars of the given type in space. Adopting such a luminosity function for the class of stars under consideration, let us compute now the number of stars, the apparent brightness of which is above a certain stellar magnitude m_0. Assuming then that stars of the type in question are uniformly distributed in the galactic plane (i. e. have almost no dispersion in the direction perpendicular to the plane of galaxy) we shall consider first the case when the absorption of light is absent.

Then it can be said, that all stars of absolute magnitude M located nearer than at $r=10^{0.2(m_0-M)+1}$ will have the apparent brightness up to m_0. Therefore the volume of space in which these stars are observed turns out to be:

$$\pi r^2 h=\pi h\, 10^{0.4(m_0-M)+2},$$

inasmuch as this volume can be represented in the shape of a cylinder the base of which is parallel to the plane of galaxy and has the radius r, the height of this cylinder being equal to a certain value — h. In other words h is the thickness of the layer of stars of the given type.

The number of stars of absolute magnitude M contained in this volume and consequently appearing to us brighter than m_0 will be expressed as follows:

$$\pi r^2 h\Phi(M)=A\pi e^{-\frac{(M-M_0)^2}{2\sigma^2}} 10^{0.4(m_0-M)+2}h.$$

Integrating this product over all absolute magnitudes, we get the total number of stars of the type under consideration brighter than the apparent magnitude m_0:

$$N(m_0)=A\pi h 10^2\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{(M-M_0)^2}{2\sigma^2}} 10^{0.4(m_0-M)}\,dM. \tag{7}$$

On the other hand such considerations will lead us to the conclusion that the total number of all stars of Bo—B9 types with the apparent brightness larger than m_0 will find its expression in:

$$N_{B_0-B_9}(m_0)=\pi h 10^2\int_{-\infty}^{+\infty}\varphi(M)10^{0.4(m_0-M)}\,dM, \tag{8}$$

where $\varphi(M)$ is the luminosity function for all B stars, which have been tabulated by Van Rhijn and Schwassmann[4].

Suppose that for the type in question (Bo or O) as well as for the whole type B, value of h is the same, i. e. the dispersions in the direction perpendicular to the galactic plane coincide in both cases. Then dividing (7) by (8) we get:

$$\frac{N(m_0)}{N_{B_0-B_9}(m_0)}=A\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{(M-M_0)^2}{2\sigma^2}} 10^{0.4(m_0-M)}\,dM}{\int_{-\infty}^{+\infty}\varphi(M)10^{0.4(m_0-M)}\,dM}.$$

Since both in the numerator and in the denominator the quantity $10^{0.4m_0}$ is taken out of the sign of integral we have:

$$\frac{N(m_0)}{N_{B_0-B_9}(m_0)}=A\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{(M-M_0)^2}{2\sigma^2}} 10^{-0.4M}\,dM}{\int_{-\infty}^{+\infty}\varphi(M)10^{-0.4M}\,dM} \tag{9}$$

The integral in the denominator in the right part of equation (9) can be computed on the base of Van Rhijn and Schwassmann's data; that in the numerator can be also derived if M_0 and σ are known. For the latter values we

used Plaskett-Pierce's[5] data for O and Bo types respectively. They are as follows:

Sp. type	M_0	σ
O	−4.0	1.33
Bo	−3.4	1.28

Quantities $N_{B_0-B_9}$ and $N(m_0)$ for O and Bo types can be computed using any spectral catalogue of stars including stars down to a definite apparent magnitude. In this way value of A can be found for each of the spectral types under investigation (O and Bo).

All the above said is valid only in the case if the interstellar absorption is absent. The absorption can be roughly accounted for in the following way. As we have assumed above, the number of stars of each spectral type is proportional to the volume within which stars of the given type are of the apparent brightness larger than m_0. If the absorption is present this volume is smaller than at its absence, since f. i. stars of O type possessing the mean absolute brightness $M=-4$ at $m_0=9.0$ are seen without absorption up to $4\cdot10^3$ *parsec*, while at absorption of $0^m.6$ per *kiloparsec* they can be seen only up to the distance of 2200 *parsec*. In this way it is possible to compute the ratio of volume, really covered by H. D. Catalogue to that which would be covered by this catalogue at absolute transparency of space, considering the limiting value of H. D. Catalogue to be equal to

$$m_0=9.0.$$

Such a computation was made separately for Bo and O types the corresponding correction factors being obtained. In each case the integral in the numerator of the right part of equation (9) was multiplied by this factor.

We have used H. D. Catalogue. As known the number of stars of Bo—B9 types in this catalogue is 16.786. On the other hand we counted the number of Bo stars in the same catalogue. It proved equal to 286, while the number of stars of O type with absorption spectrum to which we referred all Oe and Oe5 stars turned out to be 53. On the base of these data we computed value A for both types under investigation. Putting expression (6) in formula (5), we get values P for O and Bo types. Finally we get for values P the following Table III:

TABLE III ცხრილი

Spectral type	$P\times10^6$	n	Spectral type	$P\times10^6$	n
O	0.2	11	F	0.25	2
Bo	0.6	7	G	0.18	1
B1—B9	2.9	54	K	0.25	2
A	0.8	5	M	0.02	0

In the last column of this table is given the number of nebulae illuminated by stars of each spectral class according to the data of the second Hubble's paper.[6]

It follows from this table, that sum P for O—Bo equals 0.8×10^{-4}, while the same quantity for B1—M is 4.4×10^{-4}. In such a way from the theoretical point of view the number of emission nebulae connected with stars O—Bo should be $5^1/_2$ times as small as the number of reflecting ones. Meanwhile in the above mentioned Hubble's list the number of emission nebulae is 18 and that of reflecting ones —64, i. e. the ratio is less than four. Generally, Table III shows that the hypothesis on the accidental connection gives a sufficiently correct distribution of reflecting nebulae over spectral types of illuminating stars. In particular this hypothesis explains perfectly well the predominance of B1—9 spectra in reflecting nebulae. Besides it seems striking that the nebulae illuminated by stars of M type are nearly altogether absent, which also agrees fairly with observations and what could not be expected from theory at the hypothesis of dynamic connection.

It should be considered in general that the hypothesis of accidental connection for reflecting nebulae is wholly corroborated. As to the emission nebulae, in spite of the indicated numerical disagreement, they are probably also connected accidentally with Bo and O stars, the uncertainty in computing the numerical values P being rather considerable.

At the first glimpse it may seem strange that we attempt to consider the emission and reflecting nebulae to be essentially the objects of the same type giving that or other spectrum according to the spectral class of the illuminating star. Indeed, it is used to think that the reflecting nebulae consist of small solid particles (cosmic dust) while the emission ones consist of gases. If we adopt, however, the hypothesis of the accidental connection, the conclusion on the homogeneous nature of both objects will be unavoidable. It would be really difficult to explain otherwise the entire absence of reflecting, i. e. of dust nebulae connected with O and Bo stars. But stars of O and Bo

types also can illuminate the clouds of cosmic dust present in space. On t
other hand we know the facts of co-existence in the same nebula of both t
reflected and the emission spectra just in the cases when the nebula is co
nected with B1 star. Adopting in such a way the hypothesis on the unity
nature of both types of nebulae we should assume that a nebula can give t
emission as well as the reflected spectrum. The character of the spectru
will depend on the spectral type of the star this nebula met with.

Probably this occurs in the following way. Hot stars of O and Bo t
pés meeting a dust nebula call forth an intense emission of gases out of co
mic dust and exciting these gases they make them give the emission spectrum
In this respect the process is similar to that taking place when a comet a
proaches the Sun: solid particles, the nucleus of a comet consists of, emit g
ses forming the head and the tail of comet and giving the emission spectru
under the influence of the radiation of the Sun. At large distances from th
Sun, comets have no tail and gase envelope and reflect the continuous spect
rum of the Sun.

Estimation of the total number of nebulae. Adding a
the data of the second column of Table III, i. e. getting ΣP for all spectr
types, we shall have the evidence that all stars in total illuminate only an i
significant portion of interstellar space:

$$\Sigma P = 5.2 \times 10^{-4}.$$

Just as only a two-thousandth part of all the interstellar space is illuminate
by stars, and as the nebulae are distributed in space at random (independentl
of stars), so the ratio of the number of bright diffuse nebulae to that of da
diffuse ones is respectively 1:2000. If the above-named instrument records
one-hour exposure 150 diffuse nebulae, the total number of those nebul
recordable with this instrument will be of the order of 3×10^5. All the 1
bright nebulae should be located not farther than at 2000 parsecs from u
since at large distances, cosmic absorption would abate their surface brightne
and make them unobservable. Consequently, all the 300.000 dark nebulae a
also located nearer than of 2000 *parsec*.

Whence it is easy to compute the lower limit for the number of nebu
lae per cubic parsec. The nebulae in question should be located within a cy
linder, the radius of whose foundation is 2000 parsecs and whose height doe
not exceed 200 *parsec*.

Assuming even that the height of the cylinder is larger, i. e. nebula
are met at distances larger than 100 *parsec* from the galactic plane, yet th
mentioned 200 *parsec* should be adopted for computations, since at distance
larger than 100 *parsec* from the galactic plane concentration of stars illumi
nating the nebulae (chiefly of O and B type) becomes very small and th
nebulae located in this region will not have any considerable chance of bein

included into the number of 150 bright objects. Therefore these nebulae do not enter the obtained 300.000 nebulae.

Assuming that the indicated 3.10^5 nebulae are distributed within the volume of the above cylinder we get one diffuse nebula per 8000 *parsec*^{3}. If we take the line of sight in the plane of galaxy stretching at distance l from us, the number of nebulae intersected by the line will be

$$n l \sigma.$$

where σ is the cross-section of nebula and n the number of nebulae per 1 parsec.^{3} According to the above said $n = \frac{1}{8000}$. Taking the cross-section to be equal to 25 *parsec*^{2} (which approximately agrees with the circumstance that diameters of nebulae vary between 1 and 20 parsecs) we shall get at $l = 1000$ the mean number of nebulae intersected by the line of sight to be equal to 3.

In fact, however, the limiting distance of 2000 *parsec*, as taken above, seems to be the upper limit only. A certain decrease of this distance will immediately give an appreciable growth of the number of nebulae intersected by the line of sight. Further on we shall consider the problem of the absorption of light by these non-illuminated diffuse nebulae.

Absorption of light by diffuse nebulae. When deriving the relation between the apparent magnitude of the illuminating star and its angular distance to nebula, Hubble suggested that the nebula reflects all the light of the star or at least its appreciable part. The fact that the theoretical correlation is entirely corroborated by observations speaks for the truth of the above initial premise, i. e. the nebulae really reflect an appreciable part of light falling on them.

In any case they should reflect more than 10% of light issued by stars, as if only 10% were reflected, the theoretical and observed correlations would show on the average very large disagreements. It appears, that in reality the average percentage of the reflected light can be hardly less than 30. Such a capacity of nebula to reflect 30% of light falling on it indicates that the light of stars behind the nebula grows fainter not less than by 30%, that is by $0^m.3$. Considering that according to the above calculation on the way of ray of 1000 parsecs long there will occur on the average 3 nebulae, one can expect that the total amount of non-illuminated diffuse nebulae will give in the plane of galaxy the average absorption not less than $0^m.9$ or about one magnitude per kiloparsec. Moreover it is known that there exists in space the general cosmic absorption amounting to $0^m.6 - 0^m.7$ per *kiloparsec*. Therefore it is natural to suppose that this general cosmic absorption is caused by the total amount of non-illuminated diffuse nebulae. We should not be perplexed by the fact, that the quantity obtained for absorption produced by the totality of diffuse nebulae somewhat exceeds the mean coefficient of cosmic absorption,

as we do not know well the value of cross-section σ which was used f computations and probably was taken too large. Such an interpretation of g neral cosmic absorption as caused by the total amount of non-illuminate diffuse nebulae seems to be especialy reliable, when taking into account th the non-uniform distribution and the spotted character of general absorptio has been pointed at since long.

It should be added that no doubt different nebulae have different optic thickness. Among non-illuminated nebulae there exist possibly ones whose op tical thickness exceeds one stellar magnitude. Owing to the intense absorptio of light from stars lying behind such non-illuminated nebulae the latter seer to us to be «dark» nebulae.

From this point of view the bright and the dark nebulae are representa tives of a very extensive class of diffuse nebulae, the overwhelming majorit of which are not illuminated. Each individual nebula can also cause a certai color-excess of stars located behind them. G. Shajn[7] investigated the proble on CE of stars contained in diffuse nebulae and came to the conclusion tha a part of this CE, just $0^m.1$ of stellar magnitude is caused by the diffus nebula itself, and the remaining one is due to medium between the nebul and us. If the nebnla causes such CE ($0^m.1$) of star contained in it, CE o star behind it should not be smaller. Therefore it is to be considered that eac diffuse nebula can produce selective absorption from $0^m.1$ to $0^m.2$. Consequentl the average selective absorption per kiloparsec will exceed $0^m.3$ since on the wa of ray on the average 3 non-illuminated nebulae are to be met.

Below we shall show that the majority of facts referring to cosmic ab sorption both to general and selective corroborates our standpoint that bot absorptions in question are caused by the totality of individual non-illuminate nebulae and not by the matter continually scattered in space.

Unsolved Problems of Cosmic Absorption. Numerou authors pointed out considerable irregularities in special distribution of absor bing matter. As known, regions with appreciable selective absorption are ofte located side by side (at the distance of a few grades in galactic longitude with regions of faint selective absorption. Basing on the same reasons it ca be assumed that the non-uniform distribution of brightness in the Milky Wa is due to a considerable extent to the non-uniform distribution of absorbin matter. Provided the absorbing dark matter were distributed in galaxy in suc a way, that its density would represent a slowly varying function of spheric coordinates, it would not be possible to explain the above non-uniformity Moreover the resulting absorption is derived by integrating along the line sight and consequently should present a still smoother function from coordin tes on the celestial sphere. This circumstance alone leads to the conclusio that the absorbing matter distributed in the interstellar space has irregular scattered condensations. From there only one step is to be made to th

assumption that matter is almost entirely concentrated in these condensations in the shape of non-illuminated diffuse nebulae.

On the other hand, G. Shajn[8] has indicated that dark places in the Milky Way do not coincide with the regions of largest selective absorption. This fact, presenting a great interest, is quite obscure from the point of view of continuous distribution of absorbing matter. Selective and neutral absorption are caused respectively by particles of different size. The general absorption is formed by two items: 1) neutral absorption and 2) the general absorption connected with the selective one. In places where the selective absorption is present the second item is of considerable importance. Therefore, if the distribution of particles of small and large sizes are independent of each other or provided between both distributions there exists a positive correlation, then in places where the selective absorption is large, the general absorption should be also appreciable. Consequently the absence of correlation between the reddening and surface brightness of the Milky Way from the standpoint of continuously distributed matter leads to the artificial assumption that between the distribution of large and small particles there is a negative correlation, that is in those regions of space where there are many large particles there must be relatively small number of small ones and vice versa.

Meanwhile we shall see that the fact under consideration can be explained quite naturally by means of our point of view on the identity of the absorbing medium with the totality of diffuse nebulae, thus avoiding any supplementary assumption.

Cosmic absorption from the point of view of the hypothesis of discontinuous distribution of absorbing matter. Let us assume for the sake of simplicity that each diffuse nebula absorbs a definite part of stellar magnitude (as we have seen about $0^m.3$). Denote this absorption in stellar magnitudes by k. Let the mean number of nebulae intersected by the line of sight at certain distance r be equal to n; then, as known, the mean square deviation from the mean number of nebulae on this way of the ray will be $\sqrt{n}$. Thus the mean absorption at this distance in stellar magnitudes is nk, and the mean square deviation of absorption—$\sqrt{n}\,k$. Evidently the larger is the distance, i. e. the larger is r, the larger is the mean square deviation for absorption expressed in stellar magnitudes and consequently the farther is located the class of objects under investigation, the larger fluctuations in the brightness of these objects should cause the variations in the value of cosmic absorption. We see that absorption fluctuations expressed in stellar magnitudes, i. e. in logarithmical scale, increase with increasing distance. This differs fluctuations in brightness, caused by variation in the number of nebulae, from other fluctuations found in physics. If, for instance, we were to observe an homogenously illuminated bright sphere through the totality of dark nebulae having a constant optical thickness k, so with increasing mean

number of nebulae per unit of path of light fluctuations of the observed i tensity of light in different direction would be the larger, the larger is t mean number of nebulae on the path of ray. Consequently the contrast b tween the dark and the bright places would increase with increasing numb of nebulae.

Just owing to this circumstance the irregularities in the general a selective absorption cannot decrease, but on the contrary should increase wi the growth of distance to the objects under consideration. It seems advisab to check the numerical value for fluctuation as derived from theory and i growth with distance.

However such a check is not so very easy as it may seem at first. S for instance, if we consider CE of stars of a certain subgroup of B typ e. g. of B_3 having uniform apparent brightness, difference arises not onl owing to fluctuation in absorption but also in consequence of these sta possessing a certain dispersion of absolute magnitudes due to which fact the distances also show considerable dispersion.

Usually the coefficient of selective absorption is determined from th colors of stars of early types. In such a case the distance is derived from th assumption that the given star has the absolute magnitude equal to the mea absolute magnitude for the corresponding spectral subgroup. In reality the ab solute magnitude can deviate from the mean one and therefore the distanc determined in this way will not be correct. Owing to this there arises certain dispersion for the values of the selective absorption coefficient deter mined in this way. It can be easily seen that this disp rsion increases pro portionally to distance and practically exceeds in all cases the true dispersio of the selective absorption as considered above. Therefore the determinatio of the value of true dispersion of the selective absorption coefficient present great difficulties. To avoid this it seems advisable to consider the object known to be located at equal distance from us.

It appears that among far objects such are first of all double and mul tiple star clusters. No doubt, for instance that χ and h Persei clusters are a equal distance from us. Therefore it seems of interest to find out whethe there exists a color-excess for one of these clusters with respect to the othe For solving this problem one should form the difference of color-excesse for stars of both clusters belonging to the same spectral class.

Thus for instance we took the color equivalents (values of spectrophoto metric gradient) according to Thorndike[9]; we compared the CE of eleven star in h Persei and ten stars in χ Persei clusters, all the stars in use belon ging to types from Bo to Ao. Finally it turned out that χ Persei cluster ha a positive color equivalent about $0^m.24 \pm 0^m.07$ with respect to h Persei. Thi result, though based on scarce material, points out the presence of large fluc tuation in selective absorption at transition from one cluster to another.

The problem of correlation between selective absorption and surface brightness of the Milky Way. As it was mentioned above, the point of view of continuously distributed absorbing matter is not able to explain the observed absence of correlation between the value of selective absorption in the given direction and the surface brightness of the Milky Way. However from the standpoint of discontinuous dark matter this phenomenon can find its explanation. The problem is that as it was shown by Kreiken a considerable variation of surface brightness of the Milky Way can be caused only by that dark matter which is at the distance of not more than 200 *parsec*. Therefore from our point of view the distribution of surface brightness in the Milky Way is chiefly determined by non-illuminated nebulae located at less than 200 *parsec* from us. On the other hand selective absorption has been chiefly studied on the base of Stebbins and Huffer's[10] work by stars of B type located on the average at a distance of 500—600 *parsec*. Consequently the picture of the distribution of selective absorption coefficient as given by this work is connected with distribution of non-illuminated nebulae located at distances up to 500 *parsec* and more. In such a way the picture of distribution of surface brightness in the Milky Way on one hand and the distribution of selective absorption coefficient on the other are stipulated by two different sets of nebulae. It is true that one of these sets is a part of the other one; yet it is evident that fluctuations of the number of nebulae in one set in some direction will be almost independent of the fluctuation of the number of nebulae in the same direction in other set. Therefore there should exist almost no correlation between the surface brightness of the Milky Way and the selective absorption coefficient, which is just observed in reality.

Conclusion. As we have shown in the present paper the diffuse nebulae are not dynamically connected with illuminating stars and are probably accidentally met with the latter in space. This leads to the conclusion that there exists a large multitude of non-illuminated diffuse nebulae distributed haphazard in the galactic space.

Computation has shown that the absorption of light of distant stars produced by these nebulae should be of the same order of magnitude as the observed general absorption. Therefore the cause of the general absorption can be sought for just in these non-illuminated nebulae. This assumption permits to explain large fluctuations in the general and selective absorption when passing from one region of the sky to the neighbouring one. In addition we have shown that from our point of view one should not expect any correlation between the surface brightness of different regions in the Milky Way and the selective absorption coefficient in those regions.

From this standpoint the reflecting, emission as well as «dark» nebulae are individual representatives of the homogeneous class of diffuse nebulae.

Diffuse nebulae possessing large optical thickness and not being illum
nated by bright stars will seem «dark» ones. Diffuse nebulae illuminated
stars of B1 — M types simply reflect their light and finally diffuse nebu
falling into the field of radiation of O and Bo stars give the emission spec
rum being essentially of the same physical nature as the reflection nebul
The difference between the reflection and emission nebulae is similar to th
between comets located at large and small distances from the Sun.

On the other hand the assumption on the presence of a special cont
nuously distributed absorbing medium in galaxy proves to be unnecessary.

Finally the proposed point of view is the most simple one, as it embrac
all the phenomena referring to nebulae with continuous, emission and mixe
spectra, to dark nebulae as well as to selective and general cosmic absorptio

September, 1937.

Literature: ლიტერატურა:

1. Aph. J. 63, p. 218, 1926.
2. Aph. J. 65, p. 50. 1927.
3. M. N. 97. p. 37, 1936.
4. Zs. f. Aph. p. 161, 1935.
5. P. D. O. Victoria V, 4, 1935.
6. Aph. J. 56, p. 400, 1922.
7. Zs. f. Aph. 1932.
8. Астр. Ж. 1937.
9. H. C. 416, 1936.
10. P. Wash. O. XV, 5, 1934.

დიფუზურ ნისლოვანედთა და კოსმიური შთანთქმის პრობლემა

ვ. ამბარცუმიანი და შ. გორდელაძე

(რეზუმე)

ცნობილია, რომ დიფუზურ ნისლოვანედთა შორის გვხვდება ნისლოვან
დები როგორც უწყვეტი, ისე ემისიური სპექტრითაც. მიჩნეულია, რომ ყოველ
დიფუზური ნისლოვანედის ნათება ყოველ ცალკე შემთხვევაში დაკავშირებ
ლია დიდი აბსოლუტური სიკაშკაშის მქონე ვარსკვლავთან, რომელიც ნისლ
ვანედის შიგნით ან მის მახლობლად მდებარეობს. ამასთანავე შემჩნეულია, რ
თუ მნათი ვარსკვლავის სპექტრი Br ან უფრო გვიანი ტიპის არის, მაშინ ნ
ლოვანედის სპექტრი უწყვეტია და ვარსკვლავის სპექტრს ეთანადება. ამ შე
თხვევაში ჩვენ საქმე გვაქვს ვარსკვლავის სინათლის უბრალო არეკლასთან ნ
ლოვანედის მიერ და საფუძველი გვაქვს ვიფიქროთ, რომ დიფუზური არეკ
კოსმიური მტვერის მყარი წილაკების მიერ სწარმოებს. იმ შემთხვევაში, რო
ნისლოვანედის ნათების გამომწვევი ვარსკვლავი O ან Bo ტიპის არის, ნისლ
ვანედის სპექტრი ემისიურია. Rosseland[1]-მა და Zanstra[2]-მ გვიჩვე

რომ ეს ემისია ნისლოვანედში მოქცეულ აირების ატომთა ვარსკვლავის მოკლეტალღიანი გამოსხივების მიერ აღგზნებით არის გამოწვეული.

ამრიგად, თვითეული დიფუზური ნისლოვანედი თავისი ნათების გამომწვევ რომელიმე ვარსკვლავთან არის დაკავშირებული, თუმცა ამ კავშირის ხასიათი ამჟამად უცნობი არის.

მართლაც, არსებობს ორი, ერთმანეთის გამომრიცხავი შესაძლებლობა:

1) ვარსკვლავები, რომლებიც ნისლოვანედთა ნათებას იწვევენ, მხოლოდ შემთხვევით უახლოვდებიან მათ სივრცეში ძრაობის დროს. ამ თვალსაზრისის მიხედვით ყოველი აღებული ნისლოვანედი დროის სხვადასხვა მომენტში შეიძლება დაუახლოვდეს ყოველგვარ შესაძლო სპექტრალური ტიპის სხვადასხვა ვარსკვლავს და ამის მიხედვით შესაბამი არეკლილი სპექტრი მოგვცეს; შეიძლება აგრეთვე, რომ დროის გარკვეულ შუალედში, როცა ნისლოვანედის საკმაო მახლობლობაში არ მოიპოვება საკმარისად კაშკაშა ვარსკვლავი, ის (ნისლოვანედი) სავსებით გაუნათებელი დარჩეს და, მაშასადამე, დამკვირვებლისათვის უჩინარი იყოს; 2) ვარსკვლავი, რომელიც ნისლოვანედის ნათებას იწვევს, ამ უკანასკნელთან გენეტიურად არის დაკავშირებული, ე. ი. საერთო წარმოშობა და სივრცეში ერთნაირი ძრაობა აქვთ.

ჩვენ აქ განვიხილავთ საკითხს იმის შესახებ, თუ ამ ორ შესაძლებლობათაგან რომელი შეესაბამება სინამდვილეს: ნისლოვანედთა და ვარსკვლავთა შემთხვევითი კავშირის ჰიპოთეზა, თუ ჰიპოთეზა მათი გენეტიური კავშირის შესახებ.

საკითხის ამოხსნა შემდეგი გზით შეიძლება იქნეს მიღწეული: შემთხვევითი კავშირის ჰიპოთეზის შემთხვევაში შეგვიძლია ჩავთვალოთ, რომ აღებულ სპექტრალურ ტიპის ვარსკვლავთა მიერ განათებულ ნისლოვანედთა პროცენტი ყველა ნათელ ნისლოვანედთა მიმართ კოსმიური სივრცის მოცულობის იმ ნაწილის პროპორციული არის, რომელიც ამავე სპექტრალური ტიპის ვარსკვლავებით არის განათებული. რაც უფრო მეტი მოცულობა არის განათებული მოცემული სპექტრალური ტიპის ვარსკვლავთა მთელი სიმრავლით, მით უფრო მეტი ნისლოვანედი აღმოჩნდება ამ მოცულობის შიგნით და განათებული იქნება ამ სპექტრალური ტიპის ვარსკვლავებით. თავის მხრივ, გარკვეული სპექტრალური კლასის ვარსკვლავებით და გარკვეული ხარისხით განათებული სივრცის ნაწილი ამ კლასის ვარსკვლავთა საერთო რიცხვსა და მათ აბსოლუტურ სიკაშკაშეზე არის დამოკიდებული. რაც უფრო მეტია იმ ვარსკვლავთა რიცხვი და, აგრეთვე, რაც უფრო მაღალია მათი აბსოლუტური სიკაშკაშე, მით უფრო მეტი იქნება განსახილავი ტიპის ვარსკვლავებით განათებული სივრცის ნაწილი. ამის გამო თვითეული სპექტრალური ტიპის ვარსკვლავებით განათებული სივრცის მოცულობის ნაწილის ფარდობითი და აბსოლუტური ოდენობანი, თვითეული ტიპის „ნათების ფუნქციის“ საშუალებით, ე. ი. ვარსკვლავთა სტატისტიკის მონაცემებით შეიძლება იქნენ გამოთვლილნი.

შემთხვევითი კავშირის ჰიპოთეზის სამართლიანობა მოითხოვს, რომ სხვადასხვა ტიპის ვარსკვლავებით განათებულ ნისლოვანედთა რიცხვი, ასეთგვარად გამოთვლილ ფარდობით მოცულობათა პროპორციული აღმოჩნდეს.

სხვადასხვა ტიპის ვარსკვლავით განათებული სივრცის ფარდობით მოცულობათა გამოთვლა მოყვანილია ქვემოდ და მიღებულია სავსებით დამაკმაყოფილებელი ახსნა-განმარტება იმ ფაქტის, რომ თვით ამრეკლავ ნისლოვანედთა უმრავლესობაც კი B (სახელდობრ B1—B9) ტიპის ვარსკვლავებით არის განათებული.

არავითარი საბუთი არა გვაქვს ვიფიქროთ, რომ ამ განაწილების ახსნა განმარტება გენეტიური კავშირის ჰიპოთეზის საფუძველზე შეიძლებოდეს. მართლაც, რატომ მტვეროვან ნისლოვანედებთან სწორედ B1—B9 ტიპის ვარსკვლავები უნდა იყვნენ დაკავშირებულნი და არა სხვა რომელიმე, მაგ., M ტიპის ვარსკვლავები? მეორეს მხრივ, სივრცეში „ბნელ“ ნისლოვანედთა არსებობის ფაქტი, რაც სავსებით ბუნებრივია შემთხვევითი კავშირის ჰიპოთეზის თვალსაზრისით, გენეტიური კავშირის ჰიპოთეზის შემთხვევაში გვაიძულებს დაუშვათ, რომ მაინც არსებობენ მთელი რიგი ნისლოვანედები, რომლებიც არც ერთ ვარსკვლავთან არ არიან დაკავშირებულნი. პირველად, სანამ შეუდგებოდეთ შემთხვევითი კავშირის ჰიპოთეზის შემოწმების ზემოდაღნიშნულ მეთოდის დეტალური სახით განვითარებას, შევნიშნავთ, რომ შესაძლებელია ამ ჰიპოთეზის შემოწმების სხვა გზებიც; ასე, მაგ., საგულისხმოა ვარსკვლავებისა და მათ მიერ განათებულ ნისლოვანედების სხივურ სიჩქარეთა შედარება*. იმ შემთხვევაში, როცა ვარსკვლავსა და მის მიერ განათებულ ნისლოვანედს შორის არ არსებობს ფიზიკური კავშირი, მათ სხივურ სიჩქარეთა შორისაც არ უნდა არსებობდეს რაიმე გარკვეული კანონზომიერებითი კავშირი. ცხრ. I-ში მოყვანილი არსებული დაკვირვებითი მასალა გვიჩვენებს, რომ ასეთი კორელაცია მართლაც გამორიცხულია, თუმცა უნდა შევნიშნოთ, რომ დაკვირვებითი მასალის სიმცირე არ გვაძლევს საშუალებას რაიმე სავსებით გადამწყვეტი ხასიათის დასკვნა მივიღოთ. მეორეს მხრივ, არ არის გამორიცხული გენეტიური კავშირის თვალსაზრისისა და ვარსკვლავთა და ნისლოვანედთა სხივური სიჩქარეების თანხვედნილობის ერთმანეთთან შეთავსება; ასე, მაგ., Zanstra-ს მიხედვით [3] დიფუზური ნისლოვანედნი (ამ შემთხვევაში საკითხი ეხება აირად ნისლოვანედებს) არ იმყოფებიან სტატიკურ მდგომარეობაში და ვარსკვლავისაკენ მიმართულებით ადგილი აქვს მათი ზედაპირიდან მატერიის უწყვეტ დენადობას; ამასთანავე, ძირითადად, სწორედ ეს დენადი მატერია ანათებს. ამიტომ, ვარსკვლავის და ნისლოვანედის სხივურ სიჩქარეთა შორის უნდა არსებობდეს ერთგვარი სხვაობა, თუმცა ნისლოვანედის მთავარ მასას შეიძლება ისეთივე სიჩქარე ჰქონდეს, როგორც ვარსკვლავს.

ზემოდაღნიშნულის გამო უნდა მივიღოთ, რომ შემოწმების უფრო სწორ მეთოდს სტატისტიკური მეთოდი წარმოადგენს, რაც თვითეული ტიპით განათებული სივრცის საერთო მოცულობის გამოთვლაზე არის დამყარებული.

თავის თავად ცხადია, რომ ცნება „ვარსკვლავით განათებული მოცულობა“ ზუსტ განმარტებას მოითხოვს. მკაცრად რომ ვთქვათ, ვარსკვლავი უსასრულო მოცულობას ანათებს. ამის მიუხედავად დიდი მანძილების შემთხვევაში ვარსკვლავიდან მიღებული განათება იმდენად მცირეა, რომ ნისლოვანედი დამკვირვებლისთვის უჩინარი იქნება. ამიტომ, პრაქტიკული თვალსაზრისით, თვითეულ ვარსკვლავის გარშემო ისეთი მოცულობა განვიხილოთ, რომლის შიგნით განათება აღემატება ერთგვარ ქვედა ზღვარს, რომელიც შეიძლება ისეთ უმცირეს განათებათ ჩავთვალოთ, როცა ჩვენი ინსტრუმენტებით და ფოტოფირფიტებით კიდევ ხელმისაწვდომია და შესაძლებელი ობიექტთა რეგისტრაცია. კერძოდ, უფრო ხელსაყრელია განათების ქვემო ზღვრად ისეთი განათება მივიღოთ, რომლის დროსაც შესაძლებელია Mount Wilson-ის ობსერვატორიის 60" რეფლექტორით ერთ საათიანი ექსპოზიციის შემთხვევაში ნისლოვანედის ფოტოგრაფირება.

ვარსკვლავის სიკაშკაშე I-ით ავღნიშნოთ; მაშინ, მისგან r მანძილით დაშორებულ და მისი სხივების მართობილ რომელიმე ზედაპირის ერთ კვადრატულ სანტიმეტრით მიღებული ენერგიის რაოდენობა იქნება: $\frac{I}{4\pi r^2}$. თუ დავუშვებთ, რომ ზედაპირი მასზედ დაცემულ სინათლეს მთლიანად არეკლავს, მაშინ ენერგიის რაოდენობისათვის, რომელიც ამრეკლავ ნისლოვანედის ზედაპირის ერთეულიდან დედამიწის ზედაპირის ერთეულზე ეცემა, გვექნება გამოსახვა (1), სადაც R-ით აღნიშნულია მანძილი დედამიწისა და ნისლოვანედის შორის.

მეორეს მხრივ, ნისლოვანედის ზედაპირის რკალის ერთი კვადრატული მინუტი, როცა ამ ნისლოვანედის პარალაქსი p გამოსახული არის რკალის სეკუნდებში, ფართის ჩვეულებრივ ერთეულებში შეესაბამება სიდიდეს:

$$\left(\frac{60R_\odot}{p}\right)^2,$$

სადაც $R_\odot$ წარმოადგენს მანძილს დედამიწისა და მზეს შორის. ამასთანავე, რადგან p-სთვის გვაქვს:

$$p=\frac{R_\odot}{R}206000$$

იმავე ფართისათვის გვექნება გამოსახვა (2).

თუ, ახლა, ენერგიის რაოდენობას (1), რომელსაც დედამიწის ზედაპირის ერთი კვადრატული სანტიმეტრი ღებულობს ნისლოვანედის ზედაპირის ერთ კვადრატულ სანტიმეტრიდან, გავამრავლებთ (2)-ზე, ვიპოვით ენერგიის რაო-

* შემოწმების ასეთ შესაძლებლობაზედ მიუთითა Hubble-მა თავის პირველ შრომაში დიფუზურ ნისლოვანედთა შესახებ (Aph J. 66, p. 162, 1922).

დენობას, რომელსაც დედამიწის ერთი კვადრატული სანტიმეტრი ღებულობს ნისლოვანედის ზედაპირის ერთი კვადრატული მინუტიდან:

$$\frac{I}{4\pi r^2 4\pi}\left(\frac{60}{206000}\right)^2=\frac{I}{(13732\pi r)^2}.$$

მნათი ვარსკვლავის ხილული სიდიდე m_*-ით ავღნიშნოთ, ვარსკვლავურ სიდიდე ნისლოვანედის თვითეული კვადრატული მინუტიდან კი m_s-ით; მაშ შეგვიძლია დავწეროთ:

$$m_*-m_s=-2{\cdot}5\log[4\pi r^2(3433)^2]+5\log R.$$

ამ ტოლობიდან მარტივი გარდაქმნის შემდეგ ვპოულობთ:

$$\log r=-0{\cdot}5\log 4\pi(3433)^2+0{\cdot}2(m_*-M)+1.$$

თუ, ახლა, m_s-ის მაგიერ ჩავსვამთ ზღვარულ ვარსკვლავურ სიდიდეს ერთ კვადრატული მინუტიდან, რომელიც შესაძლოა იქნეს ფოტოფიქსირებულ Mount Wilson-ის ობსერვატორიის 60″ რეფლექტორით ერთ საათიან ექსპოზიციის შემთხვევაში, ვიპოვით დამოკიდებულებას მნათ ვარსკვლავის აბსო ლუტურ სიდიდესა და იმ მანძილს r_0 შორის, რომელზედაც ის ამ ზღვარულ განათებას უზრუნველყოფს.

შეგვიძლია ჩავთვალოთ, რომ m_* (ზღვარული) $=23.25$; ამიტომ მივ ღებთ (3)-ს.

მეორეს მხრივ, ცხადია, რომ განათებული სივრცის მოცულობა ტოლ $\frac{4}{3}\pi r_0^3$, რადგან ამ მოცულობის შიგნით მდებარე ყოველ ნისლოვანედს ექნებ დაკვირვებისათვის შესაძლო ზედაპირული სიკაშკაშე. ამიტომ, თუ მხედველო ბაში მივიღებთ (3), განათებული მოცულობისათვის v ვიპოვით გამოსახვა (4), სადაც C (4′)-ით განისაზღვრება.

აქედან ცხადია, თუ როგორია განათებული მოცულობის დამოკიდებუ ლება ვარსკვლავის აბსოლუტურ სიდიდეზე.

ვთქვათ ახლა, რომ განსახილავი სპექტრალური ტიპის ვარსკვლავთა ნა თების ფუნქცია არის $\Phi(M)$, ე. ი. $\Phi(M)dM$ წარმოადგენს აღებული სპექტრა ლური ტიპის იმ ვარსკვლავთა რიცხვს მოცულობის ერთეულში, რომელთ აბსოლუტური სიდიდე M და $M+dM$ შუალედის შიგნით არის მოქცეული; მა შინ ცხადია, რომ მოცულობის ერთეულის ის ნაწილი, რომელიც აღებულ სპექტრალური ტიპით იქნება განათებული, წარმოგვიდგება ინტეგრალით (5).

რადგან $\Phi(M)$ ფუნქცია აღებულ სპექტრალურ კლასისათვის ცნობილი

ხოლო $v(M)$ ფუნქციის სახე უკვე მიღებულია, ამიტომ ჩვენ შეგვიძლია P-ს მნიშვნელობა თვითეული სპექტრალური კლასისათვის განვსაზღვროთ. სიდიდე P-ს მიღებული მნიშვნელობანი მოცემულია ცხრ. II-ში.

საჭიროა შევნიშნოთ, რომ ამ ცხრილის გამოთვლის დროს აღმოჩნდა, რომ $\Phi(M)$ და $v(M)$ ფუნქციათა მაქსიმუმი თვითეული სპექტრალური კლასისათვის შედარებით მაღალ აბსოლუტურ სიდიდეებზე მოდის, სახელდობრ, აღებული კლასის ზებუმბერაზებზე; ამასთანავე ეს ფუნქციები აბსოლუტურ სიკაშკაშეთა ზრდადი მიმართულებით ყოველ აღებულ შემთხვევაში სუსტად მცირდებოდენ; ამიტომ, ერთობ დიდ აბსოლუტურ სიკაშკაშეთა შუალედისათვის გვიხდებოდა ზოგჯერ $\Phi(M)$ და $v(M)$ ფუნქციების მნიშვნელობათა ექსტრაპოლაცია, რასაც ერთგვარი შეცდომა შემოჰქონდა.

ცხრ. II-ში მოყვანილი P სიდიდის მნიშვნელობანი არსებითად კოსმიური სივრცის იმ ნაწილებს წარმოადგენენ, რომლებიც შესაბამის კლასის ვარსკვლავებით არიან განათებული. თუ ყველა ამ რიცხვებს შევკრებთ, რომელსაც შემდეგში ჩვენ დაუმატებთ აგრეთვე O ტიპის შესაბამ რიცხვსაც, დავინახავთ, რომ ვარსკვლავებით სივრცის მხოლოდ უმნიშვნელო ნაწილია განათებული; ამიტომ, თუ ვარსკვლავთა და ნისლოვანედთა შემთხვევითი კავშირის ჰიპოთეზა სწორია, მაშინ განათებულ ნისლოვანედთა რიცხვი სავსებით უმნიშვნელო უნდა იყოს გაუნათებელ ნისლოვანედთა რიცხვთან შედარებით.

ცხრ. II-ის მონაცემთა უშუალო შედარების შესაძლებლობას დაკვირვებულ ნისლოვანედთა ფარდობით რიცხვებთან ართულებს ის გარემოება, რომ B ტიპის ვარსკვლავები გვხვდებიან კავშირში როგორც ემისიურ, ისე ამრეკლავ ნისლოვანედებთან. გარდა ამისა საჭიროა P სიდიდის მნიშვნელობა განსაზღვრულ იქნეს აგრეთვე O ტიპის ვარსკვლავთათვის. ცნობილია, რომ Bo ტიპის ვარსკვლავები ემისიურ ნისლოვანედებთან კავშირში გვხვდებიან, ხოლო B1 – B9 ტიპის კი ჩვეულებრივად ამრეკლავ ნისლოვანედებთან. ამიტომ, O და Bo ტიპის ვარსკვლავთათვის P-ს მნიშვნელობანი ჩვენ მიერ ცალ-ცალკე იყო გამოთვლილი.

მეორეს მხრივ, B და Bo ტიპის შესაბამ P სიდიდეთა სხვაობა მოგვცემს P-ს მნიშვნელობას B1—B9 სპექტრალურ ერთობლიობისათვის.

O და Bo ტიპის ვარსკვლავთათვის P სიდიდის განზღვრის მიზნით აუცილებელია თვითეულ მათგანისთვის $\Phi(M)$ ფუნქციის ცოდნა. ვინაიდან ამ ფუნქციათა შესახებ მონაცემები არ მოგვეპოვება, ამიტომ, ჩვენ ჩავთვალოთ, რომ ისინი გამოისახებიან განაწილების ერთგვარი ნორმალური კანონით (6), სადაც M_0 აღებული ტიპის ვარსკვლავთა საშუალო აბსოლუტურ სიდიდეს წარმოადგენს, σ — აბსოლუტურ სიდიდეთა დისპერსიას, ხოლო A — ერთგვარ მუდმივ სიდიდეს, რომელიც განსაზღვრავს აღებული ტიპის ვარსკვლავთა აბსოლუტურ კონცენტრაციას სივრცეში. მივიღებთ-რა განსახილავი კლასის ვარსკვლავთათვის ნათების ასეთ ფუნქციას, შეგვიძლია შეუდგეთ იმ ვარსკვლავთა რიცხვის გამოთვლას, რომელთა ხილული სიკაშკაშე, რომელიმე გარკვეულ ვარსკვლავურ სიდიდეს m_0 აღემატება; ამასთანავე ჩვენ ვიგულისხმებთ, რომ განსახილავი ტიპის ვარსკვლავები გალაქტიკის სიბრტყეში თანაბრად არის განაწილებული (ე. ი.

გალაქტიკის სიბრტყის მართობი მიმართულებით დისპერსიას თითქმის სრულებით არ აქვს ადგილი) და პირველად დაუშვებთ, რომ სინათლის შთანთქმას ადგილი არ აქვს; მაშინ შეგვიძლია ვთქვათ, რომ ყველა იმ ვარსკვლავებს, რომელთა აბსოლუტური სიდიდე არის M და მდებარეობენ უფრო ახლო ვიდრე $r=10^{0.2(m_0-M)+1}$, ხილული სიკაშკაშე ექნებათ მეტი ვიდრე m_0; ამიტომ, სივრცის მოცულობა, რომელშიაც ეს ვარსკვლავები იქნებიან ხილულნი, შეიძლება გამოვსახოთ შემდეგით:

$$\pi r^2 h=\pi h 10^{0.4(m_0-M)+2},$$

რადგან ეს მოცულობა შეიძლება იქნეს წარმოდგენილი ცილინდრის სახით, რომლის ფუძე გალაქტიკის სიბრტყის პარალელურია და აქვს რადიუსი r: ხოლო სიმაღლე კი რომელიმე სიდიდის h ტოლია.

აქედან, ამ მოცულობაში მოქცეულ ვარსკვლავთა რიცხვი, რომელთა აბსოლუტური სიდიდე არის M და რომლებიც m_0-ზე უფრო კაშკაშად აისახებიან ჩვენ მიერ, გამოისახება ნამრავლით:

$$\pi r^2 h\Phi(M)=A\pi\varepsilon^{\frac{(M-M_0)^2}{2\sigma^2}}10^{0.4(m_0-M)+2}h,$$

რომლის ინტეგრობით ყველა შესაძლო აბსოლუტურ სიდიდეთა შუალედში, ჩვენ ვღებულობთ m_0 ხილულ სიდიდეზე უფრო კაშკაშა განსახილავ ტიპის ვარსკვლავთა სრულ რიცხვს, გამოთქმულს (7) სახით.

მეორეს მხრივ, ანალოგიური მსჯელობით მივალთ იმ დასკვნამდე, რომ Bo—B9 სპექტრალური ტიპების იმ ვარსკვლავთა საერთო რიცხვი რომელთა ხილული სიდიდე მეტია ვიდრე m_0, გამოისახება ინტეგრალით (8), სადაც $\varphi(m)$—Van Rhijn-ის და Schwassmann-ის ცხრილში გათვალისწინებულ B ტიპის ყველა ვარსკვლავთა ნათების ფუნქციას წარმოადგენს.

ჩვენ ვიგულისხმებთ, რომ როგორც განსახილავი ტიპისათვის (Bo ან O), ისე, აგრეთვე, B ტიპისათვისაც სიდიდე h ერთი და იგივეა, ე. ი. რომ გალაქტიკის სიბრტყის მართობი მიმართულებით დისპერსია ორთავე შემთხვევაში ერთმანეთის ტოლია; მაშინ, თუ (7) გავყოფთ (8)-ზე, ვპოულობთ (9)-ს.

(9) ტოლობის მარჯვენა ნაწილის ინტეგრალი მნიშვნელში შეიძლება გამოთვლილ იქნეს Van Rhijn-ის და Schwassmann-ის მონაცემების საფუძველზე[1]; მრიცხველის ინტეგრალიც გამოითვლება, თუ ცნობილი იქნება M_0 და σ. ამ უკანასკნელისა ვის ჩ ენ ვისარგებლეთ Plaskett-Pearce-ის მონაცემებით O და Bo ტიპებისათვის, შესაბამისად.

ეს მონაცემები შემდეგია:

სპექტრ. ტიპი	M_0	σ
O	—4.0	1.33
Bo	—3.4	1.28

$N_{Bo_0 B9}(m_0)$ და $N(m_0)$ რიცხვები Bo და O ტიპებისათვის შეიძლება გამოვთვალოთ ვარსკვლავთა რომელიმე სპექტრალური კატალოგიდან, რომელშიც ყველა ვარსკვლავებია მოცემული გარკვეულ ხილულ სიდიდემდე. ამიტომ თვითეულ საკვლევ სპექტრალური ტიპისათვის (Bo და O) შესაძლოა A სიდიდის პოვნა.

ყველა აღნიშნული მხოლოდ იმ შემთხვევაშია სამართლიანი, როცა ვარსკვლავთაშორისი შთანთქმა არ არსებობს. შთანთქმის დაახლოებითი გათვალისწინება შემდეგი გზით შეიძლება. ვთქვათ, რომ თვითეული სპექტრალური ტიპის ვარსკვლავთა რიცხვი იმ მოცულობის პროპორციულია, რომლის შიგნით აღებული ტიპის ვარსკვლავებს m_0-ზე უფრო მეტი ხილული სიკაშკაშე აქვთ. შთანთქმის არსებობის დროს ეს მოცულობა გაცილებით ნაკლებია, ვიდრე მაშინ, როცა შთანთქმას ადგილი არა აქვს, რადგან, მაგ., O ტიპის ვარსკვლავები, რომელთა საშუალო აბსოლუტური სიდიდე $M=-4$, როცა $m_0=9.0$ მოსჩანან 4×10^3 პარსეკამდე თუ შთანთქმას არ აქვს ადგილი, ხოლო მაშინ-კი, როცა არსებობს შთანთქმა $0^m.6$ სიდიდისა კილოპარსეკზე, ისინი ხილულნი იქნებიან მხოლოდ 2200 პარსეკის მანძილზე. ამრიგად, შესაძლოა გამოვითვალოთ Draper-ის კატალოგით შემოსაზღვრული ნამდვილი მოცულობის შეფარდება იმ მოცულობასთან, რომელიც იქნებოდა შემოსაზღვრული იმავე კატალოგის ვარსკვლავებით სივრცის სავსებით გამჭვირვალობის შემთხვევაში; ამასთანავე, ჩვენ მივიღებთ რომ Draper-ის კატალოგის ზღვარული სიდიდე $m_0=9.0$.

ჩვენ მიერ ამგვარი გამოთვლებით Bo და O ტიპისათვის (ალ-ცალკე მიღებული იყო შესაბამი შემასწორებელი მამრავლები და (9) განტოლების მარჯვენა ნაწილის ინტეგრალი მრიცხველში ამ მამრავლზე მრავლდებოდა.

ჩვენ ვისარგებლეთ H. D. კატალოგით. როგორც ცნობილია Bo—B9 ტიპის ვარსკვლავთა საერთო რიცხვი ამ კატალოგში 16.786 უდრის. მეორეს მხრივ, Bo ტიპის ვარსკვლავთა რიცხვი კი ამავე კატალოგის საფუძველზე გამოთვლის დროს აღმოჩნდა 286; ხოლო, O ტიპის ვარსკვლავები აბსორბციული სპექტრით, რომელსაც ჩვენ მივაკუთვნეთ აგრეთვე O_e და O_{e5} ვარსკვლავებიც—53. ამ მონაცემების საფუძველზე გამოთვლილი იყო A სიდიდე ორთავე სკვლევ ტიპისათვის. თუ ამის შემდეგ (5) ფორმულაში შევიტანთ (6) გამოსახვას, ჩვენ მივიღებთ O და Bo ტიპების შესაბამ P სიდიდის მნიშვნელობებს. საბოლოოდ P სიდიდის მნიშვნელობათათვის ჩვენ შეგადგინეთ ცხრ. III. ამ ცხრილის

უკანასკნელ სვეტში მოცემულია იმ ნისლოვანედთა რიცხვი n, რომელიც თვითეული სპექტრალური კლასის ვარსკვლავთა მიერ არის განათებული. ამ ცხრილიდან სჩანს, რომ O და Bo ტიპებისათვის P სიდიდის ჯამი 0.8×10^{-4} ტოლია, მაშინ როცა B1 — M ტიპებისათვის ეს ჯამი უდრის 4.4×10^{-4}.

ამრიგად, O და Bo ვარსკვლავებთან დაკავშირებული ემისიურ ნისლოვანედთა თეორიული რიცხვი $5^1/_2$-ჯერ ნაკლები უნდა იყოს ვიდრე ამრეკლავ ნისლოვანედთა რიცხვი. დაკვირვებითი მასალიდან-კი Hubble-ის შრომაში ემისიურ ნისლოვანედთა რიცხვი 18-ის ტოლია, ხოლო ამრეკლავ ნისლოვანედთა — 64, ე. ი. ფარდობა 4-ზე ნაკლებია. სავა მხრივ კი შემთხვევითი კავშირის ჰიპოთეზა ამრეკლავ ნისლოვანედთა მათი გამნათებელი ვარსკვლავების სპექტრალური ტიპის მიხედვით განაწილებისათვის დაახლოებით სწორ სურათს გვაძლევს. კერძოდ, ეს ჰიპოთეზა მშვენიერ ახსნას აძლევს იმ ფაქტს, რომ ამრეკლავ ნისლოვანედთა შორის დიდ უმრავლესობას B1—9 სპექტრი აქვს. ამის გარდა, ერთობ საგულისხმოა ისიც, რომ ცხრილის მიხედვით, M ტიპით განათებული ნისლოვანედები თითქმის სრულებით არ უნდა არსებობდენ, რაც აგრეთვე მშვენივრად ეთანხმება დაკვირვებითი მასალას, რადგანაც ამდაგვარი ნისლოვანედი მართლაც არ ყოფილა ჯერ შენიშნული.

საერთოდ უნდა მივიღოთ, რომ შემთხვევითი კავშირის ჰიპოთეზა ამრეკლავ ნისლოვანედთა მიმართ მთლიანად დასაბუთებულია და სამართლიანი. რაც შეეხება ემისიურ ნისლოვანედთ, უნდა ითქვას, რომ ზემოდაღნიშნულ რიცხვობრივ შეუთანხმებლობის მიუხედავათ, სინამდვილეში მათი კავშირიც Bo და O ტიპის ვარსკვლავებთან აგრეთვე შემთხვევითია, რადგან P სიდიდეთა რიცხვობრივ მნიშვნელობათა გამოთვლისას არსებული განუზღვრელობა საკმარისად დიდია და მას შეეძლო გამოეწვია აღნიშნული შეუსაბამობა ექსპერიმენტალურ მონაცემებთან.

პირველი შეხედვით ზედმეტად გაბედულად მოსჩანს ჩვენი დასკვნა, რომ ემისიური და ამრეკლავი ნისლოვანედები არსებითად ერთიდაიმავე ტიპის ობიექტებს წარმოადგენენ, რომელთა სპექტრი მათ განმანათებელ ვარსკვლავთა სპექტრზე არის დამოკიდებული. მართლაც დღემდე ფიქრობდენ, რომ ამრეკლავი ნისლოვანედები საკმარისად მცირე მყარ ნაწილაკთაგან, ე. ი. კოსმიური მტვრისაგან შესდგებიან, მაშინ როცა ემისიური ნისლოვანედები აირწილაკთა სიმრავლეს წარმოადგენენ; მაგრამ, თუ მივიღებთ შემთხვევითი კავშირის ჰიპოთეზას, მაშინ დასკვნა ორთავე ობიექტის ერთდაიმავე ბუნების შესახებ აუცილებლობას წარმოადგენს.

მართლაც, ერთობ ძნელი იქნებოდა სხვაგვარად აგვეხსნა ის გარემოება, რომ ამრეკლავი, ე. ი. მტვროვანი ნისლოვანედები არ გვხვდება ბუნებაში O და Bo ტიპის ვარსკვლავებთან დაკავშირებული. პრინციპიალურად სავსებით მოსალოდნელია, რომ O და Bo ტიპის ვარსკვლავებს ისევე შეეძლოთ სივრცეში არსებულ კოსმიური მტვრის ღრუბელთა განათება, როგორც სხვა დანარჩენი, უფრო სუსტი სპექტრალური ტიპის ვარსკვლავთ. მეორეს მხრივ, ცნობილია ფაქტი ერთ და იმავე ნისლოვანედში არეკლილ და ემისიურ სპექტრთა თანაარსებობისა სწორედ ისეთ შემთხვევებში, როცა ნისლოვანედი B1

ტიპის ვარსკვლავთან არის კავშირში. ამრიგად, მივიღებთ რა ორთავე ტიპის ნისლოვანედთა ბუნების ერთგვაროვნების ჰიპოთეზას, ჩვენ უნდა დაუშვათ, რომ ნისლოვანედს შეუძლია როგორც არეკლილი, ისე ემისიური სპექტრის მოცემა იმისდამიხედვით, თუ როგორია იმ ვარსკვლავის სპექტრალური კლასი, რომელსაც იგი დაუახლოვდება სივრცეში ძრაობის დროს.

მოსალოდნელია, რომ ეს გარემოება გამოწვეულია მით, რომ O და Bo ტიპის ვარსკვლავები მტვეროვან ნისლოვანედებთან შეხვედრისას იწვევენ აირთა ინტენსიურ გამოყოფას კოსმიური მტვერიდან და ამ აირთა შემდგომი აღგზნებით უზრუნველყოფენ ნისლოვანედის ემისიურ სპექტრს; ამ მხრივ, იმ პროცესის ანალოგიური რაძ გვაქვს, რომელსაც მზესთან კომეტის მიახლოებისას აქვს ადგილი, როცა მყარ წილაკთაგან შედგენილ გულიდან გამოიყოფა გაზი, რომელიც წარმოშობს თავსა და კუდს და, რომელიც იმავე მზის გამოსხივების გავლენით ემისიურ სპექტრს იძლევა; მზისაგან დიდ მანძილზე კი კომეტებს არ აქვთ კუდი და აირადი გარსი და არეკლავენ მზის უწყვეტ სპექტრს.

თუ ცხრ. III-ის მეორე სვეტის ყველა რიცხვებს შევაჯამებთ, მივიღებთ, რომ ყველა ვარსკვლავები ერთად აღებულნი, ვარსკვლავთაშორისი სივრცის მხოლოდ უმნიშვნელო ნაწილს ანათებენ, სახელდობრ:

$$\Sigma P = 5\cdot2\times10^{-4}.$$

ამრიგად, რადგან ვარსკვლავებით განათებულია მთელი ვარსკვლავთაშორისი სივრცის მხოლოდ ორი მეათასედი ნაწილი და რადგან ნისლოვანედთა სივრცეში განაწილება შემთხვევითია და ვარსკვლავებზე დამოუკიდებელი, ამიტომ თვითეულ ნათელ დიფუზურ ნისლოვანედზე დაახლოებით ორი ათასი გაუნათებელი დიფუზური ნისლოვანედი მოდის. თუ ერთ საათიანი ექსპოზიციის შემთხვევაში 60″ რეფლექტორისათვის შესამჩნევ დიფუზურ ნისლოვანედთა რიცხვს 150-ით განვსაზღვრავთ, მაშინ იმავე ინსტრუმენტისათვის შესამჩნევად შესაძლო ყველა დიფუზურ ნისლოვანედთა რიცხვი დაახლოებით უნდა იყოს 3×10^5. ყველა 150 ნათელი ნისლოვანედი უნდა მდებარეობდეს ჩვენგან 2.000 პარსეკზე უფრო ახლო, რადგან უფრო შორი მანძილის შემთხვევაში კოსმიური შთანთქმა შეამცირებდა მათ ზედაპირულ სიკაშკაშეს და დაკვირვებისათვის მიუწვდომლად გახდიდა. მაშასადამე, ყველა 300.000 ბნელი ნისლოვანედნიც ჩვენგან 2.000 პარსეკზე უფრო ახლო უნდა მდებარეობდენ.

აქედან არ არის ძნელი ერთ კუბურ პარსეკში მოქცეულ ნისლოვანედთა საერთო რიცხვის ქვემო ზღვარის გამოთვლა. მართლაც, აღნიშნული ნისლოვანედნი უნდა მდებარეობდენ ცილინდრის შიგნით, რომლის ფუძის რადიუსი 2.000 პარსეკია, ხოლო სიმაღლე — 200 პარსეკს არ აღემატება. თუნდაც რომ დაუშვათ ცილინდრის სიმაღლისათვის უფრო დიდი მნიშვნელობა, ე. ი., რომ ნისლოვანედნი გვხვდებიან 100 პარსეკზედ უფრო დიდ მანძილზე გალაქტიკის სიბრტყიდან, გამოთვლებისას მაინც უნდა ვისარგებლოთ ნაჩვენები ციფრით —

200 პარსეკით, რადგან გალაქტიკის სიბრტყიდან 100 პარსეკზედ უფრო შორ მანძილებზე ნისლოვანედების გამნათებ ლ ვარსკვლავთა (უმთავრესად O და B ტიპების) კონცენტრაცია ერთობ მცირეა და ამ უბანში არსებ ლ ნისლოვანედთა წარმომადგენ ლთ არ ექნებათ ალბათობა ჩვენ მიერ ნაჩვენებ 150 ნათელ ობიექტებში მოხვედრისა. ამიტომ ეს ნისლოვანედები მიღებულ 300.000 ნისლოვანედთა რიცხვში არ შედიან.

ჩავთვლით რა, რომ ნაჩვენები 3×10^3 ნისლოვანედი განაწილებულია აღნიშნული ცილინდრის მოცულობის შიგნით, მივიღებთ რომ ყოველ 8.000 კუბურ პარსეკზე ერთი დიფუზური ნისლოვანედი მოდის. თუ გალაქტიკის სიბრტყეში ავიღებთ ჩვენგან l მანძილით დაშორებულ მხედველობის სხივს, მაშინ ამ უკანასკნელით გადაკვეთილ ნისლოვანედთა რიცხვი იქნება $n\sigma l$, სადაც σ არის ნისლოვანედის განივჭრილი, ხოლო n — ნისლოვანედთა რაოდენობა ერთ კუბურ პარსეკში. ზემოდ თქმულის მიხედვით $n=\frac{1}{8000}$. თუ ვიგულისხმებთ, რომ განივჭრილი σ დაახლოებით 25 კვადრატული პარსეკის ტოლია (რაც საკმარისად შეესაბამება იმ ფაქტს, რომ ნისლოვანედთა დიამეტრების მნიშვნელობანი გვხვდებიან 1 და 20 პარსეკს შუა), მაშინ ვღებულობთ, რომ როცა $l=1000$ პარსეკს, მხედველობის სხივი საშუალოდ 3 ნისლოვანედს გადაჰკვეთს.

სინამდვილეში ჩვენ მიერ აღებული ზღვარული მანძილი 2000 პარსეკის სიდიდით, ალბათ, ზედა ზღვარს წარმოადგენს. ამ მანძილის რამდენადმე გადიდება, მხედველობის სხივით გადაკვეთილ ნისლოვანედთა რიცხვისთვის სწრაფ ზრდას მოგვცემს. ქვემოდ განვიხილავთ საკითხს სინათლის შთანთქმის შესახებ ამ გაუნათებელი დიფუზური ნისლოვანედების მიერ.

მნათი ვარსკვლავის ხილულ სიდიდესა და ნისლოვანედამდე მის კუთხურ მანძილს შორის ურთიერთ მიმართების განზღვრის დროს, რაც Hubble-ის ფარდობის სახელწოდებით არის ცნობილი, იმთავითვე გულისხმობენ, რომ ვარსკვლავის სინათლეს ნისლოვანედი მთლიანად არეკლავს, ან, ყოველ შემთხვევაში, მის საკრძნობ ნაწილს მაინც. ის გარემოება, რომ დაკვირვებითი მასალა მთლიანად ადასტურებს ამ თეორიულ მოსაზრებას, მოწმობს რომ ასეთი თვალსაზრისი სწორია, ე. ი. მართლაც ხდება ნისლოვანედებიდან მათზე დაცემული სინათლის საგრძნობი ნაწილის არეკლა. ყოველ შემთხვევაში ეს ნაწილი აუცილებლად უნდა აღემატებოდეს ვარსკვლავთაგან ნისლოვანედებზე დაცემული სინათლის 10%, რადგან წინააღმდეგ შემთხვევაში თეორიული და ექსპერიმენტალური ფარდობანი საშუალოდ ერთობ საგრძნობი სიდიდის განსხვავებებს მოგვცემდენ. უნდა ვიფიქროთ, რომ ნისლოვანედებიდან აირეკლება მიღებული სინათლის მთელი რაოდენობის არა ნაკლები 30%-სა; არეკლის ასეთი უნარი ნიშნავს, რომ ნისლოვანედთა უკან მოთავსებულ ვარსკვლავთა სინათლე 30%-ით, ე. ი. $0^m.3$ სუსტდება. თუ მივიღებთ ახლა მხედველობაში ზემოდმოყვანილ გამოთვლას, რომ 1000 პარსეკის მანძილზე სხივი საშუალოდ 3 ნისლოვანედს გადაჰკვეთს, მაშინ ნათელია, რომ გაუნათებელ დიფუზურ ნისლოვანედთა სიმრავლით გამოწვეული შთანთქმა გალაქტიკის სიბრტყეში არ იქნება $0^m.9$ ან ერთ

ვარსკვლავურ სიდიდეზე ნაკლები ერთ კილოპარსეკზედ. მეორეს მხრივ ცნობილია, რომ სივრცეში ადგილი აქვს საერთო კოსმიურ შთანთქმას, რომელიც ერთ კილოპარსეკზე $0^m.6-0^m.7$ აღწევს; აქედან, ბუნებრივია დაუშვათ, რომ საერთო კოსმიური შთანთქმა გაუნათებელ დიფუზურ ნისლოვანედთა ერთობლ ობით არის გამოწვეული. ასეთი დასკვნის სამართლიანობაში ჩვენ არ უნდა დაგვაეჭვოს იმ გარემოებამ, რომ ამ უკანასკნელთა მიერ გამოწვეული შთანთქმისათვის ჩვენ მიერ მიღებული ოდენობა რამდენადმე აღემატება კოსმიური შთანთქმის საშუალო კოეფიციენტს, რადგანაც, ამ ოდენობის გამოთვლისას ჩვენ ვს რკებლობდით ნისლოვანედთა განივჭრილის σ მნიშვნელობით, რომელიც ჩვენთვის, რასაკვირველია, ხუსტად არ არის ცნობილი, და რომელიც, მოსალოდნელია, გადაჭარბებით იყო აღებული. საერთო კოსმიური შთანთქმის ასეთი ინტერპრეტაცია ჩვენ მით უფრო სამართლიანად მიგვაჩნია, რომ უკვე დიდი ხანია იწვევდა ეჭვს მისი არათანაბარი განაწილება სივრცეში.

უნდა დაუმატოთ, რომ სხვადასხვა ნისლოვანედთ აუცილებლად სხვადასხვაგვარი ოპტიური სისქე აქვთ. გაუნათებელ ნისლოვანედთა შორის აუცილებლად უნდა იყოს ისეთებიც, რომელთა ოპტიური სისქე ერთ ვარსკვლავურ სიდიდეს აღემატება. ამდაგვარი გაუნათებელი ნისლოვანედები, მათ უკან მოთავსებულ ვარსკვლავთა სინათლის ინტენსიური შთანთქმის გამო, ჩვენ „ბნელ“ ნისლოვანედებათ უნდა მოგვეჩვენონ. ასეთი თვალსაზრისის მიხედვით, ნათელი და ბნელი ნისლოვანედები განხილული უნდა იქმნან როგორც წარმომადგენელნი დიფუზურ ნისლოვანედთა ერთობ ფართე კლასის, რომლის წევრთა უმრავლესობა განათებული არ არის. თვითეულ ნისლოვანედს შეუძლია აგრეთვე მის უკან მოთავსებულ ვარსკვლავთათვის კოლორ-ეფექტის გამოწვევა. G. Shajn-ი, რომ ლმაც დიფუზურ ნისლოვანედებს შიგნით მოთავსებულ ვარსკვლავთა კოლორ-ექსცესის საკითხი შეისწავლა, იმ დასკვნამდე მივიდა, რომ ამ კოლორ-ექსცესთა ნაწილი, სახელდობრ, 0.1 ვარსკვლავური სიდიდე, თვით დიფუზური ნისლოვანედით არის გამოწვეული, ხოლო, დანარჩენი ნაწილი კი შუალით ჩვენსა და ნისლოვანედს შორის. თუ ნისლოვანედი მასში მოთავსებულ ვარსკვლავისათვის ასეთი სიდიდის კოლორ-ექსცესს იწვევს, ცხადია, არა ნაკლები სიდიდის იქნება მათ მიერ გამოწვეული კოლორ-ექსცესი იმ ვარსკვლავთათვის, რომლებიც მათ უკან იმყოფებიან; ამიტომ, უნდა ჩავთვალოთ, რომ თვითეული დიფუზური ნისლოვანედი საშუალოდ $0^m.1$-დან $0^m.2$-დე სელექტურ შთანთქმას იწვევს. აქედან გამომდინარეობს, რომ თვითეულ კილოპარსეკზე სელექტური შთანთქმა $0^m.3$-ს უნდა აღემატებოდეს, რადგან სინათლის სხივი, როგორც ეს ზემოდ იყო აღნიშნული, თავის გზაზე საშუალოდ 3 ნისლოვანედს გადაჰკვეთს.

ქვემოდ ჩვენ დავასაბუთებთ, რომ იმ ფაქტების ერთობლიობა, რომელნიც შეეხებიან კოსმიურ შთანთქმას, როგორც საერთოს, ისე სელექტურს, — სავსებით ადასტურებს ჩვენ მიერ აქ წამოყენებულ თვალსაზრისს იმის შესახებ, რომ ორთავე ეს შთანთქმა გამოწვეულია არა თანაბრად განაწილებული მატერიით სივრცეში, არამედ გაუნათებელ ცალკე ნისლოვანედთა ერთობლიობით.

მშთანთქმელი მატერიის არათანაბრად განაწილების მკვეთრად გამოსახული ხასიათი მთელ რიგ ავტორთა მიერ იყო აღნიშნული. ცნობილია, რომ ერთობ ხშირად გვხვდება შემთხვევები, როცა რომელიმე უბანი მძლავრი სელექტური შთანთქმით ერთობ ახლო (გალაქტიკური გრძედის სულ რამოდენიმე გრადუსის დაშორებით) მდებარეობს ისეთ უბანთან, სადაც სელექტური შთანთქმა საგრძნობლად მცირეა; სავსებით ანალოგიურად უნდა მივიღოთ, რომ რძის გზაზე სიკაშკაშის განაწილების არაერთგვაროვნება საგრძნობლად არის დამოკიდებული მშთანთქმელი მატერიის განაწილების არაერთგვაროვნებაზე. აღნიშნულ არაერთგვაროვნებათა მიზეზის ახსნა სავსებით შეუძლებელი იქნებოდა, თუ ჩვენ მშთანთქმელი ბნელი მატერიისათვის მივიღებდით ისეთ განაწილებას გალაქტიკაში, როცა მისი სიმკვრივე კოორდინატთა მძიმედ კლებად ფუნქციას წარმოადგენს. მაშინ, რეზულტატური შთანთქმა, რომელიც მხედველობითი სხივის გასწვრივ ინტეგრობით მიიღება, ზეციური სფეროს კოორდინატთა კიდევ უფრო მძიმედ კლებადი ფუნქცია უნდა ყოფილიყო. უკვე მარტო ეს გარემოებაც კმაკმარისია იმისათვის, რომ მივიდეთ დასკვნამდე, რომ ვარსკვლავთაშორისი სივრცეში განაწილებულ მშთანთქმელ მატერიას დაჭუცმაცებული და ნაკუწ-ნაკუწად შესქელებული სახე აქვს; აქედან სავსებით ბუნებრივია შეხედულება, რომლის თანახმად მატერიის კონცენტრაცია ამ შესქელებებშია განხორციელებული გაუნათებელ დიფუზურ ნისლოვანედთა სახით.

მეორეს მხრივ, ერთობ საინტერესოა ის ფაქტი (G. Shajn-ის მიერ მითითებული), რომ ბნელი ადგილები რძის გზაზე არ ემთხვევიან დიდი სელექტური შთანთქმის მქონე უბნებს [8]. მშთანთქმელი მატერიის უწყვეტი განაწილების თვალსაზრისით ეს ფაქტი სავსებით გაუგებარია. მართლაც, სელექტურ შთანთქმას სულ სხვა ზომის წილაკები იწვევენ, ვიდრე ნეიტრალურ შთანთქმას. საერთო შთანთქმა კი წარმოადგენს ნეიტრალური შთანთქმის და იმ შთანთქმის ჯამს, რომელიც სელექტურ შთანთქმაზე არის დამოკიდებული. იქ, სადაც სელექტური შთანთქმა არსებობს, მასზე დამოკიდებული საერთო შთანთქმაც მნიშვნელოვანი სიდიდის არის. ამიტომ, თუ დიდ და მცირე ზომის წილაკთა განაწილება ერთმანეთზე დამოუკიდებელია, ან, თუ ორთავე განაწილების შორის დადებითი კორელაცია არსებობს, მაშინ საშუალოდ იქ, სადაც სელექტური შთანთქმა დიდია, დიდი უნდა იყოს აგრეთვე საერთო შთანთქმაც. აქედან, თუ გამოვალთ მშთანთქმელი მატერიის უწყვეტი განაწილების თვალსაზრისიდან და მხედველობაში მივიღებთ იმ გარემოებას, რომ რძის გზის ზედაპირულ სიკაშკაშესა და გაწითლების შორის არ არსებობს კორელაცია, მივალთ ხელოვნურ დასკვნამდე იმის შესახებ, რომ დიდ და მცირე ზომის წილაკთა განაწილებათა შორის უარყოფითი კორელაცია არსებობს, ე. ი. სივრცის იმ უბანში, სადაც მოზრდილ წილაკთა რიცხვი დიდია, პატარა ზომის წილაკთა რაოდენობა მცირეა და პირიქით. ქვემოდ დავინახავთ, რომ ჩვენ მიერ განვითარებული თვალსაზრისი მშთანთქმელი შუალის და დიფუზურ ნისლოვანედთა ერთობლიობის იგივეობის შესახებ ამ ფაქტს სავსებით ბუნებრივი ახსნა-განმარტება შეიძლება მიეცეს ყოველგვარი დამატებითი სახის დაშვების გარეშე.

სიმარტივისათვის მივიღოთ, რომ თვითეული დიფუზური ნისლოვანედი ვარსკვლავური სიდიდის გარკვეულ ნაწილს შთანთქავს (როგორც ეს ზემოდ იყო ნაჩვენები, დაახლოებით $0^m.3$). ეს შთანთქმა ვარსკვლავურ სიდიდის ერთეულებში ავღნიშნოთ k-თი. შემდეგ, ვთქვათ, რომელიმე r მანძილზე სხივით გადაკვეთილ ნისლოვანედთა რიცხვი არის n; მაშინ, როგორც ცნობილია, სხივის ამ გზაზე ნისლოვანედთა საშუალო რიცხვის საშუალო კვადრატული სხვაობა $V\overline{n}$ იქნება; ამიტომ, ამ მანძილზე საშუალო შთანთქმა ვარსკვლავური სიდიდის ერთეულებში იქნება nk, ხოლო შთანთქმის საშუალო კვადრატული სხვაობა კი — $kV\overline{n}$. ცხადია, რაც უფრო დიდია მანძილი, ე. ი. რაც უფრო დიდია r, მით უფრო მეტია ვარსკვლავურ სიდიდის ერთეულებში გამოსახული შთანთქმის საშუალო კვადრატული სხვაობა, და, მაშასადამე, რაც უფრო შორსაა შესასწავლ კლასის ობიექტები, ამ ობიექტთა სიკაშკაშისთვის მით უფრო დიდი ფლუქტუაციები უნდა გამოიწვიოს კოსმიური შთანთქმის სიდიდის რყევამ. მთავარია ის, რომ მანძილის გადიდებისას იზრდება აგრეთვე შთანთქმის ფლუქტუაციებიც, გამოსახულნი ვარსკვლავურ სიდიდის ერთეულებში, ე. ი. ლოგარითმულ სკალაში. ამაშია განსხვავება ნისლოვანედთა რიცხვის რყევით გამოწვეულ სიკაშკაშის ფლუქტუაციებსა და ყველა სხვაგვარ ფლუქტუაციათა შორის, რომლებიც ფიზიკაში გვხვდება. ასე მაგ., თუ დავაკვირდებოდით თანაბრად განათებულ სფეროს, როცა ამ უკანასკნელსა და ჩვენს შორის მდებარეობს მუდმივი ოპტიური სისქის k მქონე ბნელ ნისლოვანედთა ერთობლიობა, მაშინ, ნისლოვანედთა საშუალო რიცხვის გადიდების დროს, ნისლოვანედებში გავლილი სინათლის ჩვენი დაკვირვებით ფიქსირებული ინტენსიობის ფლუქტუაცია, გამოსახული ვარსკვლავურ სიდიდეებში მანძილის ერთეულზე იქნებოდა მით უფრო მეტი, რაც მეტია ნისლოვანედთა საშუალო რიცხვი სინათლის სხივის გზაზე აღებული მიმართულებით. მაშასადამე, ბნელი და ნათელი უბნების კონტრასტიც რძის გზაზე უნდა გადიდებულიყო აგრეთვე ნისლოვანედთა რიცხვის გადიდებით. სწორედ ამის გამო არარეგულარობა საერთო და სელექტურ შთანთქმაში არა თუ არ უნდა კლებულობდეს, არამედ, პირიქით, უნდა მატულობდეს მანძილის გადიდებისას განსახილავ ობიექტებამდე. ამიტომ სასურველი იყო შეგვემოწმებინა ფლუქტუაციისათვის თეორიიდან გამომდინარე რიცხვითი მნიშვნელობა და მისი ზრდა მანძილთან ერთად.

მაგრამ ასეთი შემოწმება არ წარმოადგენს ისეთ მარტივ საქმეს, როგორც ეს ერთის შეხედვით სჩანს; ასე მაგ., თუ B ტიპის რომელიმე გარკვეული ქვეკლასის, ვთქვათ B_3 ვარსკვლავთა კოლორ-ექსცესს განვიხილავთ, დავინახავთ, რომ კოლორ-ექსცესთა სხვაობა შეიძლება წარმოიშვას არა მარტო შთანთქმითი ფლუქტუაციის შედეგად, არამედ იმის შედეგადაც, რომ ამ ვარსკვლავებს აბსოლუტურ სიდიდეთა ერთი გარკვეული დისპერსია აქვთ, და, მაშასადამე, მათი მანძილი ერთმანეთში პროცენტების მიხედვით საკმარისად დიდად განსხვავდება.

ჩვეულებრივად, სხვადასხვა ტიპის ვარსკვლავთათვის, შთანთქმის სელექტური კოეფიციენტის განსაზღვრის დროს ვარსკვლავთა მანძილი გამოჰყავთ იმ დაშვებიდან, რომ აღებულ ვარსკვლავს აღებული სპექტრალური ქვეკლასის საშუალო აბსოლუტური სიდიდე აქვს; სინამდვილეში კი აბსო-

ლუტური სიდიდე შესაძლოა განსხვავდებოდეს საშუალოდან და ამიტომ ასეთ გზით განზღვრული მანძილი არ იქნება სწორი. მანძილის არასისწორის გამო ასეთნაირად განზღვრული სელექტური შთანთქმის კოეფიციენტთათვის წარმოშობა ერთგვარი მოჩვენებითი დისპერსია. ადვილად შეიძლება დავრწმუნდეთ, რომ ეს დისპერსია მანძილის პროპორციულად იზრდება და, პრაქტიკულად, ყველა შემთხვევებში აღემატება ზემოდგანხილულ სელექტური შთანთქმის კოეფიციენტთა ნამდვილ დისპერსიას. ამიტომ, ამ უკანასკნელის განზღვრის საკითხი ერთობ რთულდება.

ამ გართულებათა დაძლევის მიზნით სასურველია განვიხილოთ ისეთი ობიექტები, რომლთა მიმართ ჩვენ დაბეჯითებით ვიცით რომ ისინი ჩვენგან ერთი და იმავე მანძილით არიან დაშორებულნი.

ჩვენ ვფიქრობთ, რომ შორეულ ობიექტთა შორის ასეთებს ორმაგი და ჯერადი ვარსკვლავთ-გროვები წარმოადგენენ. მაგ., ყოველგვარი ეჭვის გარეშეა, რომ χ და h Persei ჩვენგან ერთსა და იმავე მანძილით არის დაშორებული. ამიტომ ერთობ საინტერესოა გამოირკვეს საკითხი იმის შესახებ არსებობს, თუ არა კოლორ-ეჭსცესი ერთი მათგანისთვის მეორეს მიმართ. ამ საკითხის გადასაჭრელად საჭიროა ორთავე ვარსკვლავთ-გროვაში შემავალ ერთსადა-იმავე სპექტრალური ტიპის ვარსკვლავთათვის კოლორ-ექსცესთა სხვაობის შედარება. ამ მიზნით ჩვენ Thorndike-ს მიერ მიღებული[9] კოლორ-ექვივალენტებით ვისარგებლეთ. შედარებულ იყო ერთმანეთთან h Persei-ს თერთმეტი და χ Persei-ს ათი ვარსკვლავის კოლორ-ექსცესები; ამასთანავე ყველა აღებული ვარსკვლავები Bo—Ao სპექტრალური შუალედით იყო შემოსაზღვრული. ამ შედარებამ გვიჩვენა, რომ χ Persei-ს h Persei-ს მიმართ დადებითი კოლორ-ექვივალენტი აქვს, რომლის ოდენობა $0^m.24 \pm 0^m.07$ გამოისახება.

ეს შედეგი, თუმცა არასრულ მასალაზეა დაფუძნებული, მაგრამ მაინც მიგვითითებს იმ გარემოებაზე, რომ ერთი ვარსკვლავთ-გროვიდან მეორეზე გადასვლისას, ადგილი აქვს საკმარისად დიდ ფლუქტუაციას სელექტურ შთანთქმაში.

ზემოდ აღნიშნული იყო, რომ მშთანთქმელი მატერიის უწყვეტი განაწილების თვალსაზრისით შეუძლებელია აიხსნას ის ექსპერიმენტალური ფაქტი, რომ სელექტური შთანთქმის სიდიდესა და რძის გზის ზედაპირულ სიკაშკაშეს შორის კორელაცია არ არსებობს. ბნელი მატერიის წყვეტილი განაწილების თვალსაზრისით კი, ეს გარემოება ადვილად შეიძლება იქნეს განმარტებული. საკითხი მდგომარეობს იმაში, რომ რძის გზის ზედაპირული სიკაშკაშის მნიშვნელოვანი ცვალებადობა, როგორც ეს Kreiken-მა გვაჩვენა, მხოლოდ იმ ბნელ მატერიას შეუძლია გამოიწვიოს, რომელიც ჩვენგან არა უმეტეს 200 პარსეკის დაშორებით იმყოფება. ამიტომ ჩვენი თვალსაზრისის საფუძველზე შეგვიძლია ჩავთვალოთ, რომ ზედაპირული სიკაშკაშის განაწილება რძის გზაზე ძირითადად დამოკიდებულია იმ გაუნათებელ ნისლოვანედებზე, რომლებიც ჩვენგან 200 პარსეკზე უფრო ახლო მდებარეობენ.

მეორეს მხრივ, სელექტური შთანთქმა შესწავლილია ძირითადად Stebbins-ის და Huffer-ის შრომის[10] საფუძველზე, რომელიც წარმოადგენა მასალას ჩვენგან 500-600 პარსეკის დაშორებით მდებარე B ტიპის ვარსკვლავთა შესახებ. მაშასადამე, ამ მასალის საფუძველზე მიღებული სელექტური შთანთქმის კოეფიციენტის განაწილების სურათი, იმ გაუნათებელ ნისლოვანედთა განაწილებაზე არის დამოკიდებული, რომლებიც ჩვენგან 500 პარსეკის და კიდევ უფრო მეტი დაშორებით მდებარეობენ. ამრიგად, ზედაპირული სიკაშკაშის განაწილება რძის გზაზე, ერთის მხრივ, და სელექტური შთანთქმის კოეფიციენტის განაწილება, მეორეს მხრივ, ნისლოვანედთა ორ სხვადასხვა სიმრავლეზე არის დამოკიდებული. მართალია, ერთი ამ სიმრავლეთაგანი მეორის ნაწილს შეადგენს, მაგრამ, ნისლოვანედთა რიცხვის ფლუქტუაცია, ერთ რომელიმე სიმრავლეში აღებული მიმართულებით, ცხადია, თითქმის სავსებით დამოუკიდებელი იქნება იმავე მიმართულებით მეორე სიმრავლის ნისლოვანედთა რიცხვის ფლუქტუაციაზე; რძის გზის ზედაპირულ სიკაშკაშესა და სელექტური შთანთქმის კოეფიციენტს შორის თითქმის არავითარი კორელაცია არ უნდა არსებობდეს; არსებული დაკვირვებითი მასალა ამ საკითხში სავსებით ადასტურებს ჩვენ მიერ განვითარებულ თეორიის ამ შედეგს.

ამ შრომაში ჩვენ ვაჩვენეთ, რომ დიფუზური ნისლოვანედები თავიანთ გამნათებელ ვარსკვლავებთან არ იმყოფებიან გენეტიურ კავშირში და ამ უკანასკნელთ ისინი მხოლოდ შემთხვევით ხვდებიან სივრცეში ძრაობის დროს. ამრიგად, სისტემა — „ნისლოვანედი და მისი გამნათებელი ვარსკვლავი" — შემთხვევითი შეხვედრის პროდუქტად უნდა ჩაითვალოს. ამ გარემოებას იმ დასკვნამდე მივყევართ, რომ ბუნებაში გაუნათებელ დიფუზურ ნისლოვანედთა რიცხვი ერთობ დიდია და გალაქტიკურ სივრცეში უსისტემოდ არის განაწილებული.

სათანადო გაანგარიშებები გვარწმუნებენ, რომ ამ ნისლოვანედებით გამოწვეული შორეულ ვარსკვლავთა სინათლის შთანთქმის სიდიდე იმავე რიგისაა, როგორც დაკვირვებითი მასალის საფუძველზე მიღებული საერთო შთანთქმის რაოდენობა; ამიტომ, საერთო შთანთქმის მიზეზი სწორედ ამ გაუნათებელ ნისლოვანედებში უნდა ვეძიოთ. ამ თვალსაზრისით სავსებით გასაგებია, თუ რატომ აქვს ადგილი ზეციური სფეროს მეზობელ უბნებს შორის საერთო და სელექტურ შთანთქმის ფლუქტუაციათა დიდ მნიშვნელობებს. გარდა ამისა, ჩვენ მიერ ნაჩვენები იყო, რომ რძის გზის სხვადასხვა უბანთა ზედაპირულ სიკაშკაშესა და სელექტური შთანთქმის კოეფიციენტს შორის არავითარი კორელაცია არ არის მოსალოდნელი.

ჩვენ მიერ წამოყენებული თვალსაზრისის მიხედვით, არეკლითი, ემისიური და აგრეთვე „ბნელი" ნისლოვანედები სინამდვილეში დიფუზურ ნისლოვანედთა, როგორც ერთგვაროვან ობიექტთა კლასის, მხოლოდ ცალკე წარმომადგენლები არიან. ამასთანავე, დიფუზური ნისლოვანედები, რომელთაც დიდი ოპტიური სისქე აქვთ და არ არიან განათებული მაღალი სიკაშკაშის მქონე ვარსკვლავებით, ჩვენ მოგვეჩვენება როგორც ბნელი ნისლოვანედები; დიფუზური ნისლოვა-

ნედნი, რომლებიც B1 —M ტიპის ვარსკვლავებით არიან განათებული, ამ უკ
ნასკნელთა სინათლეს მხოლოდ არეკლავენ და ამრიგად ჰქმნიან ე. წ. ამრეკლ
ნისლოვანედთა ჯგუფს; დაბოლოს დიფუზური ნისლოვანედები, რომლებიც
და B0 ტიპის ვარსკვლავთა გამოსხივების არეში იმყოფებიან, ემისიურ სპექტრ
გვაძლევენ, თუმცა მათი ფიზიკური ბუნება ამრეკლავ ნისლოვანედთაგან თავდ
პირველად, ე. ი. სანამ ისინი თავიანთ გამნათებელ ვარსკვლავთ არ შეხვდებიან
არაფრით არ განსხვავდება. ასეთი შეხვედრის შემდეგ კი წარმოიშობა ერთ
გვარი განსხვავება, რომელიც თავისი ემპირიული გამოვლენით იმ განსხვავებ
ანალოგიურია, რომელიც შეშნეულია მზიდან ახლო და შორ მანძილზე მდებარ
კომეტებს შორის.

ამრიგად, ჩვენ მიერ წამოყენებული თვალსაზრისი საკმაოდ
ბუნებრივ ინტერპრეტაციას აძლევს დღემდე გადაუწყვეტელ მთელ რიგ საკით
ხებს, რომლებიც შეეხება როგორც ბნელ, ამრეკლავ და ემისიურ ნისლოვანედ
ისე სელექტურ და საერთო კოსმიურ შთანთქმასაც. ამასთანავე, ამ თვალსა
რისში მიღწეულია კოსმიური შთანთქმის და დიფუზურ ნისლოვანედების პრო
ლემათა გაერთიანება, რაც საშუალებას გვაძლევს უკეთაგდოთ ჰიპოთეზა განს
კუთრებული ბუნების მქონე უწყვეტად განაწილებული შუალის არსებობის შ
სახებ გალაქტიკაში.

სექტემბერი, 1937.

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენი № 2. 1938
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 2. 1938
BULLETIN OF THE ABASTUMANI ASTROPHYSICAL OBSERVATORY No. 2. 1938

ახალ ვარსკვლავთა ტემპერატურის შესახებ ანთების საგრძნობ ფაზაში

შ. გორდელაძე

პრობლემათა იმ ერთობლიობიდან, რომელიც ახალ ვარსკვლავთა ანთების მოვლენასთან არის დაკავშირებული, ერთ-ერთ აქტუალურ და მეტად მნიშვნელოვან საკითხს ტემპერატურის ცვალებადობა წარმოადგენს.

ცნობილია, რომ ანთების ეპოქაში ახალ ვარსკვლავთა სპექტრი ერთობ მდიდარია გრანდიოზული ცვლილებებით, რომელთაგან მკაფიოდ შეიძლება გამოიყოს ზოგიერთი კანონზომიერებითი ხასიათის თავისებურებანი. ასეთია, კერძოდ, ახალ ვარსკვლავთა სპექტრში მთავარი მაქსიმუმის დადგომის მომენტში ინტენსიური ნათელი ზოლების წარმოშობა. ეს მოვლენა იმდენად დამახასიათებელია ვარსკვლავთა სპექტრთათვის, რომ იმისდა მიხედვით მოიპოვება, თუ არა, სპექტრში აღნიშნული ნათელი ზოლები, შეიძლება დაბეჯითებით ითქვას ჰქონდა, თუ არა, ადგილი სიკაშკაშის მთავარ მაქსიმუმს, ე. ი., იმყოფება ახალი ვარსკვლავი სიკაშკაშის ზრდის თუ დაცემის ეპოქაში.

ახალ ვარსკვლავთა სპექტრი მთავარი მაქსიმუმის დადგომამდე წარმოადგენს ძირითადად აბსორბციულ სპექტრს, რომელსაც თან ახლავს სუსტი ემისიური კომპონენტები და, ამ მხრივ, სპექტრი შეიძლება ჩაითვალოს საკმარისად ნორმალურად ზებუმბერაზ ვარსკვლავთათვის (ე. წ. სუპერ-გიგანტთათვის). სწორედ ამის გამო და აგრეთვე ბნელი ხაზების შედარებითი ინტენსიობის დაკვირვებათა საფუძველზე შეიძლება ითქვას, რომ ახალ ვარსკვლავთა ტემპერატურა ანთებამდე და განსაკუთრებით მთავარ მაქსიმუმამდე არ აღემატება 10^4 *grad*.

ახალ ვარსკვლავთა ევოლუციასთან დაკავშირებით ტემპერატურის ცვალებადობის შესწავლისათვის ძირითადია შემდეგი საკითხების გამორკვევა:

1. როგორია ვარსკვლავის ტემპერატურა ანთებამდე;

2. იცვლება, თუ არა ვარსკვლავის ტემპერატურა ანთების მომენტიდან სიკაშკაშის მთავარ მაქსიმუმამდე;

3. როგორ იცვლება ტემპერატურა სიკაშკაშის მთავარ მაქსიმუმიდან იმ მომენტამდე, როდესაც ახალი ვარსკვლავი მთლიანად ჰკარგავს ნამატ სიკაშკაშეს და იძენს სიკაშკაშეს, რომელიც მას ანთებამდე ჰქონდა;

4. როგორია ვარსკვლავის ტემპერატურა ანთების საბოლოო ფაზაში.

უდავოა, რომ ამ საკითხზე პასუხის გაცემა შესაძლებელია მხოლოდ დაკვირვებითი მასალის და, კერძოდ, სპექტროსკოპიული მონაცემების შესწავლის საფუძველზე. სამწუხაროდ, სპექტროსკოპიული მონაცემები ახალ ვარსკვლავთა ანთების სხვადასხვა ფაზის მიმართ ერთიდაიმავე სისრულით არ მოგვეპოვება; განსაკუთრებით არასრულია ეს მონაცემები ახალ ვარსკვლავთა ანთების პირველ პერიოდისათვის, ე. ი., მთავარ მაქსიმუმამდე. ზედმეტია აგრეთვე ლაპარაკი რაიმე მასალების შესახებ ვარსკვლავის სპექტრის მიმართ ანთებამდე. ამრიგად, არა თუ სპექტროსკოპიული მასალა, არამედ, ხშირად, ფოტოგრაფიული მასალაც კი არ მოგვეპოვება ვარსკვლავთა შესახებ ანთებამდე. ამიტომ, ერთობ ძნელია ვიქონიოთ რაიმე გარკვეული წარმოდგენა იმ ტემპერატურის შესახებ, რომელიც ახალ ვარსკვლავს ჰქონდა ანთებამდე. შეიძლება მიუთითოთ მხოლოდ იმ გარემოებაზე, რომ ახალი ვარსკვლავები ანთებამდე ეკუთვნიან ადრინდელ სპექტრალურ კლასებს, როგორც ეს პროფ. ბ. ვორონცოვ-ველიამინოვმა[1] აღნიშნა თავისი გამოკვლევების საფუძველზე. სწორედ ამიტომ, ამ უკანასკნელთან ერთად, ჩვენ ვფიქრობთ, რომ საერთოდ ახალი ვარსკვლავის ტემპერატურა ანთებამდე არ უნდა აღემატებოდეს 10^4 *grad*.

თითქმის ანალოგიური მდგომარეობა გვაქვს ანთების დასაწყისიდან მთავარ მაქსიმუმამდე. ამ ეპოქის მიმართ დაგროვილი სპექტროსკოპიული მასალაც არ შეიძლება მივიჩნიოთ საკმარისად გარკვეულ მოსაზრებათა დასასაბუთებლად. შეიძლება აღინიშნოს მხოლოდ, რომ ამ ეპოქაში ახალ ვარსკვლავთა სპექტრი ძირითადად უსათუოდ შთანთქმითია და ბნელ ხაზებს თან ახლავს ემისიური კომპონენტები, ე. ი. ისეთი ხასიათისაა, როგორც ზებუმბერაზ ვარსკვლავთა სპექტრები. ეს გარემოება საბუთს გვაძლევს ვიფიქროთ, რომ მთავარ მაქსიმუმამდე ვარსკვლავის ტემპერატურა დაახლოებით 10^4 *grad* უახლოვდება. ამრიგად, გამომდინარეობს, რომ ანთებიდან სიკაშკაშის მთავარ მაქსიმუმის დადგომამდე ტემპერატურა თითქის უცვლელი რჩება. უნდა ხაზი გაესვას იმ გარემოებას, რომ ამ ეპოქაში არც არის მოსალოდნელი ტემპერატურის ზრდა; პირიქით, თერმოდინამიურ მოსაზრებათა საფუძველზე შეიძლებოდა გვიფიქრა, რომ ადგილი ექნებოდა ტემპერატურის ერთგვარ დაცემას, რაც უნდა მომხდარიყო ვარსკვლავის გარე ფენების აირადი მასის გაფრთოებისათვის საჭირო მუშაობის უზრუნველსაყოფად.

თუ ანთების განხილულ ეპოქათა მიმართ ლაპარაკი შეიძლებოდა სპექტროსკოპიული მასალის სიმცირის შესახებ, სრულიად საწინააღმდეგო ითქმის მთავარი მაქსიმუმის შემდგომი ეპოქის მიმართ; თითქმის ყველა ახალ ვარსკვლავთა შესახებ, განსაკუთრებით მიმდინარე საუკუნის ახალ ვარსკვლავთა მიმართ, მთავარი მაქსიმუმის შემდგომი ეპოქისათვის ერთობ მდიდარი სპექტროსკოპიული მასალა მოგვეპოვება. ამ გარემოების მიუხედავად, ამ ეპოქაში აგრეთვე

ძნელია ახალ ვარსკვლავთა ტემპერატურაზე და მის ცვლილებაზე მსჯელობა. ეს სიძნელე თავის სათავეს ღებულობს სპექტრის იმ სირთულეში, რომელიც გამოწვეულია მთავარი მაქსიმუმის შემდეგ სპექტრში ნათელი და ფართე ემისიური ზოლების წარმოშობით აბსორბციულ ხაზებთან ერთად. ეს სირთულე ყოველგვარ საშუალებას გვართმევს ამ ეპოქაში ახალი ვარსკვლავის ტემპერატურის შესახებ გამოვიყენოთ ფერების მეთოდი, ვინაიდან სწრაფ ცვალებადობას სპექტრში შეუძლია შეცდომაში შეგვიყვანოს ვარსკვლავის ფერის შეფასების დროს. ამდენადვე არასაიმედოა Planck-ის მეთოდი, რომელიც ენერგიის სპექტრში განაწილების გაზომვას, და, მაშასადამე, უწყვეტ სპექტრის გამოყოფას მოითხოვს. ეს კი, როგორც მითითებული იყო, შეუძლებელია სპექტრთა სირთულისა და სწრაფი ცვლებადობის გამო. საერთოდ უნდა აღინიშნოს, რომ ყველა მეთოდები, რომლებიც ჩვეულებრივად მისაღებია და გამოსაყენებელი ვარსკვლავთა ტემპერატურის განსაზღვრისათვის, მოცემულ შემთხვევაში სავსებით უვარგისად უნდა იქნენ მიჩნეულნი, ისევე, როგორც ამას ადგილი აქვს ყველა იმ შემთხვევაში, როცა საკითხი ადრინდელ და ზეადრინდელ სპექტრალურ ტიპის ვარსკვლავებს ეხება.

უკანასკნელ დროს ტემპერატურის განსაზღვრისათვის ამ ეპოქაში Zanstra-ს[2] მეთოდით სარგებლობენ.

Zanstra-ს მეთოდით სარგებლობენ აგრეთვე ტემპერატურის გასაზომად ახალ ვარსკვლავთა უკანასკნელ პერიოდში. ასეთი თვალსაზრისის გამართლება S. W. Beals-მა ჰპოვა იმ ფაქტში, რომ ყოფილი ახალი ვარსკვლავები ანთების საბოლოო ეპოქაში წარმოადგენენ Wolf-Rayet ტიპის ვარსკვლავებს, რომელთა მიმართაც Zanstra-ს მეთოდი გამოიყენა[3].

ამ შრომაში ჩვენ მიზნად ვისახავთ დავასაბუთოთ, როგორც ახალ ვარსკვლავთა მიმართ, ისე ვარსკვლავთა უფრო ზოგადი კლასის — Wolf-Rayet ტიპის ვარსკვლავთა მიმართაც, Zanstra-ს მეთოდის გამოყენების მიუღებლობა და არასამართლიანობა. როგორც ცნობილია, Zanstra-მ თავისი მეთოდი დაამუშავა და წამოაყენა პლანეტუარ ნისლოვანედთა გულის, ე. ი. ცენტრალური ვარსკვლავის ტემპერატურის განსაზღვრის მიზნით. ეს მეთოდი დაფუძნებულია აირად ნისლოვანედთა ნათების თეორიაზე, რომელიც თავის დროზე ჩამოყალიბებული და განვითარებული იყო Rosseland-ის და Zanstra-ს მიერ.

Rosseland-ის დებულებიდან, რომ $1 \to n \to (n-1) \to \ldots 2 \to 1$ ტიპის გადასვლები გაცილებით უფრო ხშირად ხდება, ვიდრე $1 \to 2 \to \ldots (n-1) \to n \to 1$ ტიპის გადასვლები, შეიძლება ვამტკიცოთ, რომ ცენტრალური ვარსკვლავის თვითეული ულტრაიისფერი ქვანტი აირად გარსში წარმოშობს Balmer-ის სერიის ერთ ქვანტს და აგრეთვე ერთ L_α ქვანტს Lyman-ის სერიის მეთაური ხაზის სახით.

Zanstra-ს მეთოდში სწორედ ეს გარემოება არის გამოყენებული. ამ მეთოდით ტემპერატურის განსაზღვრა დამყარებულია ვარსკვლავის ულტრაიისფერი გამოსხივების ინტენსივობისა და აირადი გარსის უწყვეტი სპექტრის ინტენსივობის ურთიერთ ფარდობაზე; ეს უკანასკნელი წარმოადგენს ექსპერიმენტალურ სიდიდეს, რომელიც Zanstra-ს მეთოდში A_ν-ით არის აღნიშნული,

რადგან უწყვეტი სპექტრის ინტენსივობა სპექტრის ოპტიურ უბნში Balmer-ის სერიის ქვანტთა საერთო რიცხვის ფუნქციას წარმოადგენს, რომელიც გარსში Balmer-ის საზღვრის მიღმა შთანთქმული, ცენტრალური ვარსკვლავის მიერ გამოსხივებული ენერგიის ხარჯზე წარმოიშობა; ამიტომ სიდიდე A_v და, მაშასადამე, ტემპერატურის ოდენობაც Balmer-ის სერიის ქვანტთა საერთო რიცხვზე იქნება დამოკიდებული. აქედან ცხადია, რომ ტემპერატურის ამ გზით განზღვრული მნიშვნელობა მხოლოდ იმ შემთხვევაში იქნება სწორი (ან საკმარისად მიახლოებული), თუ Balmer-ის სერიის ქვანტების აირად გარსში წარმოშობა ვარსკვლავის მხოლოდ ულტრაიისფერი ენერგიის ხარჯზე მოხდება, ე. ი. თუ ვარსკვლავის აირად გარსში Balmer-ის სიხშირეთა წარმოშობის ძირითადი ფაქტორი მხოლოდ Lyman-ის სერიის საზღვრის მიღმა შთანთქმული ენერგია იქნება. Zanstra-ს მეთოდში ასეთი პირობა წინასწარ ნაგულისხმევია და სწორედ ეს გარემოება წარმოა გენს ამ მეთოდის სუსტ მხარეს.

უდავოა, რომ ცენტრალური ვარსკვლავის ულტრაიისფერი ენერგია, შთანთქმული გარსში Lyman-ის სერიის საზღვრის მიღმა, რეკომბინაციის პროცესის შედეგად კასკადური გადასვლების გზით ν_{32} სიხშირეთა ერთობლიობით გამოსხივდება და, რომ, ამ მხრივ, ეს უკანასკნელი ვარსკვლავის ულტრაიისფერი ენერგიის ერთგვარ საზომს წარმოადგენს; მაგრამ, ამასთანავე ერთად, არ უნდა იქნეს უგულველყოფილი, რომ აირად გარსში Balmer-ის სერიის ქვანტები შეიძლება წარმოიშვას სხვა გზითაც, სახელდობრ, ვარსკვლავის მიერ Balmer-ის კონტინუუმში გამოსხივებული ენერგიის და ამ უკანასკნელის აირად გარსში Balmer-ის სერიის საზღვრის მიღმა შთანთქმისა და შემდგომი გამოსხივების პროცესთა გზით. ასეთი თვალსაზრისის შემოტანა ნიშნავს შემდეგს: აირადი გარსის ატომთა იონიზაცია შეიძლება მოხდეს არა მარტო ძირითად მდგომარეობიდან (Lyman-ის სერიის მიღმა შთანთქმის შემთხვევა), არამედ მეორე მდგომარეობიდანაც (Balmer-ის სერიის მიღმა შთანთქმის შემთხვევა) და, მაშინ, აირად გარსში წარმოშობა Balmer-ის სერიის ქვანტთა საერთო რიცხვი და, მაშასადამე, სპექტრის ოპტიური უბნის უწყვეტი სპექტრის ინტენსიობაც, ორთავე შესაძლო პროცესზე იქნება დამოკიდებული.

Balmer-ის სერიის ქვანტთა საერთო რაოდენობა აირად გარსში Q_B-თი აღვნიშნოთ, Lyman-ის სერიის საზღვრის მიღმა შთანთქმული ენერგიის ხარჯზე წარმოშობილი იმავე სერიის ქვანტთა რაოდენობა Q_1-ით, ხოლო Balmer-ის სერიის საზღვრის მიღმა შთანთქმული ენერგიის ხარჯზე წარმოშობილის — Q_2-ით, მაშინ ცხადია, რომ $Q_B = Q_1 + Q_2$. შევნიშნავთ, რომ Rosseland-ის ზემოთაღნიშნული დებულებიდან გამომდინარე შედეგის თანახმად ადგილი ექნება ტოლობას:

$$Q_1 = Q_{ue}, \tag{1}$$

სადაც Q_{ue}-ით აღნიშნულია ცენტრალური ვარსკვლავის მიერ გამოსხივებული ულტრაიისფერ ქვანტთა საერთო რაოდენობა.

ზემოდ განვითარებული თვალსაზრისიდან ნათელია, რომ ექსპერიმენტალური სიდიდე A_v და, მაშასადამე, Zanstra-ს მეთოდიც მხოლოდ მაშინ გვაძლევს ვარსკვლავის ტემპერატურის საკმარისად მიახლოებულ მნიშვნელობას, როცა ადგილი აქვს ტოლობას:

$$Q_B = Q_{ue},$$

რომლის განხორციელება, თავის მხრივ, მოითხოვს, რომ

$$Q_1 \gg Q_2,$$

რადგან მხოლოდ ამ შემთხვევაში შეიძლება Q_2 ქვანტთა გაელენის უკუგდება. პირიქით, იმ შემთხვევაში, თუ აღმოჩნდება, რომ ადგილი აქვს წინააღმდეგს, ე. ი., რომ

$$Q_1 \ll Q_2$$

მაშინ Zanstra-ს მეთოდის გამოყენებით განზღვრული ტემპერატურის მნიშვნელობა აუცილებლად იქნება მეტი, ვიდრე ის მნიშვნელობა, რომელიც ვარსკვლავს სინამდვილეში აქვს. აქედან ნათელია, რომ ჩვენ მიერ დასმული პრობლემის გადასაჭრელად აუცილებელია $\frac{Q_2}{Q_1}$ ფარდობის შეფასება.

ატომთა იონიზაცია, როგორც ძირითადი მდგომარეობიდან, ისე მეორე მდგომარეობიდან, პრინციპიალურად ყოველგვარი ტიპის ნისლოვან გარსშია მოსალოდნელი, მაგრამ უდავოა, რომ ამა თუ იმ ტიპის გარსთათვის შეუძლებელია ერთი და იმავე ალბათობით ველოდეთ ორთავე მოვლენის განხორციელებას. ამ მოვლენათაგან თვითეული მათგანის დადგომის ალბათობა, ცხადია, პროპორციული იქნება, ერთის მხრივ, შესაბამ ენერგეტიულ მდგომარეობაში მყოფ ატომთა საერთო რიცხვისა გარსში, ხოლო, მეორეს მხრივ, ცენტრალური ვარსკვლავის სათანადო მონოქრომატიულ გამოსხივების ინტენსივობისა; ამიტომ ფარდობა $\frac{Q_2}{Q_1}$ სხვადასხვაგვარ აირად გარსის შემთხვევაში სხვადასხვა სიდიდის იქნება.

ზოგადობის დაცვის მიზნით ჩვენ განვიხილავთ აირად გარსთა ისეთ კატეგორიას, რომელთათვის დილუციის ფაქტორი ერთ მეასედს არ აღემატება; ასეთი პირობის შემოტანა საშუალებას მოგვცემს გავავრცელოთ ქვემოდ განვითარებული თეორია როგორც პლანეტურ ნისლოვანედებზე, ისე Wolf-Rayet ტიპის და, აგრეთვე, Be ტიპის ვარსკვლავებზედაც. მეორეს მხრივ, იგივე პირობა უფლებას გვაძლევს განსახილავ აირად გარსთა ფენები ჩავთვალოთ ბრტყელბრტყელ ფენებად და, მაშასადამე, სფერული პრობლემა დავიყვანოთ უფრო მარტივი სახის ბრტყელსწვრივი შუალის ამოცანაზე.

ამასთანავე, ჩვენ შემოვიღებთ პირობას, რომ აირადი გარსის ატომები იმყოფებიან ოთხ ენერგეტიულ მდგომარეობაში და რომ მეოთხე მდგომარეობა შეესაბამება ატომთა იონიზაციას.

ცხადია, რომ $\frac{Q_2}{Q_1}$ ფარდობის შეფასებისათვის ყველაზედ უფრო ბუნებრივი გზა ვარსკვლავის ენერგიის იმ საერთო რაოდენობის გამორკვევა არის, რომელიც გარსში შთაინთქმება Lyman-ის სერიის და Balmer-ის სერიის საზღვართა მიღმა ცალ-ცალკე. ჩვენც ამ გზას ავირჩევთ.

შევაფასოთ ჯერ აირად გარსის მიერ Lyman-ის სერიის საზღვრის მიღმა შთანთქმული ენერგია. მონოქრომატული სხივოსნური ენერგიის ნაკადი ავღნიშნოთ H_ν-თი; მაშინ სიხშირის ელემენტზე $d\nu$ სრული ნაკადისათვის გვექნება $4\pi R_*^2 H_\nu d\nu$, სადაც R_*—ვარსკვლავის რადიუსს წარმოადგენს.

ვარსკვლავის მიერ გამოსხივებულ ულტრაიისფერ ქვანტთა მთელი რაოდენობისათვის ვღებულობთ გამოთქმას:

$$\frac{4\pi R_*^2}{h}\int_{\nu_0}^{\infty}\frac{H_\nu}{\nu}\,d\nu.$$

რადგან

$$H_\nu=\frac{c}{4\pi}\rho_\nu,$$

ხოლო

$$\rho_\nu=\frac{8\pi h\nu^3}{c^3}\,\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{KT}}-1}$$

საბოლოოდ გვექნება:

$$Q_{uv}=\frac{8\pi^2 R_*^2}{c^2}\int_{\nu_0}^{\infty}\frac{\nu^2}{e^{\frac{h\nu}{KT}}-1}\,d\nu=\frac{8\pi^2 R_*^2}{c^2}\,\nu_{11}^2\Delta\nu_{11}\,\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{KT}}-1},$$

ანუ (1) ტოლობის თანახმად:

$$Q_1=\frac{8\pi^2 R_*^2}{c^2}\,\nu_{11}^2\Delta\nu_{11}\,\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{KT}}-1}, \qquad (2)$$

სადაც c სინათლის სიჩქარეს წარმოადგენს.

ვარსკვლავის ენერგია, რომელიც შთანთქმულია აირად გარსში Balmer-ის სერიის საზღვრის მიღმა, ავღნიშნოთ E-თი. ცხადია, რომ ამ ენერგიის რაოდენობა პროპორციული იქნება მეორე მდგომარეობაში მყოფ ატომთა საერთო რიცხვისა n_2, მეორე მდგომარეობიდან ატომთა იონიზაციის ალბათობისა და, აგრეთვე, ენერგიის სიმკვრივის ρ_{21}, რომელიც შეესაბამება ატომთა მეორე მდგომარეობიდან იონიზაციას; ამიტომ შეგვიძლია დავწეროთ:

$$E=4\pi r_2^2 h\nu_{21}B_{21}\int_{r_1}^{r_2} n_2\rho_{21}\,dr, \qquad (3)$$

სადაც r_1 წარმოადგენს გარსის გარე რადიუსს, ხოლო r_2—შიგა რადიუსს.

ცხადია, რომ (3) ინტეგრალის ამოხსნისათვის საჭიროა ინტეგრალს ქვეშ მოთავსებულ სიდიდეთა წარმოდგენა გარკვეული ფუნქციების სახით, რაც სხი-

ვოსნური ენერგიის გადატანის პირობათა განხილვით შეიძლება იქნეს უზრუნველყოფილი.

ჩვენ მივიღებთ, რომ განსახილავ აირად გარსში ატომთა ერთი მდგომარეობიდან მეორე მდგომარეობაში გადასვლა მხოლოდ გამოსხივებისა და შთანთქმის გავლენით ხდება და, რომ ატომთა აღგზნება ან იონიზაცია წილაკთშორისი შეხლის გამო ნაკლებად ალბათურია.

ჩვენ მივიღებთ, აგრეთვე, რომ ატომების მდგომარეობათა მიხედვით განაწილება სტაციონალურია, ე. ი. $\frac{dn_i}{dt}=0$.

ასეთ პირობათა შემოღება ერთის შეხედვით ასუსტებს მოსალოდნელ შედეგების ზოგადობას, ვინაიდან Wolf-Rayet ტიპის და, მაშასადამე, ახალ ვარსკვლავთა მიმართ შეგვიძლია ვიფიქროთ, რომ არ არის სამართლიანი ჩვენ მიერ შემოღებული პირობები. ნამდვილად კი ამ პირობების შემოღება სრულიად არ ამცირებს გარსთა იმ ერთობლიობას, რომელზედაც ჩვენი შედეგების გავრცელება არის შესაძლებელი. მართლაც, მთავარი მაქსიმუმის შემდეგ ახალი ვარსკვლავის ეფექტიური რადიუსი, მატერიის დენადობის სიმძლავრის შესუსტების გამო იმდენად მცირდება, რომ აირწილაკების დიდი სიჩქარის გამო დრო, რომელიც საჭიროა ამ რადიუსის გავლისათვის, გაცილებით უფრო მცირეა, ვიდრე დროის ის შუალედი, რომელშიაც დენადობის სიმძლავრის შესამჩნევი ცვალებადობა ხდება. ამიტომ მატერიის დენადობა მთავარი მაქსიმუმის შემდეგ უნდა ჩავთვალოთ სტაციონალურად, ისე როგორც ამას აქვს ადგილი Wolf-Rayet ტიპის ვარსკვლავთა შემთხვევაში. თავის მხრივ დენადობის სტაციონარობა და აგრეთვე ის გარემოება, რომ დრო, რომელიც საჭიროა ატომების მდგომარეობათა მიხედვით განაწილებისათვის, ერთობ მცირეა იმ დროსთან შედარებით, რომლის განმავლობაში საერთო ფიზიკური პირობები აირად გარსში აუცილებლად შეიძლება ჩაითვალოს სტაციონალურად, უფლებას გვაძლევს შემოღებული პირობები სამართლიანად ჩავთვალოთ ყველა ტიპის აირად გარსთათვის, რომელთა დილუციის ფაქტორი ერთ მე-სედზე ნაკლებია.

ამ უკანასკნელთა და, აგრეთვე, ზემოთაღნიშნულ პირობათა საფუძველზე შეგვიძლია დავწეროთ განტოლებანი:

$$n_1[B_{12}\rho_{12}+B_{13}\rho_{13}+B_{14}\rho_{14}]=n_2[B_{21}\rho_{21}+A_{21}]+n_3[B_{31}\rho_{31}+A_{31}]+n_4[B_{41}\rho_{41}+A_{41}]$$

$$n_1B_{14}\rho_{14}+n_2B_{24}\rho_{24}+n_3B_{34}\rho_{34}=n_4[(B_{41}\rho_{41}+A_{41})+(B_{42}\rho_{42}+A_{42})+(B_{43}\rho_{43}+A_{43})] \qquad (4)$$

$$n_2[(B_{21}\rho_{21}+A_{21})+B_{23}\rho_{23}+B_{24}\rho_{24}]=n_1B_{12}\rho_{12}+n_3[B_{32}\rho_{32}+A_{32}]+n_4[B_{42}\rho_{42}+A_{42}]$$

სადაც n_i იმ ატომთა საერთო რიცხვია მოცულობის ერთეულში, რომელნიც i-ურ მდგომარეობაში იმყოფებიან; ρ_{ik} სხივოსნური ენერგიის სიმკვრივეა იმ სიხშირეში, რომელიც გადასვლას $i\to k$ შეესაბამება; B_{ik}, B_{ki}—ინდუცირებულ

გადასვლათა, ხოლო A_{ik} — სპონტანურ გადასვლათა ალბათობის კოეფიციენტებია.

ყოველი ρ_{ik} წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით:

$$\rho_{ik}=\sigma_{ik}\,\overline{\rho_{ik}}, \tag{4}$$

სადაც σ_{ik} წარმოადგენს მუდმივ მამრავლს Planck-ის ფორმულაში ენერგიის სიმკვრივისათვის. სიდიდეს $\overline{\rho_{ik}}$ უწოდოთ „სპეციფიური სიმკვრივე", რადგან ის გარკვეული სიხშირის გამოსხივებისათვის არის დამახასიათებელი. მივიღოთ აგრეთვე მხედველობაში, რომ იძულებრივ და სპონტანურ გადასვლათა ალბათობის კოეფიციენტება შორის არსებობა დამოკიდებულება:

$$B_{ki}=\frac{g_i}{g_k}B_{ik};\quad A_{ki}=\frac{g_i}{g_k}B_{ik}\sigma_{ik},\ (i<k), \tag{4'}$$

სადაც g_i და g_k წარმოადგენენ ატომთა სტატისტიკურ წონას i-ურ და k-ურ მდგომარეობებში.

სიმარტივისათვის ჩვენ დაუშვათ, რომ ურთიერთი გადასვლა ყველა სხვა შესაძლო გადასვლებიდან აკრძალულია, ასეთი დაშვება მით უფრო ბუნებრივია, რომ ყველა შესაძლო გადასვლათა ერთსა და იმავე დროს განხორციელება ნაკლებად მოსალოდნელია. კერძოდ, ჩვენ მივიღებთ, რომ $B_{13}=0$. მაშინ, ამ უკანასკნელისა და (4') და (4'')-ის საფუძველზე, (4) გადაიწერება შემდეგი სახით:

$$n_1[B_{12}\sigma_{12}\overline{\rho_{12}}+B_{13}\sigma_{13}\overline{\rho_{13}}]=n_2\frac{g_1}{g_2}B_{12}\sigma_{12}(\overline{\rho_{12}}+1)+n_4\frac{g_1}{g_4}B_{14}\sigma_{14}(\overline{\rho_{14}}+1)$$

$$n_1B_{12}\sigma_{12}\overline{\rho_{12}}+n_2B_{24}\sigma_{24}\overline{\rho_{24}}+n_3B_{24}\sigma_{24}\overline{\rho_{24}}=n_4\left[\frac{g_1}{g_4}B_{14}\sigma_{14}(\overline{\rho_{14}}+1)+\right.$$

$$\left.+\frac{g_2}{g_4}B_{24}\sigma_{24}(\overline{\rho_{24}}+1)+\frac{g_3}{g_4}B_{34}\sigma_{34}(\overline{\rho_{34}}+1)\right] \tag{5}$$

$$n_2\left[\frac{g_1}{g_2}B_{12}\sigma_{12}(\overline{\rho_{12}}+1)+B_{24}\sigma_{24}\overline{\rho_{24}}+B_{23}\sigma_{23}\overline{\rho_{23}}\right]=h_1B_{12}\sigma_{12}\overline{\rho_{12}}+n_3\frac{g_2}{g_3}B_{23}\sigma_{23}(\overline{\rho_{23}}+1)+$$

$$+n_4\frac{g_2}{g_4}B_{24}\sigma_{24}(\overline{\rho_{24}}+1)\ .$$

შევნიშნავთ, რომ რადგან მეოთხე მდგომარეობა იონიზაციას შეესაბამება, ამიტომ ყოველი B_{i4} $(i=1,\ 2,\ 3)$ უნდა განვიხილოთ, როგორც ატომის იონიზაციის

ალბათობის კოეფიციენტი, რომელიც რეკომბინაციის კოეფიციენტებთან (4'') სახის დამოკიდებულებაში იმყოფება. ამასთანავე g_1-თვის გვექნება:

$$g_1=\frac{g^+}{n_e}G, \tag{5'}$$

სადაც g^+ ნორმალურ მდგომარეობაში მყოფ იონიზირებულ ატომთა სტატისტიკურ წონას წარმოადგენს, n_e — თავისუფალ ელექტრონთა საერთო რიცხვს, ხოლო სიდიდე G გამოისახება ტოლობით:

$$G=\frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3}, \tag{5''}$$

სადაც m ელექტრონის მასას წარმოადგენს, k — Boltzmann-ის მუდმივს, T — აბსოლუტურ ტემპერატურას, ხოლო h — Planck-ის მუდმივს.

(5) განტოლებათა ამოხსნის დროს მხედველობაში უნდა მივიღოთ, რომ სიდიდენი $\overline{\rho_{ik}}$ შეიძლება პირველი რიგის მცირე სიდიდეებათ ჩაითვალონ; მხოლოდ სიდიდე $\overline{\rho_{13}}$ მიღებული უნდა იქნეს როგორც მეორე რიგის მცირე სიდიდე, რადგან ადვილია ცხადყოფა იმ გარემოებისა, რომ თვით ვარსკვლავის ზედაპირზედაც ადგილი ექნება ტოლობას:

$$(\overline{\rho_{13}})_s=(\overline{\rho_{12}})_s(\overline{\rho_{23}})_s,$$

სადაც ინდექსი s ნიშნავს, რომ ტოლობა დაწერილია ვარსკვლავის ზედაპირის შემთხვევისათვის.

ჩვენ შეგვიძლია მეხუთე განტოლება ამოვხსნათ შემდეგი სახის სიდიდეთა მიმართ:

$$\frac{\frac{g_i}{g_k}nk}{ni-\frac{g_i}{g_k}nk},\quad (i<k),$$

ე. ი. აღებულ მდგომარეობაში მყოფ ატომთა საერთო რიცხვი ენერგიის შესაბამ სიმკვრივეთა საშუალებით გამოვსახოთ; ასეთი გზა მათ უფრო ხელსაყრელია, რომ ენერგიის სიმკვრივეთა მნიშვნელობანი შეიძლება გარსის აღებული წერტილისათვის (ადგილისათვის) სხივოსნური ენერგიის გადატანის განტოლებიდან განისაზღვროს უშუალოდ, რითაც მიღწეული იქნება ატომთა საერთო რიცხვის გამოსახვა გარკვეული ფუნქციის სახით.

ჩვენ აქ არ მოვიყვანთ მეხუთე განტოლებათა ამოხსნის პროცედურას, შევნიშნავთ მხოლოდ, რომ ამოხსნის დროს ჩვენ მხედველობაში მივიღეთ მხოლოდ ნულოვანი, პირველი და მეორე რიგის მცირე სიდიდენი; ამოხსნები შეიძლება დავწეროთ შემდეგი სახით:

$$\frac{\frac{g_1}{g_2}n_2}{n_1-\frac{g_1}{g_2}n_2}=\overline{\rho_{12}}+\alpha_1\overline{\rho_{14}}-\alpha_2\overline{\rho_{12}}\,\overline{\rho_{24}};\qquad \frac{\frac{g_1}{g_4}n_4}{n_4-\frac{g_1}{g_4}n_4}=\alpha_3\overline{\rho_{14}}+\alpha_4\overline{\rho_{12}}\,\overline{\rho_{24}}\ ; \tag{6}$$

სადაც

$$\alpha_1=\frac{g_2B_{14}\sigma_{14}B_{24}\sigma_{24}+g_2B_{14}\sigma_{14}B_{24}\sigma_{24}}{(g_1B_{14}\sigma_{14}+g_2B_{24}\sigma_{24}+g_3B_{34}\sigma_{34})B_{12}\sigma_{12}};$$

$$\alpha_2=\frac{g_2B_{14}\sigma_{14}B_{24}\sigma_{24}}{(g_1B_{14}\sigma_{14}+g_2B_{24}\sigma_{24}+g_3B_{34}\sigma_{34})B_{12}\sigma_{12}};$$

$$\alpha_3=\frac{g_1B_{14}\sigma_{14}}{g_1B_{14}\sigma_{14}+g_2B_{24}\sigma_{24}+g_3B_{34}\sigma_{34}};$$

$$\alpha_4=\frac{g_2B_{24}\sigma_{24}}{g_1B_{14}\sigma_{14}+g_2B_{24}\sigma_{24}+g_3B_{34}\sigma_{34}}. \tag{6}$$

(6) განტოლებათა მარჯვენა მხარეში შემავალ სიდიდეთაგან α_1, α_2, α_3 და α_4 წარმოადგენენ მუდმივ სიდიდეებს, როგორც ეს ნათელია (6′) განტოლებიდან, ხოლო სიდიდეები $\overline{\rho_{12}}$ და $\overline{\rho_{14}}$—ენერგიის სიმკვრივეებს, რომლებიც, ზოგადად რომ ვსთქვათ, გარსის სხვადასხვა ოპტიური სიღრმის შემთხვევაში სხვადასხვა მნიშვნელობებს ღებულობენ და, მაშასადამე, ცხადია, ამ უკანასკნელის ფუნქციის სახით უნდა იქნან წარმოდგენილნი.

სიდიდე $\overline{\rho_{24}}$ ენერგიის სპეციფიურ სიმკვრივეს წარმოადგენს, რომლის გავლენით უზრუნველყოფილია გარსში $2\to4$ ტიპის ინდუცირებული გადასვლები და, ცხადია მისი მნიშვნელობა ვარსკვლავს აირად გარსში დამოუკიდებელი იქნება, ერთის მხრივ, იმავე სახის მონოქრომატიული ენერგიის სპეციფიური სიმკვრივის მნიშვნელობაზე $(\overline{\rho_{24}})_s$ ვარსკვლავის ზედაპირზე, ხოლო, მეორეს მხრივ, დილუციის ფაქტორზე W; ამასთანავე უნდა შევნიშნოთ, რომ ჩვენ მიერ აღებულ გარსთა კატეგორია უფლებას გვაძლევს აღნიშნული სიდიდე აირადი გარსის შიგნით მუდმივ სიდიდეთ ჩავთვალოთ. მართლაც, ჩვენ იმ თავითვე ავღნიშნეთ რომ საკვლევ ობიექტად აღებულია გარსთა ისეთი კლასი, რომელთა მიმართ დასაშვებია სფერული ამოცანის დაყვანა ბრტყელსწვრივ ამოცანაზე ე. ი., აირად გარსთათვის დაცულია Milne-ის გეომეტრიული მეთოდის პირობები [1]:

$$r_1\geqslant r;\qquad r_1\geqslant|r_2-r_1|,$$

სადაც r_1 და r_2 გარსის შიგა და გარე რადიუსებია შესაბამისად, ხოლო r—ვარსკვლავის რადიუსი; და, რაკი ეს პირობები შესრულებულია, ჩვენი შენიშვნის სამართლიანობაც უშუალოდ დასაბუთებულია. მეორეს მხრივ, ამ სიდიდის მნიშვნელობა ვარსკვლავის ზედაპირზე მუდამ ერთზე ნაკლები რჩება, ამიტომ საბოლოოდ შეგვიძლია დავწეროთ:

$$\overline{\rho_{24}}=W(\overline{\rho_{24}})_s=\text{const}\ll1. \tag{6″}$$

ვისარგებლოთ ეხლა ჩვენ მიერ მიღებული შედეგებით $\overline{\rho_{12}}$ და $\overline{\rho_{14}}$ სიდიდეთა მნიშვნელობათათვის:

$$\overline{\rho_{12}}=Ae^{\lambda_1\tau}+Be^{-\lambda_1\tau}+\frac{N}{M}(A_0\tau+B_0)$$

$$\overline{\rho_{14}}=\frac{\lambda_0^2}{\alpha_0}\left[\left(1-\frac{N}{M}\right)(A_0\tau+B_0)-(Ae^{\lambda_1\tau}+Be^{-\lambda_1\tau})\right], \tag{7}$$

სადაც A_0, B_0, A, B, N, M, α_0, λ_1 და λ_0 მუდმივი სიდიდეებია და განზღვრულია ტოლობებით:

$$A_0=\frac{\alpha_0}{\lambda_0}\psi_0;$$

$$B_0=\frac{2}{3}\frac{\alpha_0}{\lambda_0}\psi_0\left\{\frac{\left(\frac{M}{N}-1\right)[(\lambda_1-3/2)e^{-\lambda_1\tau'}-(\lambda_1+3/2)e^{\lambda_1\tau'}]-3}{\left[\frac{\lambda_0(\lambda_1+3/2)}{\lambda_0-1}\frac{M}{N}-\lambda_1\right]e^{\lambda_1\tau'}-\left[\frac{\lambda_0(\lambda_1-3/2)}{\lambda_0-1}\frac{M}{N}-\lambda_1\right]e^{-\lambda_1\tau'}}+1\right\};$$

$$A=\frac{\alpha_0}{\lambda_0}\frac{\psi_0}{\lambda_1}\frac{N}{M}\frac{\lambda_1\left(\frac{M}{N}-1\right)e^{-\lambda_1\tau'}-\left[\frac{\lambda_0(\lambda_1+3/2)}{\lambda_0-1}\frac{M}{N}-\lambda_1\right]}{\left[\frac{\lambda_0(\lambda_1+3/2)}{\lambda_0-1}\frac{M}{N}-\lambda_1\right]e^{\lambda_1\tau'}-\left[\frac{\lambda_0(\lambda_1-3/2)}{\lambda_0-1}\frac{M}{N}-\lambda_1\right]e^{-\lambda_1\tau'}};$$

$$B=\frac{\alpha_0}{\lambda_0}\frac{\psi_0}{\lambda_1}\frac{N}{M}\frac{\lambda_1\left(\frac{M}{N}-1\right)e^{\lambda_1\tau'}-\left[\frac{\lambda_0(\lambda_1-3/2)}{\lambda_0-1}\frac{M}{N}-\lambda_1\right]}{\left[\frac{\lambda_0(\lambda_1+3/2)}{\lambda_0-1}\frac{M}{N}-\lambda_1\right]e^{\lambda_1\tau'}-\left[\frac{\lambda_0(\lambda_1-3/2)}{\lambda_0-1}\frac{M}{N}-\lambda_1\right]e^{-\lambda_1\tau'}}; \tag{7′}$$

$$N = 3(1-\alpha_3)\lambda_0^2;$$

$$M = 3(1-\alpha_3)\lambda_0^2 + 3\alpha_3\overline{\rho_{21}};$$

$$\alpha_0 = \frac{B_{11}\sigma_{11}}{B_{12}\sigma_{12}}; \tag{7}$$

$$\lambda_1 = \sqrt{M};$$

$$\lambda_0 = \frac{\nu_{11}\Delta\nu_{12}}{\Delta\nu_{11}\nu_{12}}\frac{B_{11}}{B_{12}} = \text{const.}$$

ამ ტოლობებში ψ_0 წარმოადგენს ν_{11} სიხშირის ენერგიის რაოდენობას, რომელიც გავლის გარსის შიგა ზედაპირის ერთეულზე, τ აირადი გარსის ოპტიურ სიღრმეს ν_{12} სიხშირის გამოსხივებისათვის ხოლო τ' გარსის ოპტიურ სისქეს იმავე სიხშირეში და დაკავშირებულია τ_{11} სიხშირის გამოსხივებისათვის გარსის ოპტიურ სისქესთან t_0 ტოლობით:

$$\lambda_0\tau' = t_0, \tag{7'}$$

სადაც λ_0 წარმოადგენს (7')-ის უკანასკნელი ტოლობით განზღვრულ სიდიდეს.

ჩვენ განვიხილავთ იმ შემთხვევას, როდესაც გარსი ν_{11} სიხშირის გამოსხივებისათვის არ არის გამჭვირვალე, და, მაშასადამე, L_α რადიაციის ვალი საკმარისად მძლავრია, ე. ი. ν_{12} სიხშირის გამოსხივებისათვის გარსის ოპტიური სისქე τ' მეტია ვიდრე 10^4; მაშინ, ცხადია, გვექნება:

$$t_0 > 1,$$

$$\lambda_0 < 1. \tag{7''}$$

ბუნებრივია, რომ სხვა შესაძლო შემთხვევის განხილვას (მაგ., როცა გარსი გამჭვირვალეა ν_{11} გამოსხივებისათვის) არც აქვს აზრი, რადგან მხოლოდ აღებულ შემთხვევაში ექნება ადგილი გარსში ატომთა იონიზაციას პირველი ძირითადი მდგომარეობიდან და, მაშასადამე, ვარსკვლავის ულტრაიისფერი ენერგიის შთანთქმას Lyman-ის სერიის საზღვრის მიღმა.

თუ, ახლა, მხედველობაში მივიღებთ (6) განტოლებათაგან პირველს და აგრეთვე (6'), (7) და (7')-ის მეხუთე, მეექვსე და მეშვიდე ტოლობებს, მაშინ მეორე მდგომარეობაში მყოფ ატომთა საერთო რიცხვისათვის n_2, გარსის მოცულობის ერთეულში, ვღებულობთ გამოსახვას:

$$n_2 = \frac{g_2}{g_1}\left(n_1 - \frac{g_1}{g_2}n_2\right)\left\{[1-(1-\alpha_3)\lambda_0^2 - \alpha_3\overline{\rho_{21}}](Ae^{\lambda_1\tau} + Be^{-\lambda_1\tau}) + \frac{N}{M}(A_0\tau + B_0)\right.$$

სადაც n_2 წარმოდგენილია ν_{12} სიხშირეში გარსის ოპტიურ სიღრმის ფუნქციის სახით. თუ (3) ინტეგრალში n_2-ის მაგიერ ამ გამოსახვას შევიტანთ და ინტეგრალის სათანადო გარდაქმნისათვის მივიღებთ მხედველობაში, რომ

$$dr = -\frac{\Delta\nu_{12}}{h\nu_{12}}\frac{cd\tau_{12}}{\left(n_1 - \frac{g_1}{g_2}n_2\right)},$$

ხოლო, როცა $r = r_1$ $\tau = 0$

და „ $r = r_2$ $\tau = \tau'$,

მაშინ, (6'')-ის გამო ვღებულობთ ელემენტარულ ინტეგრალს, რომლის ინტეგრობა გვაძლევს:

$$E = N_0\left\{[1-(1-\alpha_3)\lambda_0^2 - \alpha_3\overline{\rho_{21}}]\left[\frac{Ae^{\lambda_1\tau'} - Be^{-\lambda_1\tau'} + B - A}{\lambda_1}\right] + \right.$$

$$\left. + \frac{N}{2M}A_0\left[\tau'^2 + \frac{2B_0}{A_0}\right]\right\}, \tag{8}$$

სადაც

$$N_0 = 4\pi r_2^2 h\nu_{21}B_{21}\sigma_{21}\overline{\rho_{21}}\frac{g_2}{g_1}\frac{\Delta\nu_{12}}{h\nu_{12}}\frac{c}{B_{12}} = \text{const.} \tag{8'}$$

(6'), (6'') და (7'') დამოკიდებულებათა საფუძველზე შეგვიძლია დავწეროთ:

$$[1-(1-\alpha_3)\lambda_0^2 - \alpha_3\overline{\rho_{21}}] \approx 1. \tag{8''}$$

დავამტკიცოთ ახლა, რომ ადგილი აქვს შემდეგს:

$$\frac{Ae^{\lambda_1\tau'} - Be^{-\lambda_1\tau'} + B - A}{\lambda_1} \approx -\frac{N}{M}A_0\left[\frac{M-N}{\frac{3}{2}\lambda_0\lambda_1 M + MN}\right],$$

$$\frac{B_0}{A_0} \approx \frac{M-N}{\frac{3}{2}\lambda_0 M + \lambda_1 N}. \tag{8'''}$$

მართლაც (7')-ის მესამე და მეოთხე ტოლობათაგან უშუალოდ გვაქვს:

$$\frac{Ae^{\lambda_1\tau'} - Be^{-\lambda_1\tau'}}{\lambda_1} = -\frac{N}{M^2}A_0.$$

იმავე ტოლობათა საფუძველზე (თუ უკუვაგდებთ უარყოფით ხარისხიანი მაგ რავლების შემცველ წევრებს, როგორც უფრო მაღალი რიგის მცირე სიდიდეებს სხვა წევრებთან შედარებით) შეგვიძლია დავწეროთ:

$$\frac{B-A}{\lambda_1} \approx \frac{N}{M^2} A_0 \frac{\lambda_1\left(\frac{M}{N}-1\right)}{\frac{\lambda_0(3/2+\lambda_1)}{\lambda_0-1}\frac{M}{N}-\lambda_1},$$

სადაც λ_0 შეგვიძლია უკუვაგდოთ, როგორც მცირე სიდიდე 1-ის მიმართ (7‴)-ის თანახმად, ხოლო λ_1—3/2-ის მიმართ (7)-ის მეექვსე და მერვე ტოლობათა და (6′) და (7‴) უტოლობათა თანახმად. ამიტომ, უკანასკნელ ორ ტოლობათაგან ვღებულობთ:

$$\frac{Ae^{\lambda_1\tau'}-Be^{-\lambda_1\tau'}+B-A}{\lambda_1} \cong -\frac{N}{M}A_0\left[\frac{1}{M}+\frac{\lambda_1(M-N)}{\frac{3}{2}\lambda_0M^2+\lambda_1 MN}\right]=$$

$$=-\frac{N}{M}A_0\left[\frac{\frac{3}{2}\lambda_0\lambda_1M+MN+M-N}{\frac{3}{2}\lambda_0\lambda_1M+MN}\right];$$

ამ გამოთქმის მარჯვენა ნაწილის მრიცხველიდან სავსებით სამართლიანად შეგვიძლია უკუვაგდოთ $\frac{3}{2}\lambda_0\lambda_1M$ და MN როგორც უფრო მაღალი რიგის მცირე სიდიდენი M და N სიდიდეთა მიმართ, რის შემდეგ ცხადი იქნება (8‴)-ის პირველი გამოსახვის სამართლიანობა. სავსებით ანალოგიურად შეიძლება (8‴)-ის მეორე გამოსახვის სამართლიანობის დასაბუთება (7′)-ის პირველ და მეორე ტოლობათაგან; ამიტომ (7″), (8″) და (8‴) ტოლობათა საფუძველზე, (8) შემდეგი სახით შეიძლება გადაიწეროს:

$$E = N_0\frac{N}{2M}A_0\left\{2\left[\frac{(M-N)t_0}{\frac{3}{2}\lambda_0^2M+\lambda_0\lambda_1N}-\frac{M-N}{\frac{3}{2}\lambda_0\lambda_1M+MN}\right]+\frac{t_0^2}{\lambda_0^2}\right\}, \tag{9}$$

სადაც t_0-ით აღნიშნულია გარსის ოპტიური სისქე ν_{14} სიხშირის გამოსხივებისათვის. აღვილად შეიძლება დავრწმუნდეთ, რომ

$$\left[\frac{(M-N)t_0}{\frac{3}{2}\lambda_0^2M+\lambda_0\lambda_1N}-\frac{M-N}{\frac{3}{2}\lambda_0\lambda_1M+MN}\right]>0. \tag{9′}$$

მართლაც, თუ მხედველობაში მივიღებთ (7‴)-ის პირველ უტოლობას და იმ გარემოებას, რომ λ_0, λ_1, M და N მცირე სიდიდენია (ერთზე გაცილებით ნაკლები),

მაშინ აღნიშნული უტოლობის სამართლიანობისათვის საჭიროა შესრულებულ იქნეს პირობა:

$$\left|\frac{3}{2}\lambda_0\lambda_1M+MN\right| > \left|\frac{3}{2}\lambda_0^2M+\lambda_0\lambda_1N\right|. \tag{9″}$$

განვიხილოთ ახლა ორი შესაძლო შემთხვევა:

a) როცა გარსში დილუცია დაბალია და b) როცა იგი ერთობ მაღალია. ცხადია, პირველ შემთხვევაში საქმე გვექნება შედარებით მცირე რადიუსის აირად გარსთა მქონე ობიექტებთან, როგორიცაა: ახალი, Wolf-Rayet და Be ტიპის ვარსკვლავები, ხოლო მეორე შემთხვევაში კი პლანეტურ ნისლოვანებებთან. ამის გამო მოსალოდნელია, რომ თვითეულ შემთხვევაში ადგილი ექნება ფიზიკურ მოვლენათა ერთგვარ სპეციფიურობას. კერძოდ, (6″) უტოლობის თანახმად $\overline{\rho_{21}}$-ს სხვადასხვა მნიშვნელობა ექნება ამ შემთხვევათა შესაბამისად; სახელდობრ, პირველ შემთხვევაში იგი გაცილებით მეტი სიდიდის იქნება, ვიდრე მეორე შემთხვევაში. მეორეს მხრივ, (7″) და (7‴)-ის საფუძველზე, შეგვიძლია მივიღოთ, რომ $\lambda_0 \approx 10^{-1}$. ამასთანავე, λ_0 მათ უფრო მცირეა, რაც უფრო დიდია τ', ე. ი. რაც უფრო მძლავრია L_α რადიაციის ველი; ასეთ გარემოებას კი ადგილი ექნება მაშინ, როცა დილუცია დაბალია, ე. ი. სწორედ პირველ შემთხვევაში ვიქნებით, ამ შემთხვევაში, როცა L_α რადიაციის ველი შედარებით სუსტია და მაშასადამე, τ' არაა დიდი λ_0 შედარებით მეტია ვიდრე პირველ შემთხვევაში და ამიტომ ასეთ პირობათა შესრულება მეორე შემთხვევაშია მოსალოდნელი. ამ განმარტებათაგან გამომდინარეობს, რომ ზემოდგანხილულ შემთხვევებში ადგილი აქვს შესაბამისად უტოლობებს:

$$\text{a) } \overline{\rho_{21}} > \lambda_0^2 \quad \text{და} \quad \text{b) } \overline{\rho_{21}} < \lambda_0^2.$$

თუ, ახლა, მხედველობაში მივიღებთ (7′) განტოლებათაგან მეხუთეს, მეექვსეს და მერვეს, მაშინ გვექნება შესაბამისად:

$$\begin{aligned} &\text{a) } \overline{\rho_{21}} > \lambda_0^2; \quad \lambda_1 \approx [\overline{\rho_{21}}]^{1/2} > \lambda_0; \quad \lambda_0\lambda_1 > \lambda_0^2; \quad M > \lambda_0\lambda_1, \\ &\text{b) } \overline{\rho_{21}} < \lambda_0^2; \qquad \lambda_1 \approx \lambda_0; \qquad \lambda_1\lambda_0 \approx \lambda_0^2; \qquad M \approx \lambda_0^2. \end{aligned} \tag{9‴}$$

ამრიგად, (9‴)-დან სჩანს, რომ პირობა (9″) დაცულია ორთავე შესაძლო შემთხვევის დროს და, მაშასადამე, (9′) უტოლობა სამართლიანია; მაშინ (9) გამოთქმა გადავწეროთ შემდეგი უტოლობის სახით:

$$E > N_0\frac{N}{2M}\frac{A_0}{\lambda_0^2}t_0^2. \tag{10}$$

ეს უტოლობა სამართლიანია ორთავე შემთხვევაში. თუ, ახლა, მხედველობაშ
მივიღებთ (9‴) და (7′) ტოლობათაგან მეხუთეს, მეექვსეს და მეშვიდეს და ა
რეთვე იმ გარემოებას, რომ შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ

$$g_1 = g_2; \quad B_{12} = B_{21} = B_{11}; \quad 2Wr_2^2 = R_*^2; \quad \alpha_1 = \alpha_2,$$

მაშინ, განხილულ შემთხვევათათვის გვექნება შესაბამისად:

$$E_a > N_a l_0^2,$$

(10

$$E_b > N_b l_0^2,$$

სადაც

$$N_a = \pi R_*^2 h\nu_{21}\sigma_{21} \frac{\Delta\nu_{11}}{h\nu_{11}} \frac{c}{B_{11}} (\overline{\rho_{11}})_a,$$

(10

$$N_b = \pi R_*^2 h\nu_{21}\sigma_{21} W (\overline{\rho_{21}})_a \frac{\Delta\nu_{11}}{h\nu_{11}} \frac{c}{\lambda_0^2} \frac{\sigma_{11}}{\sigma_{12}} (\overline{\rho_{11}})_a,$$

ხოლო R_*-ით აღნიშნულია ვარსკვლავის რადიუსი.

მიღებული შედეგების საფუძველზე ადვილია $\frac{Q_2}{Q_1}$ ფარდობის შეფასება ა
მივიღებთ მხედველობაში Balmer-ის ფორმულას და ტოლობას:

$$\sigma_{ik} = \frac{8\pi h\nu^2_{ik}}{c^3}.$$

მართლაც, მაშინ (2), (10′) და (10″) ტოლობათაგან ვღებულობთ:

$$\left[\frac{Q_2}{Q_1}\right]_a > \frac{l_0^2}{64}; \quad \left[\frac{Q_2}{Q_1}\right]_b > \frac{l_0^2}{27} \frac{W(\overline{\rho_{21}})_a}{\lambda_0^2}.$$

(1

(11) ნათელჰყოფს იმ გარემოებას, რომ $\frac{Q_2}{Q_1}$ ფარდობა ν_{11} სიხშირის გამოსხივებ
გარსის ოპტიური სისქის t_0 პროპორციულია, ე. ი. გარსში ატომთა იონიზაც
მეორე მდგომარეობიდან მით უფრო მეტია, რაც ნაკლებად არის გარსი გამჭვ
ვალე ვარსკვლავის ულტრაიისფერი გამოსხივებისათვის. ამდაგვარი დამოკიდებ
ლება დაცულია ორთავე განხილულ შემთხვევაში, იმ განსხვავებით მხოლო
რომ მეორე შემთხვევაში, ე. ი. მაღალი დილუციის გარსთათვის, პროპორც
ლობის კოეფიციენტში შედის დილუციის ფაქტორიც W, ე. ი. ამ შემთხვევ
იონიზაციას გარსში მეორე მდგომარეობიდან გაცილებით უფრო იშვიათ

ექნება ადგილი და აგრეთვე გაცილებით უფრო სუსტი იქნება ვიდრე დაბალი დილუციის დროს. ეს შედეგი კარგად ეთავსება იმ ფიზიკურ მდგომარეობას, რომელიც მაღალი დილუციის შემთხვევაში, მაგ., პლანეტურ ნისლოვანედთათვის, არის დამახასიათებელი და მდგომარეობს იმ ფაქტში, რომ გარსის ატომთა უმრავლესობა ძირითად მდგომარეობაში იმყოფება. მართლაც, თუ ეს პირობა განხორციელებულია, მაშინ ატომთა იონიზაცია მეორე მდგომარეობიდან ნაკლებად მოსალოდნელია, რადგან, ატომია მცირე რაოდენობის გამო, ამ მდგომარეობაში აირადი გარსი გამჭვირვალე იქნება სათანადო სიხშირის გამოსხივებისათვის. ამრიგად, სუბორდინალური სერიის ქვანტთა გარსში წარმოშობაში ვარსკვლავის Balmer-ის სიხშირის გამოსხივების მონაწილეობა და გავლენა უდავოთ უნდა იქნეს ჩათვლილი. ამასთანავე, ეს გავლენა გაცილებით მეტია იმ სისტემათათვის, რომელთა გარსების რადიუსი შედარებით მცირეა და სუსტდება უკანასკნელის ზრდისას, ე. ი. ამ გავლენის ეფექტიურობა თანდათან სუსტდება ვარსკვლავებიდან პლანეტურ ნისლოვანედებზე გადასვლისას.

შევაფასოთ ახლა ამ გავლენის ხასიათი და ხარისხი. ამ მიზნით თავდაპირველად საჭიროა გარსის ოპტიური სისქის t_0 შეფასება ν_{11} სიხშირის გამოსხივებაში. უნდა ვიფიქროთ, რომ გარსში ატომთა უმრავლესობა იონიზირებულია; ამიტომ, გარსის მასისათვის M შეგვიძლია დავწეროთ:

$$M = 4\pi r_2^2 m \int_{r_1}^{r_2} n^+ dr,$$

სადაც m ატომის საშუალო მასის მნიშვნელობაა, n^+—იონიზირებულ ატომთა რიცხვი მოცულობის ერთეულში, ხოლო r_1 და r_2—გარსის შიგა და გარე რადიუსები შესაბამისად. რადგან $n_1 \varkappa_{11} dr = dt$, ამიტომ გვექნება

$$M = 4\pi r_2^2 \frac{m}{\varkappa_{11}} \int_0^{t_0} \frac{n^+}{n_1} dt, \tag{12}$$

სადაც n_1 პირველ მდგომარეობაში მყოფ გარსის ატომთა საერთო რიცხვია მოცულობის ერთეულში, $\varkappa_{11}$—შთანთქმის მასური კოეფიციენტი ერთ ატომზე, ხოლო t_0—გარსის ოპტიური სისქე ν_{11} სიხშირის გამოსხივებისათვის.

(12) ინტეგრალის გადასაწყვეტად საჭიროა, ისე, როგორც ამას (3) ინტეგრალის ამოხსნის დროს ჰქონდა ადგილი, ინტეგრალის ნიშნისქვეშა გამოსახვა $\frac{n^+}{n_1}$ სათანადო სიხშირის ოპტიური სიღრმის ფუნქციის სახით წარმოვადგინოთ. ამ მიზნით უმჯობესია ვისარგებლოთ იონიზაციის ფორმულით, რომელიც დაახასიათებს ატომთა იონიზაციას პირველი (ძირითადი) მდგომარეობიდან.

(6) და (7) ტოლობათა საფუძველზე შეგვიძლია დავწეროთ:

$$\frac{\frac{g_1}{g_i}n_i}{n_1-\frac{g_1}{g_i}n_i}=\frac{N}{M}\frac{\alpha_i}{1-\alpha_3}\overline{\rho_{2i}}(A_0\tau+B_0)+(\alpha_i\overline{\rho_{2i}}-\frac{\alpha_3}{\alpha_0}\lambda_0^2)(Ae^{\lambda_1\tau}+Be^{-\lambda_1\tau}).$$

თუ, ახლა, ამ გამოსახვაში უკუვაგდებთ მეორე წევრს, რომელსაც (7')-ის თანახმად არ შეუძლია გავლენა მოახდინოს იონიზაციის სიდიდეზე გარსის არაკიდურ ფენებში, და, აგრეთვე, მაედველობაში მივიღებთ, რომ $\alpha_2\approx|1-\alpha_3|$, ხოლო (8''')-ის თანახმად $\frac{\lambda_0 B_0}{A_0}<1$, მაშინ გვექნება:

$$\frac{n_i}{n_1}\approx\frac{g_i}{g_1}\frac{N}{M}\frac{A_0}{\lambda_0}\overline{\rho_{2i}}\,t.$$

რადგან ჩვენ მიერ ზემოდ შემოტანილი პირობების მიხედვით მეოთხე მდგომარეობა ატომის იონიზაციას შეესაბამება, ამიტომ $n^+=n_i$ და (5'') და (5')-ის თანახმად ვპოულობთ:

$$\left[\frac{n^+}{n_1}n_e\right]_a\approx\frac{(2\pi\,mkT)^{3/2}}{h^3}W(\overline{\rho_{1i}})_a\,t,$$

$$\left[\frac{n^+}{n_1}n_e\right]_b\approx\frac{(2\pi mk\,T)^{3/2}}{h^3}W(\overline{\rho_{1i}})_a\,W\,(\overline{\rho_{1i}})_a\,\lambda_0^{-2}t, \tag{13}$$

რადგან შეიძლება დაახლოებით მივიღოთ, რომ $g^+\approx g_i$; ეს ფორმულები იონიზაციის ფორმულებია და საშუალებას გვაძლევენ ვიქონიოთ წარმოდგენა იონიზაციის სიდიდეზე აირად გარსებში განხილული *a*) და *b*) შემთხვევების დროს.

მეორეს მხრივ, რადგან ატომთა უმრავლესობა აირად გარსში ჩვენ იონიზაციაქმნილად ჩავთვალეთ, ამიტომ შეგვიძლია სიმარტივისათვის მივიჩნიოთ, რომ თვითეულ ატომზე გარსში საშუალოდ ერთი თავისუფალი ელექტრონი მოდის; მაშინ, გარსის თავისუფალ ელექტრონთა მთელი რაოდენობა n_e შეიძლება შემდეგი ფორმულით გამოვსახოთ:

$$n_e=\frac{M}{4\pi r_2^2\,\Delta r m_a}, \tag{13'}$$

სადაც m_a ატომის საშუალო მასაა, Δr — გარსის ხაზოვანი სისქე, ხოლო M — გარსის მასა.

თუ მხედველობაში მივიღებთ (13') და (12) ინტეგრალის ნიშნის ქვეშა სიდიდის $\frac{n^+}{n_1}$ გამოსახვისათვის ვისარგებლებთ (13)-ით, მაშინ, რადგან დაახლოებით შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ $\Delta r\approx\frac{1}{2}r_2$, ინტეგრობის შემდეგ გვექნება:

$$[M^2]_a\simeq\pi^2R_*^2\,r_2^3\frac{m_a^2}{\varkappa_{1i}}\frac{(2\pi mk\,T)^{3/2}}{h^3}(\overline{\rho_{1i}})_a\,t_0^2,$$

$$[M^2]_b\simeq\frac{\pi^2}{4}R_*^4\,r_2\frac{m_a^2}{\varkappa_{1i}}\frac{(2\pi mk\,T)^{3/2}}{h^3}\frac{(\overline{\rho_{2i}})_a(\overline{\rho_{1i}})_a}{\lambda_0^2}t_0^2,$$

სადაც ინდიქსებით *a* და *b* (ისევე, როგორც წინად და შემდეგშიაც) აღნიშნულია სათანადო შემთხვევათა შესაბამი მნიშვნელობანი. ამ განტოლებათა ამოხსნა t_0-ის მიმართ გვაძლევს:

$$[t_0]_a\simeq\frac{M_a}{\pi m_a r_2\,R_*(\overline{\rho_{2i}})_a^{1/2}}\left(\frac{\varkappa_{1i}}{r_2}\right)^{1/2}\frac{h^{3/2}}{(2\pi mk\,T)^{3/4}},$$

$$[t_0]_b\simeq\frac{4\lambda_0M_b}{\pi m_a R_*^2(\overline{\rho_{2i}})_a^{1/2}}\left(\frac{\varkappa_{1i}}{r_2}\right)^{1/2}\frac{h^{3/2}}{(2\pi mk\,T)^{3/4}}.$$

ვარსკვლავის აბსოლუტური ტემპერატურა T წარმოვადგინოთ სახით: $T=10^4x$; მაშინ:

$$(\overline{\rho_{1i}})=\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}}-1}\frac{1}{e^{\frac{1\cdot16\chi}{x}}-1},$$

სადაც χ იონიზაციის პოტენციალია გამოსახული e,v ერთეულებში. ამასთანავე ყოველთვის უნდა ველოდეთ, რომ

$$\chi>x,\quad\text{ე. ი.}\quad\frac{1\cdot16}{e^{\frac{x}{x}}}\chi\gg1.$$

ამრიგად, საკმარისად სამართლიანად შეგვიძლია მივიჩნიოთ, რომ

$$(\overline{\rho_{1i}})_a\approx e^{-\frac{\chi}{x}}.$$

ამიტომ, თუ წინა ტოლობებში უნივერსალურ მუდმივთა სათანადო მნიშვნელობებს შევიტანთ $[\varkappa_{14} \approx 0.5 \times 10^{-17}]$, საბოლოოდ მივიღებთ:

$$[t_0]_a \approx C_a x^{-3/5} e^{\frac{\chi}{2x}},$$

$$[t_0]_b \approx C_b x^{-3/5} e^{\frac{\chi}{2x}}, \tag{14}$$

სადაც

$$C_a = 1.3 \times 10^4 \frac{M_*}{R_* r_2^{3/5}},$$

$$C_b = 52 \frac{M_b}{R_*^2 r_2^{3/5}}. \tag{14'}$$

უკანასკნელი განტოლებანი იმ გარემოებაზე მიგვითითებენ, რომ გარსის ოპტიური სიღრმე იმ სიხშირის გამოსხივებისათვის, რომელიც უზრუნველჰყოფს ატომთა იონიზაციას ძირითადი მდგომარეობიდან, დამოკიდებულია, ერთის მხრივ, გარსის მასაზე (მისი პროპორციულია), ხოლო, მეორეს მხრივ, ვარსკვლავის და გარსის რადიუსებზე (მათი უკუპროპორციულია). ასეთი დამოკიდებულება საშუალებას მოსალოდნელი იყო ზოგად მოსაზრებათა საფუძველზე. რაც შეეხება (14) განტოლებებს, უნდა ავღნიშნოთ, რომ ამ განტოლებებში ზემოაღნიშნული ოპტიური სისქე ერთსადაიმავე ვარსკვლავისათვის გამოსახულია ტემპერატურისა და იონიზაციის პოტენციალის რთული ფუნქციის სახით.

ასეთი დამოკიდებულების საფუძველზე შეგვიძლია შევადგინოთ სათანადო ცხრილი, როგორც ოპტიური სიღრმის, ისე $\frac{Q_2}{Q_1}$ ფარდობის მიმართ, რადგან ეს უკანასკნელი დამოკიდებულია პირველზე ჩვენ მიერ უკვე მიღებული (11) განტოლების მიხედვით. საჭიროა, მხოლოდ, ამისათვის C_a და C_b სიდიდეთათვის გარკვეულ მნიშვნელობათა შემოღება. ცხადია, ამ სიდიდეთა მნიშვნელობა სხვადასხვაგვარია სხვადასხვა შემთხვევის დროს. შევარჩიოთ ეს მნიშვნელობანი ჯერ იმ შემთხვევისათვის, როცა საკითხი ეხება შედარებით მცირე რადიუსის მქონე ობიექტებს. ჩვენ ზემოდ ავღნიშნეთ, რომ ამ ობიექტების ქვეშ შეიძლება ვიგულისხმოთ Wolf-Rayet, Be—ტიპის ვარსკვლავები და აგრეთვე ახალი ვარსკვლავებიც, რადგან, როგორც ცნობილია, ახალი ვარსკვლავები საბოლოო ფაზაში წარმოადგენენ Wolf Rayet ტიპის ვარსკვლავებს.

გარსის მასისათვის ჩვენ ვისარგებლებთ იმ მნიშვნელობებით, რომლებიც მიღებული იყო ახალ ვარსკვლავთა შემთხვევებში; ამასთანავე, რადგან ეს მნიშვნელობანი მოძებნილი იყო სხვადასხვა ვარიაციებით, ამიტომ ჩვენ ავიღებთ ამ ვარიაციათა ქვედა ზღვარს, რადგან, თუ მიღებული შედეგები სამართლიანი იქნება ასეთ პირობებში, მაშინ სამართლიანი იქნება მასის უფრო დიდი

მნიშვნელობის შემთხვევაშიაც. გარსის გარე რადიუსის მნიშვნელობასაც ჩვენ ისე ავიღებთ რომ იგი წარმოადგენდეს საშუალო შესაძლო მნიშვნელობას ახალი ვარსკვლავების შემთხვევაშიც, ხოლო რაც შეეხება ვარსკვლავის რადიუსს,— ჩვენ მას მივიჩნევთ მზის რადიუსის ტოლად. ამრიგად, გვექნება:

$$R_* \approx R_\odot,$$

$$r_2 \approx 10^{13}\ cm,$$

$$M_a \approx 10^{26}\ gr.$$

მაშინ, ჩვენ მივიღებთ შემდეგ მარტივ დამოკიდებულებას:

$$[t_0]_a \approx 0.6 x^{-3/5} e^{\frac{\chi}{2x}},$$

რომელიც სამართლიანად უნდა ჩავთვალოთ განსახილავ შემთხვევისათვის.

ამ უკანასკნელი სახის დამოკიდებულების საფუძველზე შეგვიძლია შევადგინოთ ზემოაღნიშნული ხასიათის ცხრილი:

χ \ x	1.0		1.5		2.0		2.5		3.0	
H	5×10^7	4.10^3	40	25	11	2	9	1	2.5	0.1
H_e I	10^5	3.10^9	1.5×10^3	4.10^4	160	400	40	25	15	3.6
H_e II	4.10^{12}	2.10^{23}	3.10^7	2.10^{13}	9.10^5	10^{10}	2.10^4	4.10^6	2.10^3	8.10^4
	t_0	$\frac{Q_2}{Q_1}$	t_0	$\frac{Q_2}{Q_1}$	t_0	$\frac{Q_2}{Q_1}$	t_0	$\frac{Q_2}{Q_1}$	t_0	$\frac{Q_2}{Q_1}$

ამ ცხრილიდან ნათლად სჩანს, თუ რამდენად დიდია ფარდობა $\frac{Q_2}{Q_1}$ შედარებით მცირე ტემპერატურისა და იონიზაციის მაღალი პოტენციალის დროს.

განვიხილოთ ახლა მეორე შემთხვევა, როცა საქმე გვაქვს საკმარისად დიდ რადიუსის მქონე გარსის ობიექტებთან. ასეთ ობიექტთა პროტოტიპათ უმჯობესია პლანეტური ნისლოვანედი მივიჩნიოთ, რადგან საძიებელ სიდიდეთა მნიშვნელობანი ამ უკანასკნელთათვის საკმარისად გარკვეულია[9]:

$$R_* \approx R_\odot$$
$$r_2 \approx 10^{17}\ cm,$$
$$M_a \approx 10^{31}\ gr,$$
$$W \approx 10^{-14}.$$

მაშინ, ამ შემთხვევისათვის, ვღებულობთ:

$$[t_0]_b \approx 300x^{-1/2}e^{\frac{\chi}{2x}} = 500\,[t_0]_a.$$

უკანასკნელი განტოლება საშუალებას გვაძლევს ვისარგებლოთ მოყვანილი ცხრილით აგრეთვე ამ შემთხვევაშიაც. მართლაც, ეს განტოლება (11) განტოლებათა მეორე ტოლობასაც გვაძლევს:

$$\left[\frac{Q_2}{Q_1}\right]_b \approx \frac{5\times10^{-8}}{27}[t_0]_a \approx 10^{-5}\left[\frac{Q_2}{Q_1}\right]_a,$$

რადგან ზემოთაღნიშნულის თანახმად $\lambda_0 \approx 10^{-4}$.

მიღებულ (11), (14) და (14') განტოლებებს შემდეგი ინტერპრეტაცია შეიძლება მივცეთ:

1. აირად გარსებში წარმოშობილ Balmer-ის სიხშირეთა ქვანტების საერთო რიცხვი, რომელიც უზრუნველყოფილია ვარსკვლავის ენერგიის შთანთქმით და შემდგომი რეკომბინაციის პროცესებით აირად გარსში, დამოკიდებულია არა მარტო ულტრაიისფერი ენერგიის შთანთქმაზე აირად გარსში Lyman-ის სერიის საზღვრის მიღმა, არამედ დამოკიდებულია აგრეთვე ვარსკვლავის Balmer-ის სიხშირეებში გამოსხივებულ ენერგიაზედაც, რომელიც აირად გარსში Balmer-ის სერიის საზღვრის მიღმა შთაინთქმება.

2. Balmer-ის ქვანტთა რაოდენობა, რომელიც ვარსკვლავის აირად გარსში წარმოიშობა Balmer-ის სერიის საზღვრის მიღმა შთანთქმული ენერგიის ხარჯზე, და, აგრეთვე, Balmer-ის ქვანტთა რაოდენობა, რომელიც წარმოშობა უზრუნველყოფილია Lyman-ის საზღვრის მიღმა შთანთქმული ენერგიის შემდგომი გამოსხივების პროცესებით, წარმოადგენენ ორ ძირითად, მაგრამ ერთმანეთისაგან დამოუკიდებელ ფაქტორებს Balmer-ის სიხშირეთა ქვანტების საერთო რაოდენობის უზრუნველსაყოფად. ამასთანავე, მათი ფარდობა მოცემული ტემპერატურის დროს დამოკიდებულია იონიზაციის პოტენციალზე და იზრდება მასთან ერთად ექსპონენციალური კანონით.

3. ამ ფარდობის სიდიდე საგრძნობია შედარებით დაბალი ტემპერატურის დროს (10000°—15000°) არა მარტო იონიზირებულ და ნეიტრალურ ჰელიუმის შემთხვევაში, არამედ წყალბადის შემთხვევაშიაც და მხოლოდ მაღალი ტემპერატურის დროს უახლოვდება 1-ს წყალბადისა და ნეიტრალური ჰელიუმისათვის.

თუ ამ შედეგებთან ერთად მხედველობაში მივიღებთ, რომ Zanstra-ს მეთოდში ვარსკვლავის ტემპერატურა მოცემულია ექსპერიმენტალური სიდიდის $A\nu$-ს პროპორციულობის სახით, ხოლო $A\nu$ პროპორციულია $\frac{Q_2}{Q_1}$ ფარდობის, მაშინ ნათელია, რომ ამ მეთოდით განსაზღვრული ვარსკვლავის ტემპერატურა აუცილებლად მოგვცემს ფაქტიურად არსებულზე უფრო დიდ მნიშვნელობას.

ცხადია, ყველა ზემოთქმული შეეხება მხოლოდ შედარებით მცირე რადიუსიანი გარსის მქონე ობიექტებს.

მოყვანილი ცხრილის კრიტიკულად განხილვა გვარწმუნებს, რომ თუ ვარსკვლავის ტემპერატურა სინამდვილეში მაღალია, მაგ., 30000°-ზე მეტი, მაშინ Zanstra-ს მეთოდით უნდა მივიღოთ ვარსკვლავის ტემპერატურისათვის დაახლოებით ერთი და იგივე მნიშვნელობანი, როგორც წყალბადის, ისე ნეიტრალური და ერთხელ იონიზირებული ჰელიუმის შემთხვევებში. პირიქით, დაბალი ტემპერატურის დროს, აღნიშნული მეთოდის გამოყენებამ უნდა მოგვცეს ერთმანეთისაგან განსხვავებული შედეგები იმისდამიხედვით თუ გამოსავალ ელემენტებად აღებულია წყალბადი, ნეიტრალური, ან იონიზირებული ჰელიუმი.

ამრიგად უნდა დავასკვნათ, რომ მცირე რადიუსიანი გარსის მქონე ობიექტთა მიმართ, როგორიცაა Wolf-Rayet, Be-ტიპის და ახალი ვარსკვლავები, არ შეიძლება Zanstra-ს მეთოდის გამოყენებით ვარსკვლავთა ტემპერატურისათვის მიღებულ მნიშვნელობებზე დაბეჯითებით დაყრდნობა. ჩვენი თვალსაზრისის და ჩვენ მიერ თეორიულად მიღებული ამ შედეგის სამართლიანობა შეიძლება დავინახოთ იმ გარემოებაში, რომ Zanstra-ს მეთოდის გამოყენებით მიღებული მნიშვნელობანი ვარსკვლავთა ტემპერატურისათვის ზემოთაღნიშნული ობიექტების მიმართ, მართლაც გვაჩვენებენ სხვადასხვა მნიშვნელობებს იმისდამიხედვით, თუ რომელი ელემენტია აღებული მეთოდის გამოყენების დროს[10]; ამასთანავე, მიღებული მნიშვნელობანი სავსებით ეთანხმება ჩვენ მიერ ზემოთ აღნიშნულ კანონზომიერებას, ე. ი., ერთსადაიმავე ვარსკვლავისათვის მიღებული მნიშვნელობანი მით უფრო მეტია, რაც მეტია აღებული ელემენტის იონიზაციის პოტენციალი. უნდა აღვნიშნოთ აგრეთვე, რომ ყოფილი ახალი ვარსკვლავის P Cygni-ს მიმართ Zanstra-ს მეთოდი გვაძლევს ტემპერატურისათვის აგრეთვე სხვადასხვა მნიშვნელობას[11]. ასე, მაგ., წყალბადის შემთხვევაში ეს მნიშვნელობა დაახლოებით უდრის 17000°, მაშინ, როცა ნეიტრალური ჰელიუმის გამოყენებით ვღებულობთ 26000°. ამ ექსპერიმენტალური ფაქტის ინტერპრეტაცია სავსებით ბუნებრივად შეიძლება წარმოვიდგინოთ ჩვენ მიერ განვითარებულ თვალსაზრისის საფუძველზე და უნდა ვიფიქროთ, რომ ამ ვარსკვლავის ტემპერატურა გაცილებით ნაკლებია სინამდვილეში, ვიდრე ზემოდ მოყვანილი მნიშვნელობანი; მართლაც, სპექტროფოტომეტრიული მონაცემები გვარწმუნებენ, რომ ამ ვარსკვლავის ტემპერატურა არ უნდა აღემატებოდეს 8000°. სავსებით ბუნებრივია დაისვას ახლა საკითხი იმის შესახებ, თუ რა კორელაციით შეიძლება Zanstra-ს მეთოდის გამოყენება განხილულ ობიექტთა მიმართ. უდავოა, ასეთი კორელაციის შემოტანისათვის აუცილებელია უფრო მკაცრი რაოდენობითი ანალიზი, ვიდრე ის, რომელიც ჩვენ განვავითარეთ, მაგრამ მაინც შესაძლებელია მიღებულ შედეგების საფუძველზე ამ კორელაციის თვისებითი ხასიათის აღნიშვნა. მართლაც, იგივე ცხრილი გვარწმუნებს, რომ აღნიშნულ ობიექტთა მიმართ Zanstra-ს მეთოდის გამოყენების დროს უნდა მივმართოთ არა ერთ რომელიმე ელემენტს, არამედ რამოდენიმეს; სახელდობრ, ტემპერატურა უნდა იქნეს განსაზღვრული წყალბადის, ჰელიუმის და იონიზირებული ჰელიუმის ხაზებით. ამასთანავე მიღებული მნიშვნელობანი ერთმანეთთან უნდა იქნენ შედარებულნი. იმ შემთხვევაში, თუ

ნეიტრალური და იონიზირებული ჰელიუმის ხაზების საფუძველზე მიღებული მნიშვნელობანი ერთმანეთისაგან მცირედ განსხვავდებიან, მაშინ ვარსკვლავის ტემპერატურისათვის შეიძლება მივიღოთ წყალბადის ხაზებით მიღებული მნიშვნელობა საკმარისად მიახლოებულად ტემპერატურის იმ მნიშვნელობასთან, რომელიც ვარსკვლავს აქვს სინამდვილეში. პირიქით, თუ ამ მნიშვნელობათა შორის განსხვავება დიდია, მაშინ წყალბადის ხაზებით მიღებული მნიშვნელობაც უსათუოდ სიჭარბეს შეიცავს და ამიტომ ის უნდა იქნეს განხილული, როგორც ნამდვილი მნიშვნელობის ზედა ზღვარი მხოლოდ.

ყველა ზემოდ თქმული, ცხადია, შეეხება Zanstra-ს რეკომბინაციის მეთოდს, ე. ი., მეთოდს, რომელიც დაფუძნებულია რეკომბინაციის პროცესებზე. ცნობილია, რომ Zanstra-მ თავისი მეთოდი სხვადასხვა ვარიანტებში მოგვცა. ერთერთ ასეთ ვარიანტს წარმოადგენს „ნებულიუმის“ მეთოდი, რომელსაც ხშირად მიმართავენ ხოლმე, როდესაც რეკომბინაციის მეთოდი არ მიაჩნიათ საკმარისად სანდოთ.

უნდა აღინიშნოს, რომ ის სუსტი მხარეები, რომლებიც საერთოდ აქვს Zanstra-ს მეთოდს და ჩვენ მიერ ხაზგასმით იყო აღნიშნული ზემოდ, სამწუხაროდ, არც „ნებულიუმის“ ვარიანტში არის გამორიცხული. მართლაც, როგორც ცნობილია, ეს უკანასკნელი დაფუძნებულია თავისუფალ ელექტრონთა და იონთა ურთიერთ შეხლის პროცესებზე. სხვაგვარად რომ ვთქვათ, ნებულარულ ხაზთა ინტენსიობა და, მაშასადამე, ამ ვარიაციით მიღებული ტემპერატურის მნიშვნელობა პროპორციულია იონთა თავისუფალ ელექტრონებთან შეხვედრისა. მეორეს მხრივ, ამ უკანასკნელთა ერთმანეთთან შეხვედრა კი დამოკიდებულია თავისუფალ ელექტრონთა საერთო რიცხვზე გარსში; მაგრამ, ჩვენ მიერ უკვე ზემოთ იყო ნაჩვენები, რომ იონიზაციის პროცესებს აირად გარსში ადგილი აქვს არა მარტო ძირითადი მდგომარეობიდან, არამედ აგრეთვე მეორე მდგომარეობიდანაც. მაშასადამე თავისუფალ ელექტრონთა რიცხვი გარსში წარმოადგენს არა მარტო ულტრაიისფერი ენერგიის ფუნქციას, არამედ ვარსკვლავის მიერ Balmer-ის კონტინუუმში გამოსხივებულ ენერგიის ფუნქციასაც. ამიტომ არ შეიძლება ვიფიქროთ, რომ ნებულარული ხაზების ინტენსიობა მარტო ერთ ფაქტორზეა დამოკიდებული, ისე, როგორც ამას ადგილი ჰქონდა უწყვეტი სპექტრის მიმართ რეკომბინაციის ვარიაციის შემთხვევაში. აქედან ნათელია, რომ „ნებულის“ ვარიაციის მიმართაც სავსებით სამართლიანია ჩვენ მიერ განვითარებული თვალსაზრისი Zanstra-ს მეთოდის შესახებ საერთოდ.

რაც შეეხება შედარებით უფრო დიდი რადიუსიანი გარსის მქონე ობიექტებს, როგორიცაა, მაგ., პლანეტური ნისლოვანედები, უნდა აღინიშნოს, რომ მათ, როგორც ამაში გვარწმუნებს უკანასკნელი ფორმულა, ჩვენი კრიტიკა არ შეეხება. მართალია, მოყვანილი ცხრილი ამ შემთხვევაშიც გვიჩვენებს და საკმარისად ცხად ინტერპრეტაციას აძლევს სხვადასხვა ელემენტების გამოყენებით შემთხვევაში მიღებულ მნიშვნელობათა ერთმანეთისაგან მცირედად განსხვავების ექსპერიმენტალურად უკვე შემჩნეულ ფაქტს, მაგრამ მაინც შეიძლება ითქვას, რომ Zanstra-ს მეთოდი პლანეტურ ნისლოვანედთა მიმართ საკმარისად წარმატებით შეიძლება იქნეს გამოყენებული.

დაბოლოს უნდა აღინიშნოს ერთი გარემოება, რომელიც ჩვენ მიერ არ იყო გათვალისწინებული განხილული პრობლემის გამოკვლევის დროს. ეს გარემოება მდგომარეობს იმ ფაქტში, რომ ჩვენი მსჯელობის დროს ჩვენ მხედველობაში გვქონდა ატომთა მხოლოდ სტატიური მდგომარეობა, მაშინ, როცა Wolf-Rayet ტიპის და ახალ ვარსკვლავთა მიმართ ასეთი მდგომარეობა გამორიცხულია. ცნობილია, რომ ამ ობიექტთა შემთხვევაში ჩვენ საქმე გვაქვს დიდ სისწრაფით (დაახლოებით 1000 *km/sec*) მოძრავ აირწილაკებთან. ამ გარემოებას შეუძლია მოგვცეს სიხშირეთა ისეთი გადაჯგუფება, რომელიც ჩვენ მიერ გათვალისწინებულ რაოდენობითი ანალიზში ერთგვარ კორელაციას შეიტანს. ამიტომ, უფრო მკაცრი რაოდენობითი ანალიზის დროს აუცილებელია მხედველობაში მივიღოთ ატომთა ძრაობაზე დამოკიდებული Doppler-ის ეფექტი და ამ ეფექტის გავლენა სხივოსნური ენერგიის გადატანის პროცესებზე. აღსანიშნავია, რომ ჯერ კიდევ არ არის მოცემული სხივოსნური ენერგიის გადატანის მკაცრი თეორია განშლადი ფოტოსფეროს შემთხვევისათვის. ეს გარემოება თავის მხრივ ჯერ კიდევ შეუძლებლად ხდის ჩვენ მიერ განხილული პრობლემის უფრო მკაცრად შესწავლას.

ამ გარემოების მიუხედავად, ცხადია, ჩვენი ანალიზის შედეგების თვისებითი მხარე არავითარ შემთხვევაში არ არის შეზღუდული და ეს შედეგები სამართლიანია ჩვენ მიერ განხილულ შემთხვევაში.

სექტემბერი, 1937.

ლიტერატურა: Literature:

1. Б. А. Воронцов-Вельяминов «Новые звезды и галактические туманности», 1934.
2. P. D. A. O. IV, p. 15, 1931.
3. P. D. A. O. VI, p. 15, 1932.
4. Zs. f. Aph. 1, p. 98, 1930.
5. Астр. ж. XII, 6, p. 525, 1935.
6. Изв. Пулк. Обс. XII, p. 3, 1933.
7. Bull. Abast. Obs. 1, p. 75, 1937.
8. Ibid.
9. M. N. 92, 8, p. 820, 1932.
10. P. D. A. O. VI, p. 15, 1932.
11. Ibid.

ON THE TEMPERATURE OF NOVAE IN THE FINAL PHASE OF OUTBURST

SH. G. GORDELADSE

(Summary)

The present paper deals with the problem of applicability of Zanstra's method for determining the temperature of Novae during the final phase of outburst.

As known, in this phase the former Novae acquire the spectrum of Wolf-Rayet stars, whose temperature was also determined by Zanstra's method. This method yields very high temperature values both for Wolf-Rayet stars

and for former Novae. It permits to conclude that in the process of outburst the density of Novae increases, since otherwise it would be extremely difficult to explain in what way a star after the outburst acquires its previous brightness, i. e., the brightness it possessed before the outburst.

Inasmuch as the former Novae in the final phase of outburst as to the nature of their spectrum are usually treated to be stars of Wolf-Rayet type, the problem of applicability of Zanstra's method to Wolf-Rayet stars is closely connected with the possibility and reliability of using this method for former Novae. Therefore, the above problem has been studied in the present investigation on the extensive category of stars surrounded with a gas envelope of small radius.

Similar problem was considered by the author for the case when atoms of the star envelope have three levels of energy[5]. Here the problem is studied for a more general case when the atoms of the envelope are assumed to have 4 quantum states. As the starting point of this investigation we took the assumption that the ionization of atoms of the envelope is possible in principle not only from the initial phase through ultraviolet radiation of a star, but also from the second one under the influence of the radiation of star of Balmer continuum. In such a case, when the radiation of star in Balmer frequencies is sufficiently large and the number of atoms of the envelope, being in the second state, is not small too, it may occur that the number of Balmer quanta, formed in the envelope of star in the process of recombination on account of the energy of star absorbed by atoms of the envelope beyond the limits of Balmer series, will prove so large, that the total amount of Balmer quanta, formed in the envelope on account of the energy of star absorbed both beyond the limits of Lyman and Balmer series, will not represent the estimate of the ultraviolet quanta of a star. Therefore the principle of the quantitative correlation between the ultraviolet quanta of star and the Balmer quanta of the envelope, on which Zanstra's method is based, cannot be fulfilled and the application of this method should lead to the excessive value for ultraviolet quanta and consequently for the temperature of star.

From the above point of view, the problem of the applicability of Zanstra's method is reduced to the question whether the number of Balmer quanta, formed in the process of the absorption of star energy by the envelope beyond the Balmer series, can amount to such a quantity which would prevail in the total amount of quanta of the same series, and at which physical conditions this may occur. Denoting the number of such quanta of Balmer series by Q_2 and the number of quanta of the same series, but being the products of ultraviolet energy of star, absorbed beyond the limit of Lyman series, by Q_1, we shall have to find out the value of ratio $\frac{Q_2}{Q_1}$.

Evidently, if Zanstra's method is valid, the correlation $Q_1+Q_2=Q_B=Q_{uv}$ where Q_B is the total amount of Balmer quanta formed in the envelope of star and Q_{uv} the total quantity of ultraviolet quanta issued from the surface of the star. However, since according to Zanstra's method $Q_B=Q_{uv}$, it should be surmized that if the above correlation is really present, $Q_2 \ll Q_1$ and just the generalization of this assumption has an arbitrary character. Provided the latter is true for some models of envelopes, then with respect to others an opposite assumption is possible, i. e., when $Q_2 \gg Q_1=Q_{uv}$. In such a case Zanstra's method will give an excessive value of star temperature.

Value Q_1 is expressed by (2) and Q_2 can be obtained from expression (3), if its right part is divided by $h\nu_{24}$.

For solving integral (3) we used the theory of radial equilibrium for the given case (atoms with four levels of energy). Values of the absorbed energy beyond the limit of Balmer series were determined for the case of envelopes with small radius when the dilution of star radiation is faint (its factor W being not larger than 10^{-2}), as well as for the opposite case when the dilution is large. Omitting the details of this procedure we shall confine ourselves to indicating that these values are given in expression (10) and the value of ratio $\frac{Q_2}{Q_1}$—in (11). In these expressions indices a and b point out the values of quantities under determination for the above cases respectively: N_a, N_b and λ_0—certain constants, the first two of which being determined by (10′) and the last by the 9-th equality in (7); W is the dilution factor and $(\rho_{24})_s$—the specific density of radiation energy on the surface of star, corresponding to transition $2 \to 4$; finally t_0 presents the optical thickness of the envelope in frequency ν_{14}, i. e. in frequency corresponding to the ionization of the atom from the first state (the 4-th state was considered ionized). Correlations (11) show that the value of ratio $\frac{Q_2}{Q_1}$ in the case of envelopes with faint dilution is proportional to the square of the optical thickness of envelope in frequency ν_{14}, whereas for envelopes with high dilution, the brightest representatives of which are envelopes of planetary nebulae, there appears in the coefficient of proportionality an additional factor $\frac{W(\rho_{24})_s}{\chi_0}$ of a small value (since $\lambda_0 \approx 10^{-4}$, and W and $(\bar{\rho}_{24})_s$ are not larger than 10^{-14} and 10^{-2} respectively). The numerical value of ratio $\frac{Q_2}{Q_1}$ can be derived by estimating t_0. This possibility is yielded by the solution of integral (12), where r_2 is the outer radius of the envelope, m_a—the mean mass of atom; $\varkappa_{14}$-the mass coefficient of absorption per atom, t—the optical depth, t_0—the thickness of the envelope in frequency ν_{14} and finally n^+ and n_1 the number of atoms (in units of volume) both ionized and those being in primary state respectively. Omitting the necessary

computations and reminding that solving integral (12) we used ionizatio
formulae (13), we find value t_0 for the corresponding case in the form
expressions (14) and (14'), where R_* is the radius of a star, χ—ionizatio
potential and M_a, M_b—the mass of the star envelope for the cases considere
Value of x is determined from correlations $T=10^4 x$, where T is the absolut
temperature of star, x being introduced for the sake of convenience.

If we make now an approximate calculation, accounting for values I an
II for the given cases respectively, we get expressions (15) and (16) for t_0
Besides, correlation (16) shows that the optical thickness of an envelope i
frequency ν_{14} in the case of envelopes with large outer radii, is much large
than for envelopes with small radii. In such a manner this correlation agree
well with the circumstance as established above, according to which th
majority of atoms in the envelopes of planetary nebulae are in the primar
state. This is also emphasized by the second formula from (13). Formula (16
together with (11) permits of tabulating values of ratio $\frac{Q_2}{Q_1}$ at different value
of temperature and different initial spectral lines. This table is given in th
text. It shows that:

1. The total amount of Balmer quanta, formed in the star envelope o
account of the energy absorbed by atoms of the envelope, depends not onl
on the ultraviolet energy of star, absorbed in the envelope beyond the limi
of Lyman series, but also on the amount of energy absorbed beyond th
limit of Balmer series.

2. The ratio of the quantity of Balmer quanta, formed on account
the energy of stars absorbed beyond the limit of Balmer series, to that
Balmer quanta arising from absorption beyond the limit of Lyman series, de
pends at the given temperature on the ionization potential and increases wit
the latter according to the exponential law.

3. The value of this ratio is large at comparatively low temperature
(10.000°—15.000°) not only for ionized and neutral helium, but even fo
hydrogen. It approaches unit at high temperature only, and only for hydroge
and neutral helium.

4. Empirically this can be seen from the following. When applying
Zanstra's method, in the case of different initial spectral lines, different value
for star temperature should be obtained. These values are to be arranged i
the advancing order, correspondingly to the excitation potentials of these lines
However, just the same regularity was observed with respect to Wolf-Raye
stars and former Novae.

All the above said permits to conclude that for these stars the metho
will give an excessive value of temperature. Such a conclusion is valid no
only relatively to the method of recombination, as considered above, but als
for the method of «Nebulium».

In such a way the results yielded by Zanstra's method for former Novae cannot be adopted as reliable. Consequently there are no reasons to consider these stars of being so hot as it is usually surmized. Whence the hypothesis on the increasing density of stars in the process of outburst is rather doubtful. Even in the case the high temperature of these stars were established, this hypothesis would not present the only possible explanation of the increase of temperature, inasmuch as a more natural treating of this problem can be proposed.

It is also noteworthy that when studying this problem we have not taken into account one peculiarity, which, no doubt, will take place with moving atoms of large velocities in the case of Wolf-Rayet stars and former Novae. It seems that the differences in frequencies arising at this phenomenon will affect the conditions of radial equilibrium. Therefore at a more rigorous quantitative analysis of the problem one should account for this influence.

September, 1937.

აბასთუმნის ასტროფიზ. ობსერვ. ბიულ. № 2

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენი № 2. 1938
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 2. 1938
BULLETIN OF THE ABASTUMANI ASTROPHYSICAL OBSERVATORY No. 2. 1938

ახალ ვარსკვლავთა ანთების ენერგია

შ. გორდელაძე

ახალ ვარსკვლავთა ანთების ენერგიის ქვეშ ჩვენ იმ ენერგიას ვგულისხმობთ, რომელიც გამოიყოფა და იხარჯება ენერგიის სხვადასხვა სახით ანთების პროცესში. ამ ენერგიის შეფასებას, ცხადია, მეტად დიდი მნიშვნელობა აქვს: მას შეუძლია დიდად დაგვაახლოოს ანთების გამომწვევი ძალების ბუნების ამოცნობასთან.

ბუნებრივია, რომ ანთების პროცესში ვარსკვლავი გაცილებით უფრო დიდი რაოდენობით ჰკარგავს ენერგიას, ვიდრე მაშინ, როცა ის ჩვეულებრივ მდგომარეობაში იმყოფება, როცა ენერგიის ხარჯვა მხოლოდ და მხოლოდ გამოსხივების გზით წარმოებს. თუ მივიღებთ მხედველობაში იმ გარემოებას, რომ საკმარისად გავრცელებულ შეხედულებათა მიხედვით (რაც, უნდა ვიფიქროთ, ახლოს არის ჭეშმარიტებასთან) ვარსკვლავის ანთებისას ადგილი აქვს მისი გარე ფენების გაფართოებას და, მაშასადამე, მნათი ზედაპირის საგრძნობლად გადიდებას, მაშინ ამ თავითვე ნათელი იქნება, რომ ანთების პროცესში გამოსხივების გზით ვარსკვლავი გაცილებით უფრო დიდი რაოდენობით დაჰკარგავს ენერგიას, ვიდრე ანთებამდე, როცა ის ჩვეულებრივ მდგრად წონასწორობითი მდგომარეობაში იმყოფებოდა. მაგრამ, ანთების დროს ენერგიის სივრცეში გაბნევა არა მარტო გამოსხივების გზით წარმოებს, არამედ ვარსკვლავიდან ჩამოცლილი გარე ფენების აირადი მასის პოტენციალური და კინეტიური ენერგიის სახითაც.

ვარსკვლავთა ანთებითი პროცესის სპექტროსკოპიული შესწავლა, სხვა მრავალ საერთო სახის თვისებათა შორის, ორ ერთობ დიდი მნიშვნელობის გარემოებაზე მიგვითითებს. პირველი მდგომარეობს იმ ფაქტში, რომ ანთების ყოველ ცალკე შემთხვევაში სიკაშკაშის მთავარი მაქსიმუმის მომენტში ვარსკვლავის სპექტრის ხასიათი რადიკალურად იცვლება, და, თუ ამ მომენტამდე სპექტრი უმთავრესად შთანთქმითი ხასიათის იყო, მის შემდეგ სპექტრში წარმოიშობა ფართე და ნათელი ემისიური ხაზები-ზოლები, რომელთა ცენტრებს ნორმალური მდებარეობა აქვთ. ამ ექსპერიმენტალური ფაქტის თეორიული ინტერპრეტაცია დაბეჯითებით გვარწმუნებს, რომ გაფართოებული ფენების ვარსკვლავიდან ჩამოცლა სწორედ ამ მომენტში ხდება. მაშასადამე, ამ მომენტიდან დაწყებული ადგილი ექნება გრავიტაციულ ურთიერთქმედებას, ერთის მხრივ, ამ ჩამოცლილ ფენების მასასა და, მეორეს მხრივ, ვარსკვლავის ძირითად მასას შორის. აქედან ნათელია, რომ გარე ფენების ჩამოცლის განსა-

ხორციელებლად აღნიშნული ურთიერთქმედების დაძლევაზე ენერგიის გარკვ
ული რაოდენობა უნდა დაიხარჯოს. ამ ენერგიას ჩვენ ჩამოცლის ენერგია
უწოდებთ.

მეორე გარემოება მდგომარეობს იმაში, რომ აბსორბციული ხაზები აბა
ვარსკვლავთა სპექტრში ნორმალური მდებარეობის მიმართ გადადგილებულ
არიან, და ეს გადადგილება შესაბამ ტალღათა სიგრძის პროპორციული არის დ
მაშასადამე, Doppler-ის ეფექტის ხასიათი აქვს. თუ გამოვალთ არსებულ
თეორიის დებულებიდან ჩამოცლილ ფენათა გაფართოების შესახებ, მაშინ ეს ეფე
ტი ვარსკვლავის ზედაპირიდან სივრცეში ყველა მიმართულებით აირწილაკ
დიდი სისწრაფით ძრაობას უნდა მიეწეროს. სათანადო გამოკვლევებით დად
ტურებულია, რომ ამ სიჩქარეებს საკმაო დისპერსია აქვთ ერთი და იმავე ვარ
კვლავის შემთხვევაში ანთების ამა თუ იმ ფაზასთან დაკავშირებით, თუმც
ამავე დროს, ყოველ ცალკე აღებულ ვარსკვლავის მიმართ შემჩნეულია ერ
გვარი ზღვარული სიჩქარე, რომელიც მაქსიმალურია მისთვის ანთების მთელ
ვითარების მანძილზე. სხვადასხვა ვარსკვლავთა ამ მაქსიმალური სიჩქარეებ
ერთმანეთთან შედარება გვარწმუნებს, რომ ამ შემთხვევაში დისპერსია საკ
რისად მცირეა და, რომ ეს სიჩქარენი დაახლოებით 1000 *km/sec* რიგის არია
უდავოა, რომ ვარსკვლავიდან ჩამოცლილი მასის კინეტიური ენერგიის უზრუ
ველსაყოფად საჭიროა აგრეთვე ენერგიის გარკვეული რაოდენობის დახარჯვ

ამრიგად, ვარსკვლავის ანთების პროცესში ენერგიის ხარჯი სამი უმთა
რესი მიმართულებით წარმოებს. თვითეულ ცალკე შემთხვევაში საჭირო ენერ
გიის რაოდენობის გამორკვევა და მათი ერთმანეთთან შედარება საშუალებ
მოგვცემს ვიქონიოთ წარმოდგენა არა მარტო დახარჯული ენერგიის მთე
რაოდენობაზედ, არამედ ანთების პროცესში განთავისუფლებული ენერგი
რაოდენობაზედაც, ვინაიდან, უეჭველია, პირველი — უკანასკნელის ქვედა ზღვარ
წარმოადგენს.

ჩამოცლის ენერგია E_1-ით აღვნიშნოთ, აირადი მასის კინეტიური ენერ
გია — E_2-თი ხოლო გამოსხივებული — E_3-ით; მაშინ, ცხადია, გვექნება:

$$E_1 = \frac{GM_*M}{r}$$

$$E_2 = \frac{Mv^2}{2}$$

$$E_3 = \int_0^t E(t)\,dt,$$

სადაც G გრავიტაციულ მუდმივს წარმოადგენს, M_* — ვარსკვლავის ძირ
თად მასას, რომელიც მას გარე ფენების ჩამოცლის შემდეგ რჩება, M — ჩამოცლ

ლი გარე ფენების მასას, v — ჩამოცლილი მასის სიჩქარეს, $E(t)$ — გამოსხივებული ენერგიის მნიშვნელობას t დროის რომელიმე გარკვეულ შუალედში, ხოლო r — მანძილს ჩამოცლის მომენტში ჩამოცლილ მასასა და იმ მასას შორის, რომელიც ვარსკვლავს რჩება ჩამოცლის შემდეგ.

პრინციპიალურად, რასაკვირველია, ენერგიის ამ მნიშვნელობათა გამოთვლა არავითარ სიძნელეს არ წარმოადგენს; საკითხს მხოლოდ ის გარემოება ართულებს, რომ მათ გამოსახვაში შემავალ სიდიდეთათვის ჰიპოთეტურ მნიშვნელობებით სარგებლობა გვიხდება. მართლაც, შესაფასებელ სიდიდეთაგან მხოლოდ ერთი, — სახელდობრ E_3 — წარმოადგენს ენერგიის ისეთ სახეს, რომელიც ემპირიულ მონაცემების საფუძველზე შეიძლება იქნეს განსაზღვრული; დანარჩენ ორ შემთხვევაში იძულებული ვართ გამოვიდეთ მათში შემავალ სიდიდეთა თეორიულ მნიშვნელობებიდან, რომელთა სისწორე თეორიული მოსაზრებებით თუმცა საკმარისად ალბათურია, მაგრამ ექსპერიმენტალურად შეუმოწმებელი. ეს გარემოება გვაიძულებს დეტალურად შევჩერდეთ ამ სიდიდეთა მნიშვნელობების შერჩევის საკითხზე.

პირველად ყოვლისა უნდა მიუთითოთ იმ გარემოებაზე, რომ ჩვენს განკარგულებაში მაინც არსებობს ერთგვარი კრიტერიუმი, რომელიც საშუალებას გვაძლევს ენერგიისთვის მიღებულ მნიშვნელობათა რიგის სისწორე დაახლოებით მაინც შევამოწმოთ. მართლაც, ჩვენ ამ თავითვე შეგვიძლია უდავოთ ჩავთვალოთ, რომ ვარსკვლავის ანთების ენერგიის გამოვლენილ ყველა სახეს დაახლოებით ერთიდაიმავე რიგის მნიშვნელობანი უნდა ჰქონდეს, ე. ი.,

$$E_1 \approx E_2 \approx E_3 \qquad (2)$$

ამიტომ, ჩვენ მიერ მიღებული შედეგები მხოლოდ მაშინ შეიძლება ჩავთვალოთ სწორად, თუ მათ მიმართ პირობა (2) საკმარისი მიახლოებით იქნება შესრულებული.

როგორც ავღნიშნეთ, E_3 ემპირიულ მონაცემების საფუძველზე შეიძლება იქნეს განსაზღვრული, კერძოდ, სიკაშკაშის ემპირიულ მრუდთა ინტეგრაციის გზით. რადგან $E(t) \sim L(t)$, სადაც L — ვარსკვლავის სიკაშკაშეა, ამიტომ E_3-ს გამოთვლა მხოლოდ ელემენტარული ინტეგრალის გამოთვლაზე მიიყვანება. სიძნელე აქ მხოლოდ იმ შუალედის შერჩევაშია, რომელზედაც ინტეგრობა უნდა გავრცელდეს. ზოგადად რომ ვთქვათ, ეს შუალედი — $-\infty$-დან $+\infty$-დე ვრცელდება, რადგან ჩვენ არ ვიცით ვარსკვლავის გამოსხივების არც დასაწყისი და არც დასასრული, მაგრამ აქ საკითხს ამარტივებს ის გარემოება, რომ ანთების პროცესში გამოსხივებული ენერგია დამოკიდებულია არა მარტო აღებული ვარსკვლავის თერმოდინამიურ თავისებურებაზე, არამედ იმ მასაზედაც, რომელსაც ვარსკვლავი ანთების პროცესში ჰკარგავს და, რომელიც შემდეგში ვარსკვლავის გარშემო აირად გარსს წარმოშობს. ნაჩვენები იყო[1], რომ ვარსკვლავი ანთების

დროს მასას ორგვარი გზით ჰკარგავს: 1) ერთჯერადი გამოტყორცნით და 2
უწყვეტი დენადობით; ამასთანავე უკანასკნელი გზით დაკარგული მასა რამდე
ნიმე ათეულჯერ მეტია, ვიდრე პირველი გზით. ამიტომ ინტეგრობის შუალედ
ისეთგვარად უნდა იქნეს შერჩეული, რომ ის წარმოადგენდეს დროის შუალედს
რომელშიაც მართლაც აქვს ადგილი საგრძნობი ინტენსიობით მატ რიის დენა
დობას ვარსკვლავის ზედაპირიდან. ამ თვალსაზრისით, პროცესის დასაწყისად
ნათელია, სიკაშკაშის მაქსიმუმი უნდა ჩაითვალოს, რადგან მხოლოდ ამ მომენ
ტიდან შეიძლება ლაპარაკი გამოტყორცნილი და გამოდინებული მასის შესახებ
უფრო ძნელია ინტეგრობის ზედა ზღვარის არჩევა, რადგან ჩვენ არ ვიცი
როდის წყდება მატერიის დენადობა ვარსკვლავის ზედაპირიდან. გამოდინე
ბულ მასათა გამოთვლისას ჩვენ ვიხელმძღვანელეთ ამ საკითხში იმ მოსაზრებით
რომ მას შემდეგ, რაც სიკაშკაშის ემპირიული მრუდი იწყებს ნელ, მაგრამ შეუ
ჩერებელ დაცემას, მატერიის გამოდინების სიმძლავრე საგრძნობლად მცირე
და ამ მომენტიდან დაწყებული გამოდინებული მასა აღარ შეიძლება იქნეს მიჩ
ნეული ვარსკვლავის სიკაშკაშის უზრუნველყოფის ფაქტორად. სტატისტიკურ
მასალა ახალ ვარსკვლავთა ემპირიულ მრუდთა შესახებ გვარწმუნებს, რომ ასე
თი შედარებითი „სიმშვიდე“ დაახლოებით ანთების იმ ფაზას შეესაბამება,
როცა ვარსკვლავი Wolf-Rayet ტიპის ვარსკვლავის სპექტრს იძენს. ამიტომ
უნდა ვიფიქროთ, რომ გამოსხივების შუალედი, ისევე, როგორც მასის გამო
დინების შუალედი, დროის იმ მონაკვეთით განისაზღვრება, რომელიც ანთები
მაქსიმუმიდან ანთების აღნიშნულ ფაზამდე გადის. ჩვენს შემთხვევაში, როც
საკითხის გადაწყვეტა (1) სიდიდეთა ერთმანეთთან შედარებით უნდა მოხდეს
განსაკუთრებით მნიშვნელოვანია ვარსკვლავიდან ჩამოცლილი მასის და გამოსხი
ვებული ენერგიისთვის ინტეგრობის ერთიდაიგივე შუალედი ავიღოთ, რადგან
წინააღმდეგ შემთხვევაში საკონტროლო (2) პირობის შესრულებაში ერთგვარი
განუზღვრელობა იქნებოდა შეტანილი. ქვემოდმოყვანილ პირველ სიდიდეთა
ცხრილში ნაჩვენებია ინტეგრობის ეს საერთო შუალედი t.

ვარსკვლავიდან ჩამოცლილი მასის M სიდიდისათვის, შედარების მიზნით
ჩვენ ვისარგებლეთ ორგვარი მნიშვნელობით: 1) რომელსაც ვღებულობთ ერთ
ჯერადი გამოტყორცნით და 2) რომელსაც ვღებულობთ უწყვეტი დენადობის
მეთოდით, როცა $M \sim L^{3/4}$. ეს მნიშვნელობანი ამოღებულია ჩვენ მიერ მათთვის
მიღებული ცხრილებიდან [2]. ამისდა შესაბამისად ქვემოდმოყვანილ ცხრილში
(I) და (II) ინდექსებით აღნიშნულია E_1 და E_3 სიდიდეთა შესაბამი მნიშვნელო
ბანი. შევნიშნავთ, რომ E_3-ს მნიშვნელობის გამოთვლის დროს ვისარგებლეთ
მასალით, რომელიც აქვეა მოყვანილი ცხრ. I-ის სახით და რომელიც აღ
ბულ ვარსკვლავთა შესახებ არსებული ემპირიული მასალის სათანადო გად
მუშავებით არის მიღებული.

ცხრილი I TABLE

N Persei 1901	N Geminorum 1912	N Aquilae 1918	N Cygni 1920	N Pictoris 1925	N Herculis 1934
7244	7244	288400	3467	125900	4571
2312	1585	152760	1706	120200	1486
1191	1380	7447	752	61940	1306
847	2512	34995	497	52970	1306
540	991	25220	322	45710	1271
394	921	21480	238	21090	1259
268	705	8550	169	22490	1086
227	679	10380	136	15420	1096
96	550	14720	106	16290	1644
142	6 9	1294	81	14450	2051
70	586	10190	53	16440	1614
109	436	7590	32	21280	1387
107	402	9820	30	22910	1600
62		8950	24	22910	510
70		5440	15	27540	316
114		6860	11	39450	929
139		8 0	9	60260	1180
51		705	8	50580	1159
134		5350	8	31050	871
51		3870	6	22080	692
49		6980	6	22910	724
167		6138	4	65460	1047
49		4365	5	29650	1086
51		4875	4	28060	545
45		44 6	5	21480	501
33		3281	5	23120	619
56		4130	6	20320	
34		4406	4	21090	
50		3221	4	14860	
29		3598	6	15850	
26		4055		15000	
32		3192		14860	
39		2992		15860	
27		2630		12130	
32		2630		12050	
30		2630		14450	
41		2582		10190	
51		2858		10960	
32		2655		13180	
28		2489		9550	
38		2582		10000	
33		2148		10570	
32		2535		8320	

ცხრილი I TABLE

N Persei 1901	N Geminorum 1912	N Aquilae 1918	N Cygni 1920	N Pictoris 1925	N Herculis 1934
		2679		7940	
		1738		7240	
		2249		6310	
		2109		7110	
		1923		10960	
		1995		11480	
		1995		7940	
		1955		6920	
		2014		7590	
		1803		8170	
		1770		6490	
		1820		10380	
		1959		5750	
		1770		7240	
		1854		6310	
		1738		6610	
		1820			
		1854			
		1770			

საკმარისად რთულია აგრეთვე გამოდინებულ აირწილაკთა სიჩქარეების მნიშვნელობათა შერჩევა. როგორც აღნიშნული იყო, ყოველ აღებულ ვარსკვლავისათვის ანთების პროცესის მთელ მანძილზე სიჩქარეთა დისპერსია საკმაოდ დიდია. ამიტომ, მნიშვნელობათა ამ ერთობლიობიდან ერთი გარკვეული მნიშვნელობის ამორჩევა აუცილებლად ისეთ პრინციპიალურ მოსაზრებაზე უნდა იყოს დამყარებული, რომელიც ზოგადი თვალსაზრისით დამახასიათებელი იქნება ანთების მოვლენისათვის საერთოდ. ასეთ მნიშვნელობად ჩვენ მაქსიმალური მნიშვნელობანი მიგვაჩნია, რადგან, უეჭველია მათი დამოკიდებულება განთავისუფლებული ენერგიის მაქსიმალურ რაოდენობაზე. ამიტომ, აღებულ ვარსკვლავთათვის ჩვენ მაქსიმალურ სიჩქარეთაგან გამოვდიოდით [3].

რაც შეეხება მანძილს ჩამოცლილ მასასა და ვარსკვლავის ძირითად მასას შორის, აქ ვიხელმძღვანელეთ იმ მოსაზრებით, რომ ჩვენი გამოთვლების დროს საჭიროა ამ მანძილის მხოლოდ მინიმალური მნიშვნელობით სარგებლობა, ე. ი. იმ მნიშვნელობით, რომელიც მას მასის ჩამოცლის მომენტში აქვს. სხვაგვარად რომ ვთქვათ, ეს იგივე ჩამოცლილ გარე ფენების რადიუსია, ან კიდევ უფრო მკაფიოდ, გარე ფენებ მოცილებული — გატიტვლებული ვარსკვლავის რადიუსი. მეორეს მხრივ, რადგან ვარსკვლავის გაფართოება მხოლოდ გარე ფენების ხარჯზე წარმოებს, ხოლო მათი ჩამოცლა ვარსკვლავიდან სიკაშკაშის მაქსიმუმის დროს ხდება, უნდა ვიფიქროთ რომ ეს მნიშვნელობა დაახლოებით იმ რა-

დიუსის ტოლი უნდა იყოს, რომელიც ვარსკვლავს ანთებამდე ჰქონდა; ასეთი დასკვნა მით უფრო სამართლიანია, რომ ფენების ჩამოცლას იმ არეში უნდა დაურჩეს ადგილი, სადაც ანთების გამომწვევმა ძალებმა დაიწყეს მოქმედება, ე. ი. იმ ზღვარულ ფენებში, რომლის მიღმა მდგრადი წონასწორობა აირწილაკთა წინსვლითი ძრაობით, ე. ი. გაფართოებით, იცვლება. მეორეს მხრივ, ვარსკვლავის რადიუსი ანთებამდე შეგვიძლია მზის რადიუსის ტოლად მივიღოთ; მართალია, ცალკე ვარსკვლავთა შემთხვევაში უსათუოდ ექნება ადგილი ფლუქტუაციას ამ საშუალო მნიშვნელობიდან, მაგრამ ეს გარემოება გამოთვლის შედეგებზე არ მოახდენს გავლენას, რადგან ვარსკვლავის მიერ დაკარგულ მასის გამოთვლის დროს, ვარსკვლავის რადიუსისათვის ანალოგიური მნიშვნელობა იყო აღებული, რითაც მოსალოდნელი შეცდომა იმთავითვე გამოირიცხა.

დაბოლოს, შევნიშნავთ, რომ (1) გამოსახვებში შემავალ მასის რაოდენობა, რომელიც დარჩებათ გარე ფენებ ჩამოცლილ ვარსკვლავებს, ჩვენ, აგრეთვე, იმ მასის ტოლად ჩავთვალეთ, რომელიც თავდაპირველად აქვს ვარსკვლავს ანთებამდე. ამ მოსაზრების სამართლიანობა უშუალოდ იქნება ნათელი, თუ მხედველობაში მივიღებთ, რომ ვარსკვლავი ანთების პროცესში საშუალოდ მზის მასის მხოლოდ 10^{-4}-10^{-5} ნაწილს ჰკარგავს. ვარსკვლავის თავდაპირველი მასა კი მზის მასის ტოლად მივიჩნიეთ ყველა იმ შემთხვევების ანალოგიურად, რომლებიც განხილული იყო ახალ ვარსკვლავთა მიმართ.

მოყვანილი შენიშვნების შემდეგ (1) გამოსახვათათვის ვღებულობთ შემდეგ ცხრილს:

ცხრილი II TABLE

Nova	E_1 (t)	E_2 (I)	(t)	E_1 (II)	E_2 (II)	E_3 (t)
N Geminorum 1912	1.5×10^{41}	1.3×10^{42}	36	1.4×10^{43}	1.2×10^{44}	1.4×10^{43}
N Persei 1901	1.5×10^{41}	9.4×10^{41}	126	1.1×10^{43}	6.6×10^{43}	1.1×10^{43}
N Aquilae 1918	1.5×10^{43}	2.0×10^{44}	183	4.0×10^{44}	5.3×10^{45}	6.7×10^{44}
N Cygni 1920	6.1×10^{40}	9.2×10^{41}	87	8.6×10^{42}	1.3×10^{44}	5.9×10^{42}
N Pictoris 1925	5.5×10^{42}	3.8×10^{43}	174	5.3×10^{44}	3.6×10^{45}	1.3×10^{45}
N Herculis 1934	2.6×10^{43}	2.8×10^{44}	175	3.4×10^{44}	3.6×10^{43}	2.9×10^{45}

ამ ცხრილში მოცემული მნიშვნელობანი გვარწმუნებენ თუ რამდენად უკეთ არის შესრულებული (2) პირობა მეორე შემთხვევაში, ე. ი. როცა დაკარგული მასის მნიშვნელობისათვის აღებულია უწყვეტი დენადობის მეთოდით მიღებული მნიშვნელობანი. ამიტომ ანთების პროცესში დახარჯული ენერგია, ანუ, რაც იგივეა, გამოყოფილი ენერგია, (II) მნიშვნელობებით უნდა დახასიათდეს. ცხრილიდან სჩანს, რომ ეს ენერგია დაახლოებით 10^{44}—10^{46} ერგის რაოდენობის არის. აღსანიშნავია ამრიგად ის გარემოება, რომ ცალკე ვარსკვლავთა ინდივიდუალურ თავისებურებათა მიუხედავად, ანთების პროცესში გ მოყოფილ

და დახარჯულ ენერგიის რაოდენობათა დისპერსია საკმაოდ მცირეა; ამ გარემოების საფუძველზე შეგვიძლია ვიფიქროთ, რომ ანთების პროცესი გარკვეულ პირობათა შესრულების დროს იწყება, როცა განთავისუფლებული ენერგია ერთგვარ ზღვარულ მნიშვნელობას აღწევს. რასაკვირველია, ჩვენ არ ვიცით ამ ენერგიის განთავისუფლების მექანიზმი, მაგრამ როგორიც არ უნდა იყოს ის, მაინც ნათელია, რომ ენერგიის განთავისუფლებისა და ხარჯვის შედეგად, ვარსკვლავის საერთო ენერგიის რაოდენობა უნდა შემცირდეს ამავე რაოდენობით, რასაკვირველია, თუ ანთების პროცესში დაცულია ენერგიის შენახვის კანონი. აქედან ერთობ საინტერესოა საკითხი,რამდენად მოსალოდნელია და აუცილებელი $10^{44}-10^{46}$ ერგის რაოდენობით ენერგიის დაკარგვის დროს კონფიგურაციის შეცვლა ვარსკვლავისათვის ანთების პროცესში, მაგრამ ეს საკითხი დაკავშირებულია ანთების საერთო დინამიკის საკითხებთან და ამიტომ მისი განხილვა უმჯობესია გადაიდოს ამ უკანასკნელთა საფუძვლიანად შესწავლამდე.

დაბოლოს შევნიშნავთ, რომ (II) მნიშვნელობებიდან E_2-ს ოდნავმა სიჭარბემ E_1-სა და E_3-ს მიმართ არ უნდა გამოიწვიოს არავითარი უნდობლობა, რადგან ეს სიჭარბე მთლიანად იმის შედეგად უნდა ჩავთვალოთ, რომ სიჩქარისათვის აღებული იყო მათი მაქსიმალური მნიშვნელობანი; ეს უკანასკნელნი უსათუოდ უნდა სჭარბობდენ სიჩქარეთა იმ მაქსიმალურ მნიშვნელობებს, რომლებიც გამოყოფილი ენერგიის საკუთარ პროდუქტს წარმოადგენენ. მართლაც, თუ რომელიმე კრიტიკულ t მომენტში მაქსიმალური ენერგიით გამოწვეული (ვთქვათ, მასის ჩამოცლის მომენტში) მაქსიმალური სიჩქარე იყო v, $t+dt$ მომენტისათვის ის უკვე ტოლი იქნება $v+dv$, სადაც dv გამოწვეულია იმავე ენერგიის მეორადი ეფექტით, სახელდობრ — სხივოსნური წნევით. აქედან, ცხადია Δv დროის ზრდადი ფუნქცია იქნება. ამიტომ, რადგან მაქსიმალურ სიჩქარეთა გაზომვა მასის ჩამოცლის მომენტში შეუძლებელია და ამ მომენტიდან საგრძნობი ხნის გასვლის შემდეგ არის მოსახერხებელი, ცხადია, უკანასკნელ შემთხვევაში მიღებული სიჩქარენი აირწილაკთა ძრაობის კინეტიური ენერგიისათვის შედარებით უფრო დიდ მნიშვნელობას მოგვცემენ, ვიდრე E_1-ს აქვს. ამრიგად, E_2-ს ერთგვარი სიჭარბე არა თუ არ ამცირებს მიღებული შედეგების ღირსებას, არამედ, პირიქით, იგი კვლავ ადასტურებს ჩვენ მიერ განვითარებულ თვალსაზრისს.

ოქტომბერი, 1937.

ლიტერატურა: Literature:

1. Bull. Abast. Obs. 1, p. 55, 1937.
2. Ibid.
3. Проф. Б. А. Воронцов-Вельяминов «Новые звезды и галактические туманности», 1934

ON THE AMOUNT OF ENERGY LIBERATED DURING THE OUTBURST OF NOVA

SH. G. GORDELADSE

(Summary)

It must be supposed that the amount of energy liberated during the outburst of Nova is of the same order of quantities as that required for the principal processes, which accompany this outburst.

As such the following are to be considered:

1. the overcoming of the gravitational force acting between the mass of the star and that detached from it;

2. the communication of the kinetic energy to the mass moving from the star's surface;

3. the radiation during the outburst.

If we denote the amount of energy required for this processes by E_1, E_2 and E_3, respectively, we obtain the expressions (1), where G is the gravitational constant, M_*—the mass of the star after separation of the outer layers, v—the velocity of the gas moving from the star's surface into the space, $E(t)$—the energy radiated during a certain interval of time (t) and r—the distance between the star and the ejected layers at the moment of separation, which is supposed to be equal to the star's radius before the outburst.

Comparing M and r to $M_\odot$ and $R_\odot$ respectively and using for the mass separated the computed values [1] and for velocities the maximum values observed [2] we obtain for expressions (1) Table II, where the values (I) and (II) correspond to the cases of an explosion-like ejection and of a continuous outflow, respectively. The values of E_3 obtained integrating the empirical luminosity curves are given in Table I.

It is to see from this table that the anticipated condition (2) of the similarity of the order of quantities (1) is better satisfied in case (II). Therefore, the energy of the outburst must be assumed to be of the order of $10^{44}-10^{46}$ *erg*.

October, 1937.

ᲐᲑᲐᲡᲗᲣᲛᲜᲘᲡ ᲐᲡᲢᲠᲝᲤᲘᲖᲘᲙᲣᲠᲘ ᲝᲑᲡᲔᲠᲕᲐᲢᲝᲠᲘᲘᲡ ᲑᲘᲣᲚᲔᲢᲔᲜᲘ № 2. 1938
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 2. 1938
BULLETIN OF THE ABASTUMANI ASTROPHYSICAL OBSERVATORY No. 2. 1938

THE DISTRIBUTION OF A, F AND G TYPE STARS PERPENDICULAR TO THE GALACTIC PLANE AND IN THE DIRECTION TO THE GALACTIC CENTRE

M. A. VASHAKIDSE

The offered investigation continues our work «On the space distribution of F type stars» published in the Bulletin of Abastumani Observatory [1].

The method of the numerical solution of Schwarzschild's integral equation has been improved and more material utilized, the distribution of stars of three different spectral classes being investigated.

We intended primarily to study the space distribution of stars of all the spectral classes according to A. Schwassmann's catalogue [2]. However, taking into account the difficulty of drawing the average curve log Nm from (m) on the basis of different areas (f. ex. for the types B, M, K) we decided to examine only three spectral types.

The distribution of A, F and G type stars in the direction perpendicular to the galactic plane as well as in the plane of symmetry was studied.

For this purpose we used Schwassmann's catalogue containing data for 19 Kapteyn areas of the northern hemisphere. The density distribution for F type stars was obtained from Malmquist's catalogue [3] of color-indices.

In Malmquist's catalogue are given color-indices of A, F and G type stars situated near the galactic pole.

The selection and counts of F type stars were made on the basis of assumption that their color-index lies between +0.24 and +0.38. The region of the sky taken by Malmquist being very close to the galactic pole, the density distribution of F type stars derived from his catalogue is represented for this direction only by the curve on Fig. 3. Using Malmquist's catalogue for the study of distribution it was not necessary to assume that the layers are plane-parallel, while this assumption is indispensable when we use Schwassmann's catalogue.

In the present work as well as in the precedent one, it was assumed that in the vicinity of the Sun the equidensity layers are plane-parallel and at the same time parallel to the galactic plane. We shall see below that owing to this plane-parallelism of layers the curves Nm expressing the number of

stars per square degree brighter than the apparent magnitude (m) are connected in such a way that the curves Nm drawn for different galactic latitudes and longitudes after being multiplied by a corresponding coefficient and shifted along the abscissa by a definite amount must coincide with that drawn for the direction to the galactic pole. Moreover, in the case when the distribution of stars in the plane of symmetry is being investigated, the different directions in longitude must coincide with the direction to the galactic centre (in this case the lines of similar density are assumed to be approximately—parallel straight lines perpendicular to the direction towards the galactic centre).

Making use of this circumstance we can derive the curves $\log Nm$ for the directions to the pole and to the galactic centre from observations in other directions and obtain the distribution of stars in the directions (z) and (c)*. This method gives more accurate results than those which would have been obtained if the curve $\log Nm$ were drawn only on the basis of counts made for directions near the galactic pole or in the galactic plane in the direction to the centre. If the curve $\log Nm$ as the function of m, drawn for a given galactic latitude, multiplied by a corresponding factor and shifted along the abscissa does not coincide with the curve $\log Nm$ drawn for the galactic pole, we may suppose that this fact is due to the absorption, the amount of which can be deduced from the discrepancy between the curves.

To draw the density distribution curves for A, F and G type stars we made use of Schwarzschild's integral equation

$$A_b(m)=\omega\int_0^\infty D(r)\varphi(r)r^2dr. \qquad (1)$$

We again introduce $z=r\sin b$, where b is the galactic latitude and r—the distance from the star or—if the distribution of stars in the direction to the galactic centre (c) is being studied—$c=r\cos(l-325^\circ)$, where l is the galactic longitude **.

After substitution and transformation of the equation (1) we obtain (2) and (3), which connect the curves $\log Nm$ for different galactic latitudes and longitudes:

$$N_{\frac{\pi}{2}}(m'-5\log\operatorname{cosec} b)=\sin^3 bN_b(m'), \qquad (2)$$

$$N_{325^\circ}[m'-5\log\sec(l-325^\circ)]=\cos^3(l-325^\circ)N_l(m'). \qquad (3)$$

* The direction to the galactic centre we designate by (c), and that to the pole of galaxy—by (z).

** For the longitude of the galactic centre we adopted $l=325^\circ$.

It was indicated above that Schwassmann's catalogue was made use of. Twelve Kapteyn areas enumerated below were chosen as the object of the study: 4, 5, 6, 8, 9, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 19. Nine of those: 4, 5, 6, 11, 12, 13, 14, 15, 16, located in different galactic latitudes (from $b=+27^\circ$ to $b=+57^\circ$) serve for the deduction of distribution in the direction z.

The distribution of stars in the direction to the galactic centre $l=325^\circ$ was derived from the star counts in three areas: 8, 9 and 10, located near the galactic plane: $b=+3^\circ$, -2°, -1°.

In Schwassmann's catalogue the spectral types of stars down to 14th magnitude are given. However, only the stars down to $13^m.25$ were taken into account, because to that limit the above catalogue may be regarded as sufficiently complete.

In tables I, II, and III the values $\log[\sin^3 bN_b(m')]$ are given for the distribution of A, F and G type stars in high galactic latitudes while tables Ia, IIa, IIIa contain the values $\log[\cos^3(l-325^\circ)N_l(m')]$ for the distribution of stars of the same classes in the galactic plane.

TABLE I

A0—A9

No.	b	l	9.0	9.5	10.0	10.5	11.0	11.5	12.0	12.5	13.0	13.5	14.0	3 log sin b
14	57°	81°	—	—	9.77	9.77	0.25	0.37	0.60	0.77	0.77	0.77	0.81	9.77
13	53°	111°	0.19	0.31	0.31	0.31	0.41	0.41	0.49	0.49	0.55	0.55	0.55	9.71
15	48°	62°	—	—	9.61	9.61	9.91	0.21	0.21	0.21	0.31	0.51	0.51	9.61
5	42°	91°	—	—	—	0.18	0.18	0.32	0.48	0.59	0.63	0.71	0.76	9.48
12	41°	123°	9 75	9.93	9.93	0.05	0.05	0.29	0.45	0.60	0.68	0.71	0.71	9.45
6	36°	75°	9.61	9.91	0 09	0.21	0.42	0.54	0.54	0.57	0.61	0.65	0.67	9.31
16	33°	56°	9.51	9.81	0.16	0.25	0.36	0.41	0.41	0.44	0.47	0.47	0.47	9.21
4	32°	107°	9.17	9.65	9.77	0.07	0.17	0.37	0.59	0.66	0.76	0.81	0.81	9.17
11	27°	123°	9.45	9.57	9.97	0.12	0.17	0.29	0.39	0.51	0.54	0.57	0.58	8.97

TABLE II

F0—F9

No.	b	l	9.0	9.5	10.0	10.5	11.0	11.5	12.0	12.5	13.0	13.5	14.0	3 log sin b
14	57°	81°	0.37	0.61	0.77	0.95	1.15	1.31	1.38	1.42	1.55	1.70	1.67	9.77
13	53°	111°	9.71	0.49	0.94	1.16	1.31	1.40	1.54	1.63	1.84	1.79	1.57	9.71
15	48°	62°	0.09	0.39	0.72	0.91	1.09	1.31	1.40	1.51	1.65	1.73	1.78	9.61
5	42°	91°	9.96	0.48	0.59	0.82	1.05	1.24	1.38	1.50	1.57	1.64	1.71	9.48
12	41°	123°	9.93	0.40	0.60	0.71	0.30	1.04	1.18	1.23	1.35	1.45	1.48	9.45
6	36°	75°	9.31	0.15	0.57	0.65	0.85	0.96	1.03	1.14	1.24	1.35	1.40	9.31
16	33°	56°	9.69	9.99	0.25	0.53	0.70	0.93	1.10	1.23	1.37	1.44	1.44	9.21
4	32°	107°	9.47	9.65	9.87	0.45	0.72	0.89	1.00	1.11	1.24	1.35	1.36	9.17
11	27°	123°	9.27	9.87	0.20	0.37	0.53	0.76	0.91	1.16	1.31	1.45	1.48	8.97

TABLE III Cბ60ლ0
Go—G9

No.	b	l	9.0	9.5	10.0	10.5	11.0	11.5	12.0	12.5	13.0	13.5	14.0	3 log sin b
14	57°	81°	9.77	0.37	0.67	0.97	1.30	1.54	1.72	1.97	2.22	2.37	2.46	9.77
13	53°	111°	0.01	0.58	0.91	1.16	1.32	1.58	1.75	1.98	2.20	2.32	2.37	9.71
15	48°	62°	—	9.91	0.45	0.81	1.17	1.50	1.74	1.94	2.11	2.26	2.33	9.61
5	42°	91°	9.48	0.08	0.66	0.97	1.22	1.43	1.64	1.86	2.06	2.21	2.34	9.48
12	41°	123°	0.05	0.49	0.73	0.91	1.15	1.39	1.62	1.82	2.04	2.21	2.28	9.45
6	36°	75°	9.91	0.26	0.59	0.81	1.02	1.33	1.56	1.77	1.98	2.13	2.19	9.31
16	33°	56°	9.99	0.21	0.57	0.85	1.07	1.26	1.46	1.63	1.83	1.93	1.93	9.21
4	32°	107°	0.01	0.25	0.47	0.79	1.00	1.24	1.46	1.69	1.82	1.92	1.92	9.17
11	27°	123°	9.27	9.87	0.17	0.50	0.80	1.02	1.19	1.42	1.64	1.78	1.81	8.97

TABLE Ia Cბ60ლ0
Ao—A9

No.	b	l	9.0	9.5	10.0	10.5	11.0	11.5	12.0	12.5	13.0	13.5	14.0	3 log cos $(l-325°)$
9	+3°	106°	0.37	0.93	1.25	1.48	1.69	1.85	2.03	2.21	2.34	2.40	2.40	9.67
8	−2°	92°	—	0.29	0.54	0.97	1.21	1.54	1.85	2.02	2.06	2.07	—	9.34
19	−1°	81°	9.93	0.42	0.71	0.95	1.21	1.43	1.57	1.71	1.81	1.84	—	8.93

TABLE IIa Cბ60ლ0
Fo—F9

No.	b	l	9.0	9.5	10.0	10.5	11.0	11.5	12.0	12.5	13.0	13.5	14.0	3 log cos $(l-325°)$
9	+3°	106°	9.97	0.27	0.51	0.75	1.20	1.47	1.65	1.80	2.02	2.20	2.22	9.67
8	−2°	92°	0.24	0.52	0.64	0.86	1.11	1.33	1.59	1.80	1.89	1.89	—	9.34
19	−1°	81°	9.23	9.63	0.19	0.49	0.70	0.89	1.04	1.31	1.50	1.54	—	8.93

TABLE IIIa Cბ60ლ0
Go—G9

No.	b	l	9.0	9.5	10.0	10.5	11.0	11.5	12.0	12.5	13.0	13.5	14.0	3 log cos $(l-325°)$
9	+3°	106°	0.45	0.78	0.93	1.10	1.35	1.55	1.79	2.03	2.27	2.47	2.50	9.67
8	−2°	92°	0.04	0.38	0.66	0.92	1.15	1.45	1.71	1.94	1.99	1.99	—	9.34
19	−1°	81°	8.93	9.63	9.71	9.93	0.68	1.00	1.16	1.37	1.48	1.50	—	8.93

On the basis of the above formulae (2) and (3) shifting the curves $\log[\sin^3 bN_b(m')]$ and $\log[\cos^3(l-325^0)N_l(m')]$ to the left along the axis (m) by $5\log\operatorname{cosec} b$ and $5\log\sec(l-325^0)$, respectively, we must obtain the curves $N_{\frac{\pi}{2}}(m)$ and $N_{325°}(m)$ as those of the tables IV, V, VI IVa, Va, VIa for the galactic pole and for the direction to the galactic centre.

In tables IV, V, VI every two lines correspond to one area; the first line contains the values of m' diminished by $5\log\operatorname{cosec} b$, the second one—the values of $\log\sin^3 bN_b(m)$.

The tables IVa, Va, VIa, analogous to tables IV, V, VI, refer, however, to the second case, viz., the direction to the galactic centre, and contain the values of $\log[\cos^3(l-325°)N_l(m)]$; therefore, while tabulating them we made use of tables Ia, IIa, IIIa, referring to the same case.

On the basis of separate tables IV, V, VI, IVa, Va, VIa the mean average curves $\log N_{\frac{\pi}{2}}(m)$ and $\log N_{325°}(m)$ were drawn. All the six curves are shown on Fig. 1 and Fig. 2.

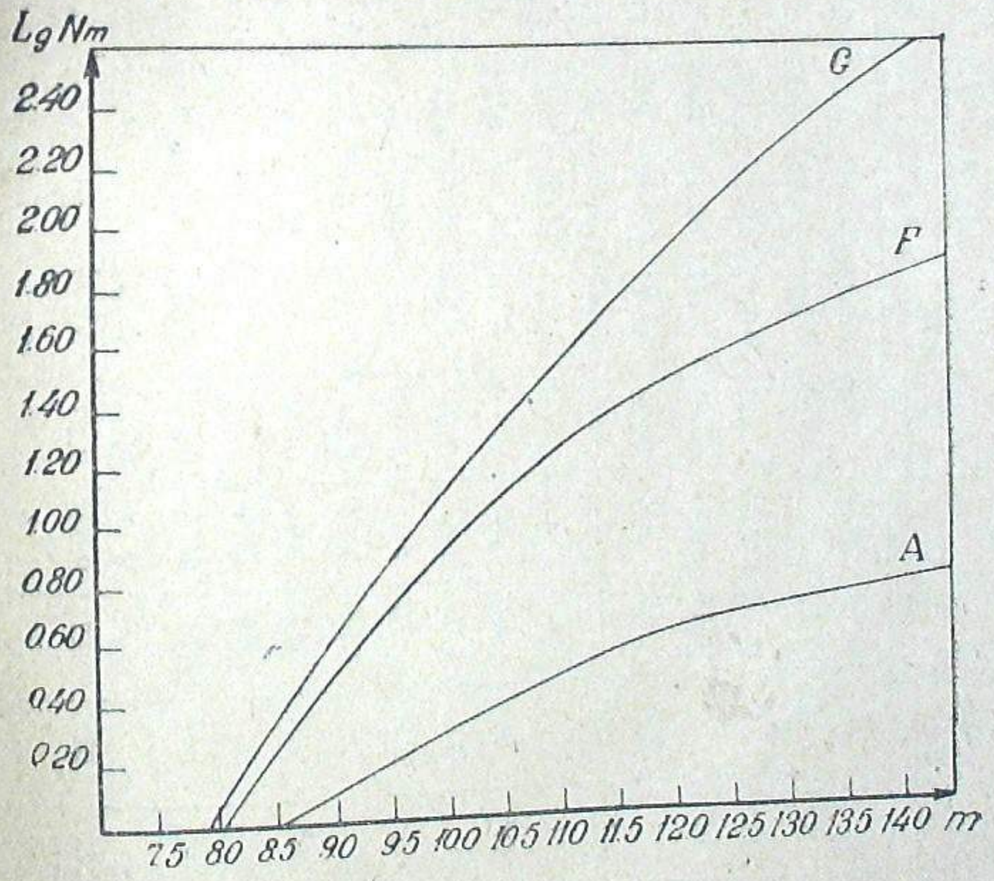


Fig. 1 ნახ.

TABLE IV ცხრილი
A0—A9

No.	b	l	9.0	9.5	10.0	10.5	11.0	11.5	12.0	12.5	13.0	13.5	14.0	5 log cosec b
			—	—	9.62	10.12	10.62	11.12	11.62	12.12	12.62	13.12	13.62	
14	57°	81°	—	—	9.77	9.77	0.25	0.37	0.60	0.77	0.77	0.77	0.81	—0.38
			8.51	9.01	9.51	10.01	10.51	11.01	11.51	12.01	12.51	13.01	13.51	
13	53°	111°	0.19	0.31	0.31	0.31	0.41	0.41	0.49	0.49	0.55	0.55	0.55	—0.49
			—	—	9.36	9.86	10.36	10.86	11.36	11.86	12.36	12.86	13.36	
15	48°	62°	—	—	9.61	9.61	9.91	0.21	0.21	0.21	0.31	0.51	0.51	—0.64
			—	—	—	9.63	10.13	10.63	11.13	11.63	12.13	12.63	13.13	
5	42°	91°	—	—	—	0.18	0.18	0.32	0.48	0.59	0.63	0.71	0.76	—0.87
			8.05	8.55	9.05	9.55	10.05	10.55	11.05	11.55	12.05	12.55	13.05	
12	41°	123°	9.75	9.93	9.93	0.05	0.05	0.29	0.45	0.60	0.68	0.71	0.71	—0.95
			7.84	8.34	8.84	9.34	9.84	10.34	10.84	11.34	11.84	12.34	12.84	
6	36°	75°	9.61	9.91	0.09	0.21	0.42	0.54	0.54	0.57	0.61	0.65	0.67	—1.16
			7.68	8.18	8.68	9.18	9.68	10.18	10.68	11.18	11.68	12.18	12.68	
16	33°	56°	9.51	9.81	0.16	0.25	0.36	0.41	0.41	0.44	0.47	0.47	0.47	—1.32
			7.68	8.12	8.62	9.12	9.62	10.12	10.62	11.12	11.62	12.12	12.62	
4	32°	107°	9.17	9.65	9.77	0.07	0.17	0.37	0.59	0.66	0.76	0.81	0.81	—1.38
			7.29	7.79	8.29	8.79	9.29	9.79	10.29	10.79	11.29	11.79	12.29	
11	27°	123°	9.45	9.57	9.97	0.12	0.17	0.29	0.39	0.51	0.54	0.57	0.58	—1.71

TABLE V ცხრილი
F0—F9

No.	b	l	9.0	9.5	10.0	10.5	11.0	11.5	12.0	12.5	13.0	13.5	14.0	5 log cosec b
			8.62	9.12	9.62	10.12	10.62	11.12	11.62	12.12	12.62	13.12	13.62	
14	57°	81°	0.37	0.61	0.77	0.95	1.15	1.31	1.38	1.42	1.55	1.65	1.67	—0.38
			8.51	9.01	9.51	10.01	10.51	11.01	11.51	12.01	12.51	13.01	13.51	
13	53°	111°	9.71	0.49	0.94	1.16	1.31	1.40	1.54	1.63	1.84	1.79	1.80	—0.49
			8.36	8.86	9.36	9.86	10.36	10.86	11.36	11.86	12.36	12.86	13.36	
15	48°	62°	0.09	0.39	0.72	0.91	1.09	1.31	1.40	1.51	1.65	1.73	1.78	—0.64
			8.13	8.63	9.13	9.63	10.13	10.63	11.13	11.63	12.13	12.63	13.13	
5	42°	91°	9.96	0.48	0.59	0.82	1.05	1.24	1.38	1.50	1.57	1.64	1.71	—0.87
			8.05	8.55	9.05	9.55	10.05	10.55	11.05	11.55	12.05	12.55	13.05	
12	41°	123°	9.93	0.40	0.60	0.71	0.90	1.04	1.18	1.23	1.35	1.45	7.48	—0.95
			7.84	8.34	8.84	9.34	9.84	10.34	10.84	11.34	11.84	12.34	12.84	
6	36°	75°	9.31	0.15	0.57	0.65	0.85	0.96	11.03	1.14	1.24	1.35	1.40	—1.16
			7.68	8.18	8.68	9.18	9.68	10.18	10.68	11.18	11.68	12.18	12.68	
16	33°	56°	9.69	9.99	0.25	0.53	0.70	0.93	1.10	1.23	1.37	1.44	1.44	—1.32
			7.62	8.12	8.62	9.12	9.62	10.12	10.62	11.12	11.62	12.12	12 62	
4	32°	107°	9.47	9.65	9.87	0.45	0.72	0.89	1.00	1.11	1.24	1.35	1.36	—1.38
			7.29	7.79	8.29	8.79	9.29	9.79	10.29	10.79	11.29	11.79	12.29	
11	27°	123°	9.27	9.87	0.20	0.37	0.53	0.76	0.91	1.16	1.31	1.45	1.48	—1.71

TABLE VI (ცხრილი)
Go—G9

No.	b	l	9.0	9.5	10.0	10.5	11.0	11.5	12.0	12.5	13.0	13.5	14.0	5 log cosec b
			8.62	9.12	9.62	10.12	10.62	11.12	11.62	12.12	12.62	13.12	13.62	
14	57°	81°	9.77	0.37	0.67	0.97	1.30	1.54	1.72	1.97	2.22	2.37	2.46	—0.38
			8.51	9.01	9.51	10.01	10.51	11.01	11.51	12.01	12.51	13.01	13.51	
13	53°	111°	0.01	0.58	0.91	1.16	1.32	1.58	1.75	1.98	2.20	2.32	2.37	—0.49
			—	8.86	9.36	9.86	10.36	10.86	11.36	11.86	12.36	12.86	13.36	
15	48°	62°	—	9.91	0.45	0.81	1.17	1.50	1.74	1.94	2.11	2.26	2.33	—0.64
			8.13	8.63	9.13	9.63	10.13	10.63	11.13	11.63	12.13	12.63	13.13	
5	42°	91°	9.48	0.08	0.66	0.97	1.22	1.43	1.64	1.86	2.06	2.21	2.34	—0.87
			8.05	8.55	9.05	9.55	10.05	10.55	11.05	11.55	12.05	12.55	13.05	
12	41°	123°	0.05	0.49	0,73	0,91	1.15	1.39	1.62	1.82	2,04	2,21	2,28	—0.95
			7.84	8,34	8,84	9.34	9.84	10,34	10.84	11.34	11.84	12,34	12,84	
6	36°	75°	9.91	0,26	0.59	0,81	1.02	1.33	1,56	1,77	1,98	2.13	2,19	—1,16
			7,68	8,18	8,68	9.18	9,68	10,18	10,68	11,18	11,68	12.18	12.68	
16	33°	56°	9.99	0.21	0.57	0.85	1.07	1,26	1.46	1.63	1.83	1.93	1,93	—1,32
			7,62	8,12	8.62	9.12	9.62	10,12	10.62	11,12	11,62	12,12	12.62	
4	32°	107°	0.01	0,21	0.47	0.79	1.00	1.24	1.46	1.62	1.82	1.92	1.92	—1,38
			7.29	7.79	8.29	8.79	9.29	9.79	10.29	10.79	11.29	11.79	12.29	
11	27°	123°	9.27	9,87	0.17	0,50	0,80	1,02	1,19	1,42	1,64	1.78	1,81	—1,71

TABLE IVa (ცხრილი)
Ao—A9

No.	b	l	9.0	9.5	10.0	10.5	11.0	11.5	12.0	12.5	13.0	13.5	14.0	5 log sec (l—325°)
			8.45	8.95	9.45	9.95	10.45	10.95	11.45	11.95	12.45	12.95	13.45	
9	+3°	106°	0.37	0.93	1.25	1.48	1.69	1.85	2.03	2.21	2.34	2.40	2.40	9.45
			—	8.40	8.90	9.40	9.90	10.40	10.90	11.40	11.90	12.40	—	
8	—2	92°	—	0.29	0.54	0.97	1.21	1.54	1.85	2.02	2.06	2.07	—	8.90
			7.21	7.71	8.21	8.71	9.21	9.71	10.21	10.71	11.21	11.71	—	
19	—1°	81°	1.93	0.42	0.71	0.95	1.21	1.43	1.57	1.71	1.81	1.84	—	8.21

TABLE Va (ცხრილი)
Fo—F9

			8.45	8.95	9.45	9.95	10.45	10.95	11.45	11.95	12.45	12.95	13.45	
9	+3°	106°	9.97	0.27	0.51	0.75	1.20	1.47	1.65	1.80	2.02	2.20	2.22	9.45
			7.90	8.40	8.90	9.40	9.90	10.40	10.90	11.40	11.90	12.40	—	
8	—2°	92°	0.24	0.52	0.64	0.86	1.11	1.33	1.59	1.80	1.89	1.89	—	8.90
			7.21	7.71	8.21	8.71	9.21	9.71	10.21	10.71	11.21	11.71	—	
19	—1°	81°	9.23	1.63	0.19	0.49	0.70	0.89	1.04	1.31	1.50	1.54	—	8.21

TABLE VIa (ცხრილი)
Go—G9

			8.45	8.95	9.45	9.95	10.45	10.95	11.45	11.95	12.45	12.95	—	
9	+3°	106°	0.45	0.78	0.93	1.10	1.35	1.55	1.79	2.03	2.27	2.47	2.50	9.45
			7.90	8.40	8.90	9.40	9.90	10.40	10.90	11.40	11.90	12.40	—	
8	—2°	92°	0.04	0.38	0.66	0.92	1.15	1.45	1.71	1.94	1.99	1.99	—	8.90
			7.21	7.71	8.21	8.71	9.21	9.71	10.21	10.71	11.21	11.71	—	
19	—1°	81°	8.93	9.63	9.71	1.93	0.68	1.00	1.16	1.37	1.48	1.50	—	8.21

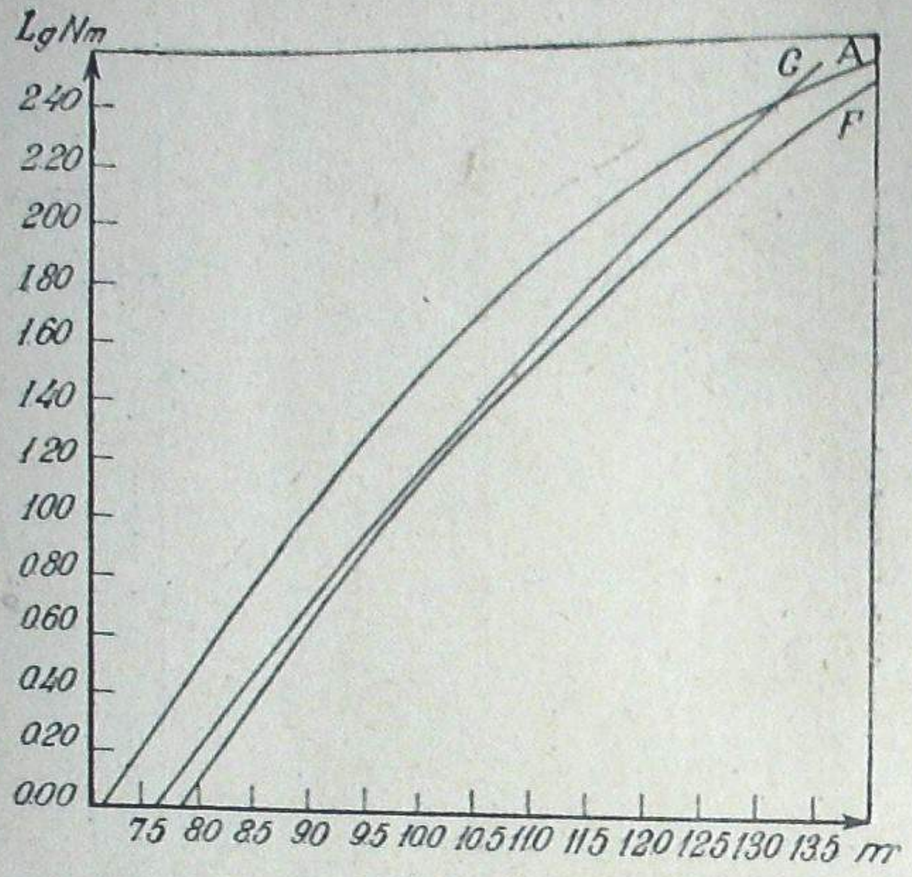


Fig. 2 bis.

It is to see from the tables that the average curves were drawn on the basis of counts in nine areas in the first case and in three areas in the second one.

On the basis of each table one average mean curve was drawn for A, F and G type stars. The distance between the curves drawn for different areas does not exceed 0.2 stellar magnitudes.

The small influence of cosmic absorption may, probably, be explained by the fact that the stars selected are at a relatively short distance from us. Moreover, the areas, which served for the investigation of distribution in z, are located in nearly adjacent latitudes.

In our precedent work Schwarzschild's equation took the following form:

$$A_{\frac{\pi}{2}}(m') = \omega \int_0^\infty D(z)\,\varphi(m' - 5\log z)\,z^2 dz$$

$$A_{325^\circ}(m') = \omega \int_0^\infty D(c)\,\varphi(m' - 5\log c)\,c^2 dc \qquad (4)$$

To solve these equations numerically by Bok's method we introduce in (4) $5\log z - 5 = n$, hence, $z = 10^{0.2n-1}$, $dz = 10^{0.2n+1} 0.2 \log_e 10\, dn$.

We obtain

$$A_{\frac{\pi}{2}}(m) = \omega \int_{-\infty}^{+\infty} D(z)\,\varphi(m-n)\,10^{0.6n+3} 0.2 \log_e 10\, dn$$

or, denoting

$$10^{0.6n+3} 0.2 \log_e 10 = k(n) \quad \text{and} \quad D(z)\,k(n) = d(n)$$

$$A_{\frac{\pi}{2}}(m) = \omega \int_{-\infty}^{+\infty} d(n)\,\varphi(m-n)\,dn. \qquad (5)$$

This equation may be utilized also for the distribution of stars in the direction towards the galactic centre.

On the basis of (5) we write a series of equations for a series of values $A_{\frac{\pi}{2}}(m)$ and $A_{325^\circ}(m)$ which are obtained numerically taking the derivatives from the curves of Fig. 1 and Fig. 2 in points $m_1, m_2, \ldots, m_i$. To solve these equations as a system of linear equations only the knowledge of the luminosity function $\varphi(M)$ is required.

To derive the luminosity function of A and F type stars we made use of the catalogue: «The Spectroscopic Absolute Magnitudes and Parallaxes of 4179 Stars» by W. S. Adams, A. H. Joy, M. L. Humason and Ada Margaret Brayton[4]. Counting the stars A and F over the whole catalogue and arranging them after absolute magnitudes we obtain the possibility to draw, according to the below indicated method, certain conclusions about the luminosity function $\varphi(M)$. The results of counts of stars of various absolute magnitudes, according to the named catalogue for the stars A and F are given in Table VII in columns 3 and 5.

The luminosity function for G type stars was taken from the work by Van Rhijn and Schwassmann[5]. For G type stars the luminosity function has two maxima corresponding to giants and dwarfs; this circumstance as was shown by the experience of calculation entails certain difficulties for the solution of such numerical equations as (6), (7) and (8).

We shall see below that in calculating the two maxima are reduced to one.

Table VII shows that the number of F type stars augments with diminishing brightness from 1^m25, 1^m75 to 3^m25 dropping sharply for 3^m75, 4^m25 and 4^m75. However, it is to see from the table that F type stars have two maxima: the first maximum is due to giants, the second one—to dwarfs. As the great majority of F type stars belongs to dwarfs and the number of

TABLE VII ცხრილი

M	$\varphi(m)$	A	A_c	F	F_c	G
				2		$0.001 \cdot 10^6$
−3.0−2.6	−2.75			2		$0.001 \cdot 10^6$
−2.5−2.1	−2.25			7		$0.001 \cdot 10^6$
−2.0−1.6	−1.75	1		5		$0.002 \cdot 10^6$
−1.5−1.1	−1.25			7		$0.004 \cdot 10^6$
−1.0−0.6	−0.75			9		$0.011 \cdot 10^6$
−0.5−0.1	−0.25	3		1		$0.03 \cdot 10^6$
+0.0+0.4	+0.25	4		1		$0.08 \cdot 10^6$
+0.5+0.9	+0.75	24		8		$0.17 \cdot 10^6$
+1.0+1.4	+1.25	52	14	24	8	$0.26 \cdot 10^6$
+1.5+1.9	+1.75	148	52	75	63	$0.30 \cdot 10^6$
+2.0+2.4	+2.25	154	154	162	187	$0.22 \cdot 10^6$
+2.5+2.9	+2.75	18	52	354	354	$0.24 \cdot 10^6$
+3.0+3.4	+3.25	4	14	214	187	$1.15 \cdot 10^6$
+3.5+3.9	+3.75			52	63	$5.50 \cdot 10^6$
+4.0+4.4	+4.25			3	8	$9.35 \cdot 10^6$
+4.5+4.9	+4.75	3				$12.60 \cdot 10^6$
+5.0+5.4	+5.25	3				$14.80 \cdot 10^6$
+5.5+5.9	+5.75					$14.10 \cdot 10^6$
+6.0+6.4	+6.25					$11.00 \cdot 10^6$
+6.5+6.9	+6.75					$7.60 \cdot 10^6$
+7.0+7.4	+7.25					$4.79 \cdot 10^6$
+7.5+7.9	+7.75					
+8.0+8.4	+8.25					
+8.5+8.9	+8.75					

giants among them is relatively small, we neglected the maximum due to giants and retained the one due to dwarfs taking into consideration that among faint stars of Bergedorf's catalogue there are few giants of the F type.

The stars of the type A do not show two maxima as they are not sharply divided into giants and dwarfs.

The number of A type stars augments with diminishing brightness beginning from the absolute magnitude $0^m.75$ down to $2^m.25$, a more rapid increase making itself noticeable from $1^m.25$ to $2^m.25$, and drops abruptly for $2^m.75$, $3^m.25$.

Taking into account all that was said about A and F type stars we can draw some conclusions about the luminosity curve. In fact, if we assume that the curve $\varphi(M)$ is symmetrical with regard to the maximum (m_0), the effect of selection can be eliminated easily enough if we adopt for the relative value of $\varphi(m_0+k)$ the geometrical mean from values of Table VII for $(m+k)$ and $(m-k)$. Moreover, the assumption is made that beyond the limits

of the intervals $1^m.25-3^m.25$ and $1^m.25-4^m.75$ for A and F type stars, respectively, $\varphi(M)=0$. This assumption is, apparently, fulfilled accurately enough for our purposes and it greatly simplifies the computations. Thus, we obtain for the function $\varphi(M)$ values listed in 4th and 6th columns for A and F type stars, respectively.

Taking into account all the above we come to the conclusion that the great majority of the stars has an absolute brightness comprised in the intervals $+1^m.25-+3^m.25$, $+1^m.75-+4^m.75$ and $+0^m.25-+7^m.75$ for A, F and G types respectively.

In the equation (5) $M=m-n$; therefore, we can write

. for $A+1.25<m-n<+3.25$ or $m-1.25>n>m-3.25$,

„ $F+1.75<m-n<+4.75$ „ $m-1.75>n>m-4.75$,

„ $G+0.25<m-n<+7.75$ „ $m-0.25>n>m-7.75$.

Using these limits we write the equation (5) for the stars of these types

$$A_{\frac{\pi}{2},c}(m)=\omega\int_{m-3.25}^{m-1.25}d(n)\,\varphi(m-n)\,dn,$$

$$F_{\frac{\pi}{2},c}(m)=\omega\int_{m-4.75}^{m-1.75}d(n)\,\varphi(m-n)\,dn,$$

$$A_{\frac{\pi}{2},c}(m)=\omega\int_{m-7.75}^{m-0.25}d(n)\,\varphi(m-n)\,dn.$$

For the numerical solution we obtain equations (6), (7) and (8), where $\omega=1$.

$$A_{\frac{\pi}{2},c}(m)=\frac{1}{2}d(m-1.25)\,\varphi(1.25)+d(m-1.75)\,\varphi(1.75)+d(m-2.25)\,\varphi(2.25)+$$
$$+d(m-2.75)\,\varphi(2.75)+\frac{1}{2}d(m-3.25)\,\varphi(3.25). \qquad (6)$$

$$F_{\frac{\pi}{2},c}(m)=\frac{1}{2}d(m-1.75)\,\varphi(1.75)+d(m-2.25)\,\varphi(2.25)+d(m-2.75)\,\varphi(2.75)+$$
$$+d(m-3.25)\,\varphi(3.25)+d(m-3.75)\,\varphi(3.75)+d(m-4.25)\,\varphi(4.25)+$$
$$+\frac{1}{2}d(m-4.75)\,\varphi(4.75). \qquad (7)$$

$$A_{\frac{\pi}{2},c}(m) = \frac{1}{2}d(m-0.25)\varphi(0.25)+d(m-0.75)\varphi(0.75)+d(m-1.25)\varphi(1.25)+$$
$$+ d(m-1.75)\varphi(1.75)+d(m-2.25)\varphi(2.25)+d(m-2.75)\varphi(2.75)+$$
$$+ d(m-3.25)\varphi(3.25)+d(m-3.75)\varphi(3.75)+d(m-4.25)\varphi(4.25)+$$
$$+ d(m-4.75)\varphi(4.75)+d(m-5.25)\varphi(5.25)+d(m-5.75)\varphi(5.75)+$$
$$+ d(m-6.25)\varphi(6.25)+d(m-6.75)\varphi(6.75)+d(m-7.25)\varphi(7.25)+$$
$$+ \frac{1}{2}d(m-7.75)\varphi(7.75). \qquad (8)$$

If we obtain for A, F and G stars a series of values $A_{\frac{\pi}{2}}$ and $A_{325°}$ corresponding to a series of values of m_i, we shall have a series of equations of the same kind as (6), (7) and (8).

To obtain the values $A_{\frac{\pi}{2}}$, $A_{325°}$ we take the derivatives from the curves plotted on Fig. 1 and Fig. 2.

In Table VIII the values of m_i are listed in uneven columns.

TABLE VIII Cხბ0ლ0

m	$A_{\frac{\pi}{2}}$	m	A_c	m	$A_{\frac{\pi}{2}}$	m	A_c	m	$A_{\frac{\pi}{2}}$	m	A_c
8.75	5.20	7.50	2.5	8.25	1.6	8.25	2.3	8.25	2.3	8.00	2.0
9.25	8.00	8.00	4.2	8.75	2.6	8.75	4.4	8.75	4.2	8.50	3.4
9.75	8.60	8.50	7.4	9.25	4.2	9.25	6.7	9.25	6.8	9.00	5.6
10.25	10.80	9.00	12.0	9.75	6.1	9.75	10.5	9.75	11.5	9.50	9.8
10.75	10.60	9.50	19.0	10.25	8.6	10.25	17.4	10.25	16.2	10.00	15.2
11.25	12.80	10.00	31.6	10.75	9.6	10.75	25.6	10.75	27.8	10.50	31.2
11.75	15.40	10.50	41.0	11.25	11.0	11.25	35.6	11.25	42.6	11.00	35.6
12.25	8.80	11.00	53.6	11.75	12.0	11.75	47.0	11.75	66.4	11.50	61.4
12.75	9.80	11.50	65.8	12.25	15.0	12.25	68.0	12.25	93.6	12.00	97.6
13.25	5.00	12.00	92.0	12.75	16.6	12.75	98.0	12.75	124.0	12.50	136.0
13.75	1.40	12.50	100.0	13.25	18.2	13.25	120.0	13.25	150.0	13.00	204.0
14.25	1.24	13.00	108.0	13.75	24.6	13.75	134.0	13.75	160.0	13.50	244.0
		13.50	106.0	14.25	26.2	14.25	142.0	14.25	190.0	14.00	316.0
		14.00	128.0	14.75	27.0	14.75	160.0	14.75	250.0	14.50	438.0
								15.25	296.0	15.00	450.0
								15.75	320.0	15.50	620.0
								16.25	450.0	16.00	640.0
								16.75	550.0	16.50	660.0
								17.25	570.0	17.00	670.0
								17.75	620.0	17.50	680.0

Note: Columns 1, 2, 5, 6, 9, 10 correspond to Fig. 1 and columns 3, 4, 7, 8, 11, 12 — to Fig. 2.

The derivatives $A_{\frac{\pi}{2}}(m)$, $A_{325°}(m)$ from the curves plotted on Fig. 1 and Fig. 2 in points corresponding to (m_i) are given in even columns.

Thus, there are 4 columns containing the data relative to A type stars; the first two columns refer to the distribution of stars in the direction to the galactic pole; the third and the fourth column refer to the distribution in the direction to the galactic centre. In the first and third columns the values of m_i are given; in the second and fourth columns the derivatives from those points are listed.

In Table VIII the columns are divided by horizontal lines. The values of derivatives above this line are derived from the curves of Fig. 1 and Fig. 2, which are actually based on star counts. Under the lines the derivatives (i. e. the values $A_{\frac{\pi}{2}}$, $A_{325°}$) obtained by extrapolation are given.

The equations (6), (7) and (8) were solved numerically in a somewhat different way than in the foregoing work. Successive approximations were used without changing generally Bok's method.

In the first approximation of numerical equations the value $d(n)$, which in the equation is multiplied by the maximum value $\varphi_{max}(M)$, is adopted as the unknown quantity.

For the maximum value $\varphi_{max}(M)$ we take $\Sigma\varphi(M)$, i. e. the sum of all the $\varphi(M)$ for the given type.

The maximum value $\varphi_{max}(M)$ corresponds in equations (6) and (7) to the middle member because the luminosity function for A and F types was drawn symmetrically. For the type G the luminosity function $\varphi(M)$ has two maxima, as was indicated above; however, according to our method of solution of equation (8) we reduced them to a single maximum value $\varphi_{max}(M)$ in the following way.

It is known that the real brightness of the star is defined by the formula $I=10^{-0.4M}$. On the other hand, for a star of a constant apparent brightness we have $I=c_1r^2$, where r is the distance; hence we obtain the expression for the volume within which the stars of absolute brightness M have apparent magnitudes comprised between m and $m+dm$, where dm is assumed to be constant:

$$V=4\pi r^2\,dr=\frac{4\pi}{5}r^3\,dm=\frac{4\pi}{5}\left(\frac{I}{c_1}\right)^{3/2}dm,$$

$$V=c\cdot I^{3/2}=c\cdot 10^{-0.6M}$$

because under the given absolute value $dm=\frac{5dr}{r}$.

To obtain the mean value of the volume $10^{-0.6M}$, within which the stars of an absolute magnitude (M) will seem to us as having absolute apparent

brightness between $\left(m-\frac{1}{2}\right)$ and $\left(m+\frac{1}{2}\right)$, we must make use of the follow
ing formula:

$$\overline{V}=c\cdot 10^{-0.6\overline{M}}=\frac{\int\varphi(M)\cdot c\cdot 10^{-0.6M}\,dM}{\int\varphi(M)\,dM} \qquad (9$$

Hereupon we find the absolute magnitude $\overline{M}$.

The solution of equation (9) gives for the mean value $M=4.25$. Aft
this, we solve the equation (8) in the first approximation, considering th
$\varphi(4.25)$ has the value equal to the sum of all real $\varphi(M)$ and $\varphi(M)$ und
$M=4.25$ equals 0.

It must be remarked that Van Rhijn and Schwassmann give th
luminosity function $\varphi(M)$ for G from $M=-4.5$ to $M=+9.0$; however, w
shortened this interval taking the value $\varphi(M)$ from $M=0.25$ to $M=7.75$.

It was done with the purpose to diminish the number of equation mem
bers for the numerical solution by Bok's method. In spite of this shortenin
of the interval of M, there are 16 members in equation (8), much more tha
in (6) or (7).

Having for A and F the value $\overline{M}$ under which $\varphi(M)$ attains the maximu
and for the type G the mean value M calculated according to formula (9
we solve the system of equations (6), (7) and (8) by means of successiv
approximations.

We considered in each approximation beginning from the second on
in each equation as known from the precedent approximation all the
except the one having for coefficient $\varphi(M)$. These values of d were calculated i
the new approximation. But for a definitive solution it is necessary that th
number of equations be sufficient; i. e. the extrapolation of $A_{\frac{\pi}{2}}(m)$ and $A_{325^\circ}(m)$
is necessary. These extrapolated values are given as was shown above in Table VI
below the horizontal line.

To calculate the values $D'(z)$ and $D'(c)$, we solved the equations (6
(7) and (8) in three approximations, the final results being obtained after th
third approximation. Here we must indicate that the densities determined $D'(z)$
and $D'(c)$ are connected with real densities by means of the relation (10
If we denote the obtained densities by $D'(z)$ and the real ones by $D(z)$ the
will be connected as below:

$$D(z)=\frac{D'(z)}{k}=D'(z)\frac{f\varphi(M)\,dM}{\omega}=D'(z)\,k' \qquad (10$$

where ω is the solid angle.

Multiplying $D'(z)$ by the corresponding coefficient k', in this case

$$k'=\frac{f\varphi(M)\,dM}{\omega},$$

we obtain the real density.

In the same way all the numerical values of $D'(z)$ and $D'(c)$ obtained are reduced to real densities $D(z)$ and $D(c)$ in one unit of volume.

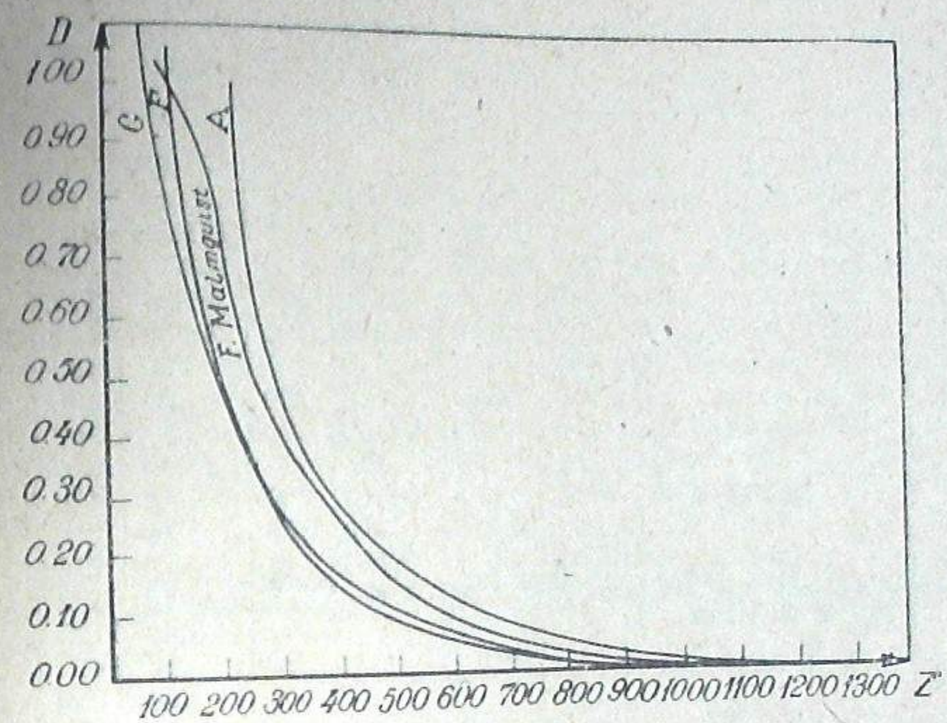


Fig. 3 бзб.

These results are given in Table IX.

In calculating we had to assume that for A type stars the density in the direction to the pole and to the galactic centre is constant as far as 200 and 126 *parsec*, respectively. The density of F and G type stars in both directions is assumed to be constant up to the distance of 100 and 50 *parsec*, respectively; this is reflected in Table IX. If we assume the density in the vicinity of the Sun to be equal to a unit we obtain according to Table X the curves plotted on Fig. 3 and Fig. 4 which show that the density decreases relatively with the distance.

To check our results we give the comparison of our data (the distribution of density in the direction z) with those by other authors. For this purpose Table IX from the work by Van Rhijn and Schwassmann[5] was taken in which the results of star density determinations obtained by Van Rhijn and Oort are compared. We reduced the densities of this table to our distances by means of the formula given by the authors:

$$z=r\sin 50^\circ.$$

TABLE IX ცხრილი

Ao—A9				Fo—F9			Go—G9			
Z	$D(z)10^{-4}$	Z	$D(c)10^{-4}$	Z	$D(z)10^{-4}$	$D(c)10^{-4}$	Z	$D(z)10^{-4}$	Z	$D(c)10^{-4}$
200	3.470	112	11.414	100	8.113	12.365	50	131.80	45	169.51
250	3.550	141	8.733	126	7.556	16.570	63	149.04	56	143.06
320	1.378	180	8.356	160	5.368	10.278	72	123.05	71	179.17
400	1.214	225	6.658	200	4.236	7.260	100	137.54	89	141.22
500	0.525	280	4.854	250	4.005	6.920	126	69.92	112	124.66
630	0.295	355	4.790	320	1.774	5.508	160	84.18	141	134.56
790	0.281	450	2.838	400	1.118	3.820	200	60.50	180	69.56
1000	0.030	560	1.935	500	0.480	1.918	250	51.06	225	63.94
1260	0.046	710	1.033	630	0.430	1.555	320	34.50	280	57.73
1600	0.006	892	0.902	790	0.212	1.302	400	19.55	355	39.56
		1120	0.450	1000	0.098	0.812	500	10.58	450	34.04
		1410	0.262	1260	0.076	0.410	630	3.75	560	8.28
		1800	0.115	1600	0.040	0.218	790	2.30	710	5.29
		2250	0.066	2000	0.020	0.122	1000	1.52	892	3.68
							1260	0.90	1120	1.98
							1600	0.48	1410	1.33
							2000	0.34	1800	0.69
							2500	0.21	2250	0.37
							3200	0.12	2800	0.18
							4000	0.05	3550	0.09

The results are presented in Table X.

TABLE X ცხრილი

Z	A			F			G		
	Rh	O	V	Rh	O	V	Rh	O	V
40	1.00	—	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
60	—	—	1.00	—	—	1.00	—	—	1.00
80	1.00	0.82	1.00	1.00	—	1.00	1.00	0.92	0.93
130	0.53	0.55	1.00	—	—	0.93	—	—	0.54
150	0.30	1.00	1.00	0.62	0.75	0.75	0.58	0.77	0.51
230	0.12	0.18	1.00	0.32	0.55	0.50	0.38	0.52	0.42
310	0.08	0.08	0.50	0.17	0.37	0.26	0.31	0.36	0.28
390	0.05	0.04	0.35	0.11	0.25	0.14	0.30	0.25	0.15
580	0.02	0.03	0.11	0.03	0.08	0.06	0.14	0.10	0.05
770	0.01	0.02	0.08	0.01	0.04	0.03	0.06	0.04	0.02
960	0.00	0.00	0.02	—	—	0.02	0.02	0.02	0.01
1900	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00

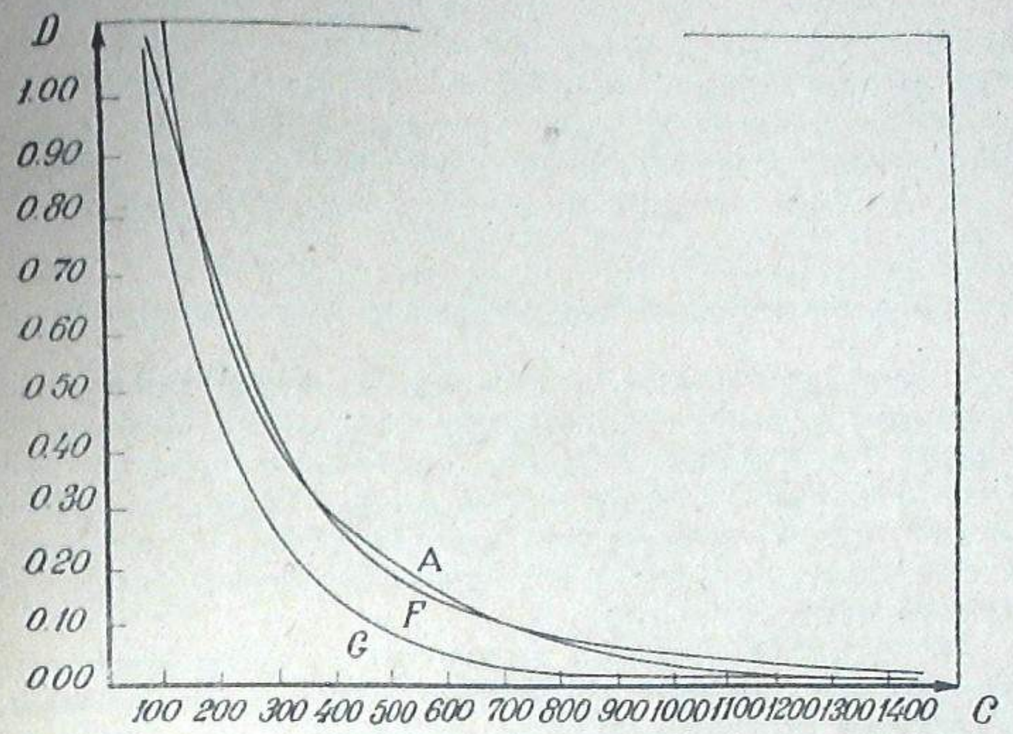


Fig. 4 ნახ.

It is to see from this table that our results agree quite well with those obtained by Van Rhijn and Oort, if we pass over the fact that the relative distribution of A type stars is a little different.

August, 1937.

Literature: ლიტერატურა:

1. Bull. Abast. Obs. 1, p. 87, 1937.
2. Berg. Spektr.—Durchm. B. I, 1935.
3. Invest. of the Stars in High Gal. Lat. II, 1936.
4. Aph. J. 81, p. 187, 1935.
5. Mitt. Hamb. Sternw. Berg. B. 7, 41 p. 151, 1935.

A, F და G ტიპის ვარსკვლავთა განაწილება გალაქტიკის სიბრტყის მართობულად და სიმეტრიის სიბრტყეში

მ. ვაშაკიძე

(რეზიუმე)

ეს წერილი წარმოადგენს გაგრძელებას ავტორის მიერ უკვე გამოქვეყნებული შრომისა „F ტიპის ვარსკვლავთა სივრცეში განაწილების შესახებ“[1]. მთავარი ამოცანა იმაში მდგომარეობს, რომ გამორკვეული იქნეს A, F და G კლასის ვარსკვლავთა განაწილება როგორც გალაქტიკის სიბრტყის მართობული მიმართულებით (ჩრდილოეთ ნახევარსფეროში) ისე თვით გალაქტიკის სიბრტყეში, გალაქტიკის ცენტრის მიმართულებით.

როგორც პირველ წერილში, ისევე აქ, მიჩნეულია, რომ მზის ახლოს მყოფი ფენები, გალაქტიკის სიბრტყის მიმართ და ურთი-ერთ პარალელურნი არიან. $N_b(m)$ და $N_l(m)$ მრუდეები, რომელნიც m ხილულ სიდიდეზედ უფრო კაშკაშა ვარსკვლავთა რიცხვს გამოხატავენ რომელიმე გალაქტიკური განედის და გრძედის კვადრატულ გრადუსზედ, დაკავშირებულნი არიან (2) და (3) ფორმულებით $N_{\frac{\pi}{2}}(m)$ და $N_{325^\circ}(m)$ მრუდეებთან, რომელნიც იმავეს გამოხატავენ გალაქტიკის $b=90^\circ$ და $l=325^\circ$-სათვის.

(2) და (3) ფორმულა საშუალებას გვაძლევს $N_{\frac{\pi}{2}}(m)$ და $m_{325^\circ}(m)$ მრუდეები უფრო მეტი სიზუსტით მივიღოთ, რადგანაც ამ ფორმულებით ნებისმიერი გალაქტიკური განედისათვის და გრძედისათვის აგებული $N_b(m)$ და $N_l(m)$ მრუდეები ზემოდხსენებულ მრუდეებზე მიიყვანება. ამ უკანასკნელთაგან კი ვარსკვლავთა სიმკვრივის განაწილება გამოიყვანება. ამ გზით ასეთ განაწილებას უფრო მეტი სიზუსტით მივიღებთ, ვიდრე იმ შემთხვევაში, თუ მრუდეებს მხოლოდ გალაქტიკის პოლუსისა და ცენტრის მიმართულებით დათვლილ ვარსკვლავების საფუძველზე ავაგებდით.

თუ გალაქტიკის სხვადასხვა განედისათვის და გრძედისათვის აგებული $N_b(m)$ და $N_l(m)$ მრუდეები არ ემთხვევიან გალაქტიკის პოლუსისათვის და ცენტრისათვის აგებულ მრუდეებს, მაშინ ამ ნებისმიერ (b და l) მიმართულებისათვის უფრო მეტი ან ნაკლები შთანთქმა არსებობს ვარსკვლავურ სივრცეში, ვიდრე ზემოდხსენებულ მიმართულებით. ეს შთანთქმა კი განისაზღვრება მრუდეებს შორის განსხვავების საფუძველზე.

A, F და G ტიპის ვარსკვლავთათვის $N_{\frac{\pi}{2}}(m)$ და $N_{325^\circ}(m)$ მრუდეების აგებისა და ვარსკვლავთა სიხშირის განაწილების გამოყვანისათვის Schwarzschild-ის ინტეგრალური განტოლება (1) იყო აღებული. ეს განტოლება ჩვენ J. Bok-ის მეთოდით ამოვხსენით.

ჩვენი გამოკვლევის ობიექტად უმთავრესად Schwassmann[2]-ის კატალოგში მოცემული ჩრდილოეთ ნახევარსფეროს Kapteyn-ის თორმეტი არე იყო აღებული.

I, II, III, Ia, IIa და IIIa ცხრილებში მოცემულია A, F და G ტიპის ვარსკვლავთაოვის $\sin^2 b\, N_b(m)$ და $\cos^2(l-325^\circ)N_l(m)$-ის მნიშვნელობანი. IV, V, VI, IVa, Va და VIa ცხრილებში თვითეული არესათვის მოცემულია ორ-ორი მწკრივი, რომელთაგანაც პირველი ეკუთვნის (2) და (3) გამოსახვათა მარცხენა მხარეს, ხოლო მეორე—მარჯვენას.

ამ ცხრილების საფუძველზე ზემოდ ხსენებულ კლასების ვარსკვლავთათვის ავაგეთ საშუალო $N_{\frac{\pi}{2}}(m)$ და $N_{325^\circ}(m)$ მრუდეები შთანთქმის მნედველობაში მიუღებლივ. ამ მრუდეების გაწარმოებით ვღებულობთ (6), (7) და (8) განტოლებებში შემავალ $A_{\frac{\pi}{2}}(m)$ და $A_c(m)$ მნიშვნელობებს. განტოლებათა საბოლოო გადაწყვეტისათვის საჭიროა მივიღოთ A, F და G კლასის ვარსკვლავთა აბსოლუტური სიკაშკაშის მრუდეები $\varphi(M)$. უკანასკნელნი A და F ტიპის ვარსკვლავთათვის გამოვიყვანეთ სპეციალური კატალოგიდან[1], ხოლო G ტიპის ვარსკვლავთათვის კი ვისარგებლეთ Van Rhijn და Schwassmann[5]-ის შრომით. ამ ტიპის ვარსკვლავთა აბსოლუტური სიკაშკაშის მრუდეები მოცემულია ცხრ. VII-ის სახით.

ცხრ. IX-ში მოცემულია ვარსკვლავთა სიმკვრივის კლება მოცულობის ერთეულში მანძილის მიხედვით გალაქტიკის პოლუსის და მისი ცენტრის მიმართულებით. ამ ცხრილის საფუძველზე აგებულია სათანადო მრუდეები (ნახ. 3 და 4).

შემოწმების მიზნით ჩვენი შედეგები Van Rhijn-ის და Oort-ის მიერ სხვა გზით მიღებულ მონაცემებს შევადარეთ (ცხრ. X). როგორც შედარებამ გვიჩვენა, F და G ტიპის ვარსკვლავთათვის ჩვენი შედეგები ზემოდდასახელებულ ავტორთა შედეგებს უახლოვდება.

აგვისტო, 1937.

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენი № 2. 1938
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 2. 1938
BULLETIN OF THE ABASTUMANI ASTROPHYSICAL OBSERVATORY No. 2. 1938

ИССЛЕДОВАНИЕ СФЕРИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИИ И АСТИГМАТИЗМА 8″ ОБЪЕКТИВОВ КАМЕР 16″ РЕФРАКТОРА АБАСТУМАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Е. К. ХАРАДЗЕ и М. А. ВАШАКИДЗЕ

Настоящая работа посвящена исследованию сферической аберрации и астигматизма 8″ объективов камер нового 16″ рефрактора Абастуманской Обсерватории.

Прежде чем приступить к изложению метода исследования упомянутых объективов и полученных результатов, мы дадим краткое описание нового 16″ рефрактора и его механических особенностей.

16″ рефрактор установлен на Абастуманской Обсерватории в конце 1935 г. под наблюдением проф. Г. Н. Неуймина. Монтажные работы выполнены механиком обсерватории В. В. Вихровым.

Рефрактор изготовлен фирмой Zeiss в 1930 г. Он имеет фотовизуальный объектив, диаметр которого 16″ (400 *мм*), а фокусное расстояние 6.8 *м*. Специальная коррекционная линза, вводимая в пучек лучей с помощью откидного кольца, расположенного внутри тубуса, допускает производство фотографических наблюдений в фокусе 16″ объектива, для чего окулярная часть рефрактора легко заменяется фотографической камерой. Размер пластинки: 9 *см*×12 *см*. Масштаб на пластинке: 1 *мм* соответствует 30″ в дуге.

Часовое движение рефрактора осуществляется электрическим часовым механизмом. Последний состоит в основном из электромотора, число оборотов которого ($n = 2400$ в минуту) поддерживается постоянным специальным регулятором с центробежным маятником. При надлежащем числе оборотов мотора имеет место равновесие между центробежной силой маятника и силой натяжения пружины, натягивающей пластинку, поддерживающую маятник. При малейшем отклонении от надлежащего числа оборотов вступает в действие электрический контакт, включающий перед полем электромотора специальное сопротивление, чем и выравнивается число оборотов.

При часовом механизме имеется электрический секундный контроль. Он состоит из маленького электромагнита с якорем и двух зубчатых ко-

лес, насаженных на главную ось часового механизма один над другим. Колеса сцеплены с расположенной сбоку шестерней. Так как у верхнего колеса имеется одним зубцом больше, чем у нижнего, при работе часового механизма верхнее колесо все время обгоняет нижнее и этим самым, посредством рычажков, натягивает пружины центробежного маятника, что, в свою очередь, дает увеличение числа оборотов регулятора. С другой стороны, с верхним колесом связан трением диск, имеющий сбоку выступ. Через каждые две секунды выступ задевает якорь электромагнита, управляемого точными часами. В результате, колесо возвращается в надлежащее положение, при котором уменьшается натяжение пружин и число оборотов поддерживается в соответствии с часами.

С часовым механизмом связано грубое и точное микрометрическое движение. Устройство его следующее: от регулятора отходит связанный с ним валик, прерывающийся диференциальным механизмом, планетарное колесо которого вообще закреплено; при нажатии соответствующей кнопки вступает в действие специальный магнит, под влиянием которого планетарному колесу передается движение в одном или другом направлении; это движение вызывает небольшое ускорение или замедление валика, ведущего к часовому движению. Такое микрометрическое движение служит для точной установки по часовому кругу и для гидирования. Для грубой наводки служит грубое микрометрическое движение (скорость около 8′ дуги в 1 секунду). Последнее приводится в действие специальным электромотором. При нажиме соответствующей кнопки регулирующий механизм выключается и, одновременно, вступает в действие вал, ведущий от мотора к часовому движению инструмента. Электромотору часового механизма требуется ток силы в 2 A при напряжении в 110 V.

Рефрактор установлен на железобетонном цилиндрическом фундаменте под сферическим куполом диаметром в 11 *м*. Движение купола осуществляется электрической энергией. Вокруг рефрактора монтирован подъемный пол (лифт), приводящийся в движение посредством электрического тока. Лифт движется вверх или вниз в пределах $2^1/_2$ *м* со скоростью около 1 *м* в 15 секунд и представляет значительное удобство для наблюдения, подводя наблюдателя к окулярной части инструмента при любом положении последнего.

8″ камеры расположены на рефракторе симметрично к главному тубусу вблизи оси склонения последнего.

Объективы камер являются сложными четырехлинзовыми системами. Их отверстия: 8″ (200 *мм*); фокусное расстояние: 1 *м*. Размер кассеты 18 *см*×24 *см*. Масштаб на пластинке: 1° соответствует 17 *мм*. Поверхность неба, покрываемая пластинкой: 10°.5×14°.0. Кассеты не имеют приспособления для поступательного или позиционного перемещения. Их плоскость направляется перпендикулярно к оптической оси посредством

трех уравнительных винтов. Перемещение места фокуса достигается действием винта, двигающего объектив вдоль его оптической оси. Деление на фокусировочной шкале миллиметровое: на шкале установлен нониус. Шкала расположена у объектива; отсчет производится через визирную трубу, расположенную на щите, установленном у окулярной части главного тубуса и несущем ключи разных управлений (ключи прямого восхождения и склонения, крепления, затворов, освещения шкал и кругов, визирные трубки). Из двух камер мы обозначили № 1-ым ту, которая находится справа от главного тубуса при таком положении рефрактора, когда он направлен к полюсу и, в тоже время, главный тубус и противовес расположены в плоскости меридиана. Другая камера обозначена № 2-ым. Каждая камера имеет свою кассету под тем же номером.

Несмотря на то, что рефрактор в основном установлен еще в конце 1935 г., — в силу разных обстоятельств к работе на нем приступлено лишь в конце 1937 г.

В сентябре мы произвели юстировку рефрактора, пользуясь известным методом Scheiner'a установки экваториала по азимуту и широте места. Как показали дальнейшие наблюдения, юстировка была выполнена с хорошей точностью. Проверка ее по звездам дала для погрешности установки по широте значение: $\delta\varphi = +1'$.

Объективы камер мы отцентрировали по отношению к тубусам камер известным способом, при котором в фокусе устанавливают источник света, помещают глаз непосредственно позади источника света и, наблюдая обратные отражения источника света от всех поверхностей линз объектива, меняют положение объектива в тубусе до совмещения упомянутых отражений. Принимая во внимание короткофокусность камер, мы ограничились для начала подобной центрировкой, отложив временно проверку ее фотографическим способом.

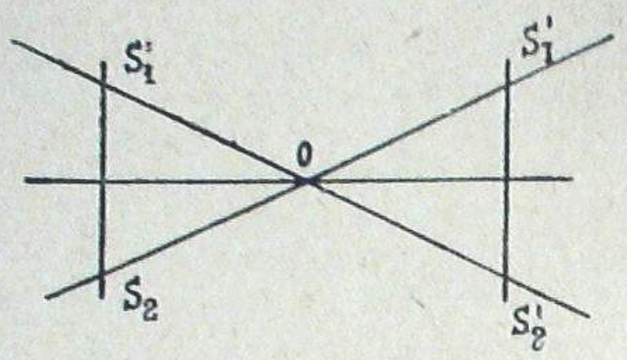
Далее, мы определили для камер положения фокуса, фотографируя на пластинках Ilford Monarch полярную область при неподвижном положении инструмента (к тому времени на горе Канобили не было еще закончено оборудование электрической сети).

Получены следующие отсчеты для положений фокуса:

Камера № 1	Камера № 2
74.2	42.5

После этого мы приступили к исследованию сферической аберрации и астигматизма 8″ объективов камер. С этой целью, мы воспользовались методом Hartmann'a[1], при котором объектив рефрактора покрывается особой диафрагмой, представляющей собой экран с небольшими отверстиями, расположенными таким образом, чтобы различным концентрическим зонам объектива соответствовало несколько отверстий, расставленных симметрично относительно центра. Фотографируя при этом некоторую яркую

звезду вне фокуса, получаем на пластинке изображение этой диафрагмы. Фотографическая пластинка устанавливается перед фокусом и за фокусом симметрично относительно предполагаемого места фокуса. В таком случае два симметричных отверстия диафрагмы дадут на пластинке изображения в точках s_1, s_2, и s_1', s_2' (фиг. 1).



Черт. 1 Fig.

Обозначим расстояния $s_1 s_2$ и $s_1' s_2'$ через l и l' соответственно. Тогда, если двум положениям пластинки (интрафокальному и экстрафокальному) соответствуют отсчеты фокальной шкалы D_1 и D_2, отсчет шкалы, соответствующий фокусу O будет:

$$D_0 = D_1 + \frac{l}{l+l_1}(D_2 - D_1). \qquad (1)$$

Если применить эту формулу к любой симметричной паре отверстий экрана, получим ряд значений $D_{r,\varphi}'$, соответствующих различно расположенным по зонам (r) и позиционным углам (φ) парам отверстий. Эти значения $D_{r,\varphi}'$ в общем случае неодинаковы и меняются в зависимости от зон с разными радиусами и от углов положения данной пары отверстий.

Исследованием зависимости положения фокуса от r (от зоны) определяется сферическая аберрация или ошибка зон объектива. Исследование же зависимости его от φ (от угла положения) определит астигматизм объектива.

Диафрагмы, использованные нами для исследования объективов, представляют собой два металлических экрана с 68 отверстиями каждый. Диаметр отверстий равен 8 *мм*. Отверстия расположены вдоль 8 зон и вдоль 8 диаметров. Одно отверстие определяет центр диафрагмы, а три других, расположенных несимметрично относительно центра, вне диаметров, служат для ориентировки в изображениях диафрагм. Табл. I иллюстрирует расположение отверстий по зонам (r—радиус зоны) и по углам положения (φ—угол положения по отношению к «нулевому диаметру»; последним мы называем тот диаметр отверстий, который при неподвижном закреплении диафрагмы на объективе камеры, направлен к главному тубусу).

ТАБЛИЦА I TABLE

Радиус зоны (r) в *см* для кам. № 1	Радиус зоны (r) в *см* для кам. № 2	Углы положения отверстий (φ) для камер №№ 1 и 2							
1.9	—	0°	45°	90°	135°	180°	225°	270°	315°
3.8	3.8	0	45	90	135	180	225	270	315
4.5	4.5	22.5	67.5	112.5	157.5	202.5	247.5	292.5	337.5
5.5	5.5	0	45	90	135	180	225	270	315
6.5	6.5	22.5	67.5	112.5	157.5	202.5	247.5	292.5	337.5
7.4	7.4	0	45	90	135	180	225	270	315
8.5	8.4	22.5	67.5	112.5	157.5	202.5	247.5	292.5	337.5
9.3	9.2	0	45	90	135	180	225	270	315

После ряда опытных снимков, произведенных с целью определения наилучшей экспозиции и более удобного для измерений удаления пластинки от фокуса, 4 и 5 декабря был получен фотографический материал, вошедший в измерения для определения сферической аберрации и астигматизма. При этом фотографировалась звезда α Cygni ($1^m.3$; A) на пластинках Ilford Monarch. Пластинки проявлялись в течение 8 минут парамидофеноловым проявителем. Фотографирование производилось при положениях пластинок в 20 и 27 *мм* от фокуса экстрафокально и интрафокально. Таким образом, одна серия наблюдений для каждой камеры состояла из 4-х снимков (по два снимка перед фокусом и за фокусом). При этом серия наблюдений повторялась шесть раз в следующем порядке: вначале 4 снимка первой серии производились вблизи оптического центра при последовательном передвижении внутри кассеты надлежащим образом обрезанной пластинки; далее, серии снимков и соответствующие передвижения пластинок повторялись при положениях изображения диафрагмы на пластинке к востоку, западу, северу и югу от оптического центра. Это делалось с целью исключения влияния наклона пластинки. Смещение изображения от оптического центра доводилось лишь до 4 *см*, т. к. на этих расстояниях изображение диафрагмы искажалось благодаря виньетированию. Наконец, повторялась серия снимков в оптическом центре. Таким образом, для каждого объектива выполнялось шесть серий наблюдений, состоящих из 24-х отдельных снимков, причем 2 серии или 8 снимков производилось в оптическом центре.

В табл. II и III указаны условия, при которых произведены снимки в камерах № 1 и № 2 соответственно. В таблицах приведены по два значения температуры, соответствующих началу и концу наблюдений.

ТАБЛИЦА II TABLE

Камера № 1. Диафрагма № 1; α Cygni 4-5.XII, 37; t = −3°.0; t = −4°.1.
Camera No. 1

Отсчет шкалы (D) в мм	В опт. центре		На вост. от опт. центра		На западе от опт. центра		На севере от опт. центра		На юге от опт. центра		В опт. центре	
	Номер снимка	Экспозиция	Номер снимка	Экспозиция	Номер снимка	Экспозиция	Номер снимка	Экспозиция	Номер снимка	Экспозиция	Номер снимка	Экспозиция
47.4	I	3m	VIII	3m	IX	3m	XVI	3m	XVII	3m	XXIV	3m.5
54.4	II	2	VII	2	X	2	XV	2	XVIII	2	XXIII	2.5
94.4	III	2	VI	2	XI	2	XIV	2	XIX	2	XXII	2.5
101.4	IV	3	V	3	XII	3	XIII	3	XX	3	XXI	3.5

ТАБЛИЦА III TABLE

Камера № 2. Диафрагма № 2; α Cygni 5-6.XII, 37; t = +0°.3; t = −1°.8.
Camera No. 2

Отсчет шкалы (D) в мм	В опт. центре		На вост. от опт. центра		На западе от опт. центра		На севере от опт. центра		На юге от опт. центра		В опт. центре	
	Номер снимка	Экспозиция	Номер снимка	Экспозиция	Номер снимка	Экспозиция	Номер снимка	Экспозиция	Номер снимка	Экспозиция	Номер снимка	Экспозиция
15.5	I	3	VIII	3	IX	3	XVI	3	XVII	3	XXVI	3
22.5	II	2	VII	2	X	2	XV	2	XVIII	2	XXIII	2
62.5	III	2	VI	2	XI	2	XIV	2	XIX	2	XXII	2
69.5	V	3	V	3	XII	3	XIII	3	XX	3	XXI	3

Пластинки измерялись на стереокомпараторе Zeiss'a модели E. Шаг винта стереокомпаратора равен 1 мм. Отсчеты даны в 0.01 мм, однако, оценка положения креста производится в 0.001 мм. Исследование винта, выполненное еще в 1934 г. показало, что поправка его за поступательное движение не превосходит 2-х микронов. Все изображения измерялись в одном отрезке винта, заключенном в пределах 5 мм. Наводка креста на центр изображения отверстия диафрагмы производилась два раза при одном положении пластинки и два раза при повороте последней на 180°.

ТАБЛИЦА IV TABLE

Камера № 1 Camera No. 1

Радиус зоны (r) в см	Угол положения (φ)	54.4—94.4		47.4—104.4		54.4—94.4		47.4—104.4	
		Полож. фокуса (D_0)	Средн. пол. фок. (D'_0)	Полож. фокуса (D_0)	Средн. пол. фок. (D'_0)	Полож. фокуса (D_0)	Средн. пол. фок. (D'_0)	Полож. фокуса (D_0)	Средн. пол. фок. (D'_0)
1.9	0°	74.320	74.240	74.346	74.225	74.240	74.190	74.454	74.319
	45	.200		.184		.240		.346	
	90	.160		.130		.120		.292	
	135	.280		.230		.160		.184	
3.8	0°	74.320	74.310	74.346	74.292	74.240	74.200	74.292	74.292
	45	.320		.346		.160		.292	
	90	.280		.292		.200		.238	
	135	.320		.184		.200		.238	
4.5	22°.5	74.160	74.220	74.184	74.211	74.160	74.140	74.292	74.263
	67.5	.280		.184		.080		.238	
	112.5	.280		.292		.200		.232	
	157.5	.160		.184		.120		.292	
5.5	0°	74.200	74.150	74.130	74.196	74.040	74.070	74.184	74.198
	45	.160		.184		.120		.184	
	90	.120		.184		.080		.184	
	135	.120		.284		.040		.238	
6.5	22°.5	74.080	74.100	74.076	74.144	74.080	74.040	74.130	74.130
	67.5	.080		.130		.040		.184	
	112.5	.160		.130		.000		.130	
	157.5	.080		.238		.040		.076	
7.4	0°	74.120	74.070	74.022	74.022	74.000	73.970	74.130	74.090
	45	.000		73.968		.000		.130	
	90	.080		.968		73.920		.022	
	135	.080		74.130		.960		.076	
8.5	22°.5	73.920	74.020	73.968	73.982	73.880	73.890	74.022	74.008
	67.5	.000		.022		.840		.022	
	112.5	.160		.968		.920		.022	
	157.5	.000		.968		.920		73.968	
9.3	0°	73.920	73.920	73.860	73.860	73.840	73.830	73.914	73.914
	45	.960		.914		.880		.914	
	90	.830		.806		.760		.860	
	135	.920		.860		.840		.968	

Обработка производилась согласно формуле (1). Табл. IV и табл. V содержат результаты обработки для камер № 1 и № 2 соответственно. Эти данные относятся к обработке изображений, полученных в оптическом центре. Цифры, помещенные в верхних частях таблиц указывают к каким сопряженным отсчетам шкалы относятся измерения и результаты.

ТАБЛИЦА V TABLE

Камера № 2 Camera No. 2

Радиус зоны (r) в см	Угол положения (φ)	22.5—62.5 Полож. фокуса (D_0)	22.5—62.5 Средн. пол. фок. (D'_0)	15.5—69.5 Полож. фокуса (D_0)	15.5—69.5 Средн. пол. фок. (D'_0)	22.5—62.5 Полож. фокуса (D_0)	22.5—62.5 Средн. пол. фок. (D'_0)	15.5—69.5 Полож. фокуса (D_0)	15.5—69.5 Средн. пол. фок. (D'_0)
3.8	0°	42.180	42.240	42.230	42.338	42.300	42.330	42.392	42.338
	45	.300		.392		.460		.392	
	90	.340		.338		.380		.398	
	135	.140		.392		.180		.230	
								.230	
4.5	22°.5	42.420	42.360	42.338	42.419	42.260	42.330	42.284	42.379
	67.5	.300		.446		.380		.392	
	112.5	.380		.446		.300		.338	
	157.5	.340		.446		.380		.500	
5.5	0°	42.340	42.340	42.392	42.419	42.420	42.390	42.446	42.406
	45	.300		.392		.540		.446	
	90	.340		.446		.420		.392	
	135	.380		.446		.420		.338	
6.5	22°.5	42.340	42.320	42.338	42.311	42.340	42.280	42.446	42.311
	67.5	.380		.284		.300		.338	
	112.5	.300		.284		.260		.230	
	157.5	.260		.338		.260		.230	
7.4	0°	42.220	42.280	42.284	42.338	42.260	42.300	42.284	42.322
	45	.340		.338		.460		.554	
	90	.300		.338		.300		.384	
	135	.260		.392		.180		.068	
8.4	22°.5	42.260	42.300	42.392	42.324	42.260	42.370	42.176	42.271
	67.5	.300		.284		.460		.500	
	112.5	.300		.338		.460		.122	
	157.5	.340		.284		.300		.284	
9.2	0°	42.260	42.290	42.338	42.390	42.260	42.280	42.284	42.325
	45	.340		.492		.340		.446	
	90	.260		.338		.300		.392	
	135	.300		.392		.220		.176	

В эти вычисления не вошли измерения изображений отдаленных от оптического центра, т. к, обнаружилось, что даже при сравнительно близком положении по отношению к оптическому центру, в измерениях изображений возникали ошибки благодаря виньетированию. Но, данные этих измерений использованы для удаления оставшегося небольшого отклонения пластинок от направления, перпендикулярного к оптической оси.

Табл. VI содержит средние положения фокуса для разных зон, свободные от астигматизма.

Вычисление этих положений основано на следующем. В случае наличия астигматизма, если лучи, лежащие в некотором сечении пучка, соответствующем углу $\varphi=\varphi_0$, имеют наименьший фокус, тогда лучи сечения, отличающегося от первого на 90°, т. е. лучи сечения пучка, для которого $\varphi=\varphi_0+90°$, будут иметь наибольший фокус. Поэтому для данной пары отверстий имеем[2]:

$$D^r_\varphi = D^r_{\varphi_0} + a\sin^2(\varphi-\varphi_0), \tag{2}$$

для другой же, расположенной перпендикулярно к первой:

$$D^r_{\varphi+\varphi_0} = D^r_{\varphi_0} + a\cos^2(\varphi-\varphi_0). \tag{3}$$

Среднее из D^r_φ и $D^r_{\varphi+\varphi_0}$:

$$\frac{1}{2}\left(D^r_\varphi + D^r_{\varphi+\varphi_0}\right) = D^r \tag{4}$$

дает положение фокуса для зоны с радиусом r, свободное от астигматизма. Согласно формуле (4) вычислены данные табл. VI.

ТАБЛИЦА VI TABLE

Камера № 1 Camera No. 1 Камера № 2 Camera No. 2

Радиус зоны (r) в см	Положения фок. для опт. центра (D^r) Для отсчета шкалы 47.4—104.4	54.4—94.4	Среднее	Кол. измер. пар изобр. диафрагмы	Радиус зоны (r) в см	Положения фок. для опт. центра (D^r) Для отсчета шкалы 15.5—69.5	22.5—62.5	Среднее	Кол. измер. пар изобр. диафрагмы
1.9	74.27	74.22	74.25±0.025	4	—	—	—	—	—
3.8	.28	.26	.27 .024	4	3.8	42.34	42.29	42.31±0.024	4
4.5	.24	.18	.21 .024	4	4.5	.40	.35	.38 .019	4
5.5	.20	.11	.16	4	5.5	.41	.37	.39 .018	4
6.5	.14	.07	.10 .022	4	6.5	.31	.30	.31 .009	4
7.4	.06	.02	04	4	7.4	.33	.29	.31 .013	4
8.5	.00	73.96	73.98	4	8.4	.30	.34	.32 .020	4
9.3	73.88	.88	.88 .020	4	9.2	.36	.29	.32 .023	4
	74.13	74.09	74.11			42.35	42.32	42.34	

Среднее положение фокуса для всего объектива определяется формулой:

$$D=\frac{\Sigma rD^r}{\Sigma r}. \qquad (5)$$

Применение формулы (5) к данным табл. VI дало для среднего положения фокуса 8″ объективов следующие значения:

Камера № 1	Камера № 2
$D=74.11$	$D=42.33$

При вычислении среднего положения фокуса по формуле (5) мы нашли целесообразным опустить крайние зоны объективов ($r=9.3$; $r=9.2$).

Известно, что для характеристики объективов вычисляют так называемую «техническую постоянную» объектива[3], имеющую следующее выражение:

$$T=\frac{200000}{F^2}\quad\frac{\Sigma[r^2(D^r-D)]}{\Sigma r}, \qquad (6)$$

где T является, собственно, наименьшим диаметром изображения, обусловленного лишь сферической аберрацией, выраженным в стотысячных долях фокусного расстояния объектива. Эта постоянная служит, вместе с тем, средством сравнения объективов разных фокусных расстояний.

Hartmann классифицировал объективы[4] по признаку величин T, принимая, что

в случае $T>1.5$ —объектив «удовлетворительный» (mässig gute)
„ $1.5>T>0.5$— „ «хороший» (gute),
„ $T<0.5$ — „ «отличный» (hervorragend gute).

Применение (6) к данным объективов камер № 1 и № 2 (табл. VI) дало для значений T соответственно:

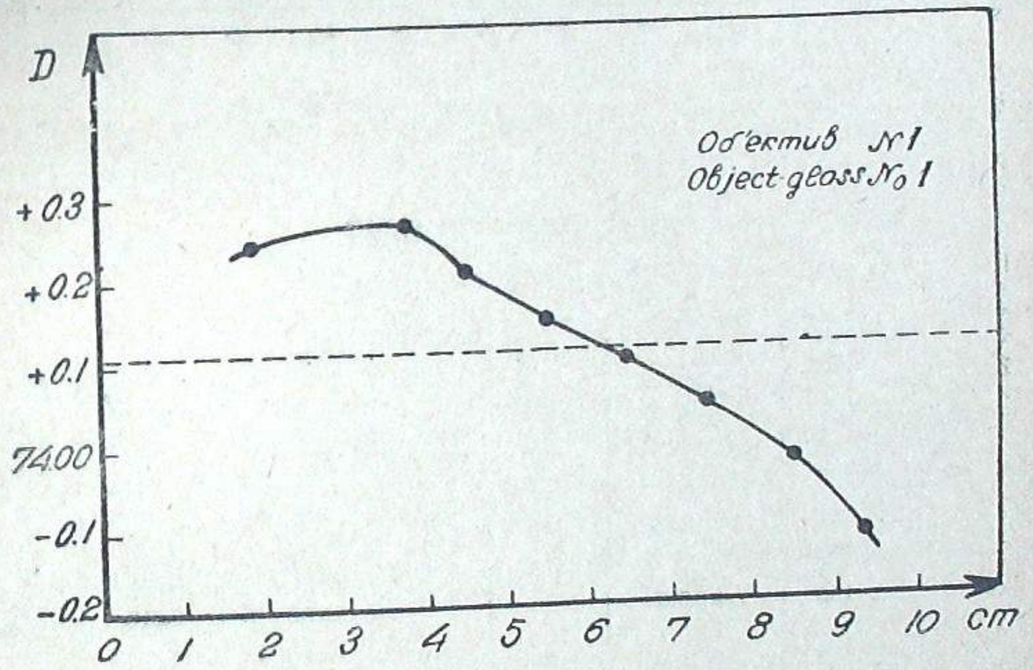
$$T_1=1.03, \qquad T_2=0.31.$$

Следующая табличка дает сравнение ряда объективов (и зеркал):

8″ объектив № 1 Абастуманской Обсерватории . . . $T=1.03$
8″ объектив № 2 Абастуманской Обсерватории . . . $T=0.31$

13″ объектив Потсдамской Обсерватории[5] . . . . . $T=1.30$
13″ объектив (нормального астрографа) Пулковской Обсерватории . . . . . $T=0.11$
40″ объектив Иркской Обсерватории[6] . . . . . $T=0.17$
(40″ зеркало Симеизской Обсерватории[7]) . . . . . $(T=0.12)$
(72″ зеркало Обсерватории в Виктории[8]) . . . . . $(T=0.12)$

На черт. 2 и черт. 3 представлены кривые сферической аберрации для объективов № 1 и № 2, соответственно. По осям X отложены радиусы зон объективов, по осям ординат—положения фокуса. Пунктирными линиями, параллельными осям X, отмечены положения средних фокусов.

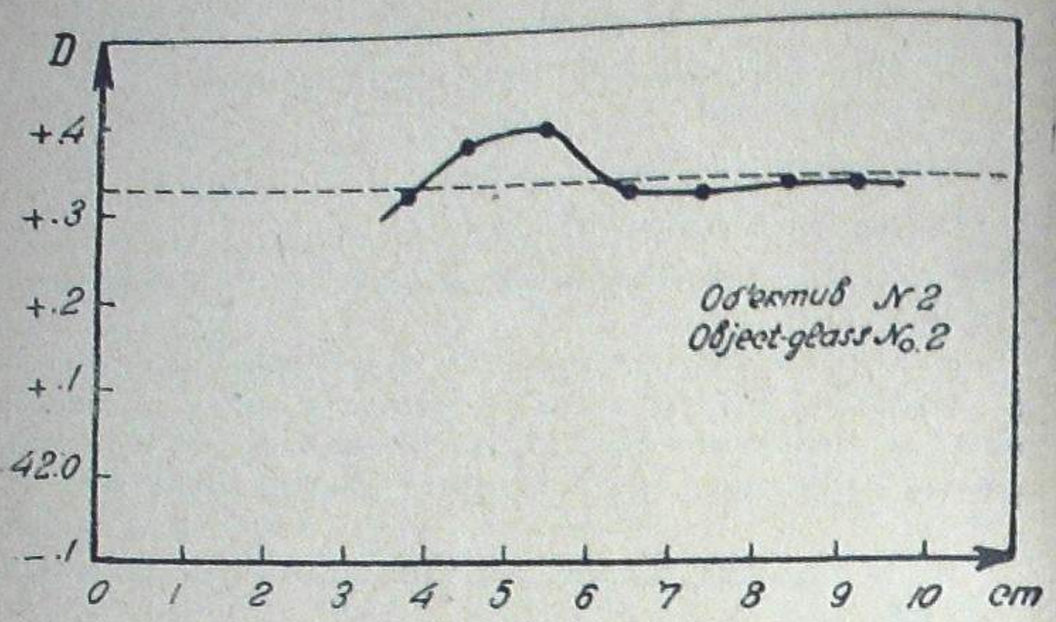


Черт. 3 Fig.

Для вычисления величины астигматизма составлялись разности:

$$A=D^r_\varphi-D^r,$$

представляющие собой отклонения положений фокуса для углов φ от среднего для зоны. Эти разности приведены в табл. VII для камеры № 1 и в табл. VIII для камеры № 2.



Черт. 3 Fig.

ТАБЛИЦА VII TABLE

Камера № 1 Camera No. 1

Радиус зоны (r) в см	Угол положения (φ)	$A=D'_\varphi-D'$	Кол. изм. пар изобр. диафрагмы	Радиус зоны (r) в см	Угол положения (φ)	$A=D'_\varphi-D'$	Кол. изм. пар изобр. диафрагмы
1.9	0°	+0.065	4	6.5	22°.5	+0.010	4
	45	+0.005			67.5	−0.010	
	90	−0.075			112.5	+0.010	
	135	+0.005			157.5	−0.010	
3.8	0°	+0.033	8	7.4			
	45	+0.013			0°	+0.030	8
	90	−0.014			90	−0.040	
	135	−0.031					
				8.5	22°.5	−0.028	4
4.5	22°.5	+0.020	4		67.5	+0.027	
	112.5	−0.060			112.5	+0.043	
					157.5	−0.027	
5.5	0°	+0.010					
	45	+0.030	4	9.3	0°	0.000	4
	90	−0.010			45	+0.027	
	135	−0.030			90	−0.054	
					135	+0.027	

ТАБЛИЦА VIII TABLE

Камера № 2 Camera No. 2

Радиус зоны (r) в см	Угол положения (φ)	$A=D'_\varphi-D'$	Кол. изм. пар изобр. диафрагмы	Радиус зоны (r) в см	Угол положения (φ)	$A=D'_\varphi-D'$	Кол. изм. пар изобр. диафрагмы
3.8	0°	−0.036	8	7.4	0°	−0.048	8
	45	+0.075	8		45	+0.113	8
	90	+0.037	8		90	+0.021	8
	135	−0.076	8		135	−0.085	8
4.5	22°	−0.011	4	8.4	67°	+0.070	8
	112	+0.023	4		157	−0.014	8
5.5	45°	+0.016	8	9.2	0°	−0.030	4
	135	−0.008	8		45	+0.090	4
					90	+0.044	4
6.5	67°	+0.018	8		135	−0.104	4
	157	−0.033					

Для разности $A=D'_\varphi-D'$ на основании формул (2), (3) и (4) легко находим:

$$A=-\frac{a}{2}\cos^2(\varphi-\varphi^0). \tag{7}$$

Обозначая $\frac{a}{2}\cos 2\varphi_0$ через x и $\frac{a}{2}\sin 2\varphi_0$ через y, из (7) получим:

$$A+x\cos 2\varphi+y\sin 2\varphi=0. \tag{8}$$

Пользуясь последней формулой и данными табл. VII и VIII, мы вычислили астигматизм (a) для двух объективов.

ТАБЛИЦА IX TABLE

Камера № 1 Camera No. 1

Радиус зоны (r)	x	y	$\frac{a}{2}$	a
	mm	mm	mm	mm
1.9	−0.07	+0.08	0.08	0.16
3.8	−0.03	+0.01	0.03	0.06
5.5	−0.01	+0.01	0.01	0.02
7.4	−0.03	+0.04	0.04	0.08
9.3	−	+0.05	0.05	0.10

ТАБЛИЦА X TABLE

Камера № 2 Camera No. 2

Радиус зоны (r)	x	y	$\frac{a}{2}$	a
	mm	mm	mm	mm
3.8	+0.04	−0.08	0.08	0.16
5.5	—	−0.01	0.01	0.02
7.4	+0.05	−0.10	0.10	0.20
9.2	+0.04	−0.07	0.07	0.14

Результаты вычисления x, y и a приведены в табл. IX и табл. X. Величины a указывают на незначительность астигматизма у исследованных нами объективов. Рассмотрение же кривых сферической аберрации и значений «технической постоянной» указывает на то, что исследованные объективы достаточно апланатичны. Первый из них принадлежит к классу «хороших» объективов по Hartmann'у, а второй — к классу «отличных».

Измерения и значительную часть вычислений выполнила Эвелина Долидзе-Вашакидзе, за что авторы выражают ей благодарность.

Январь, 1938.

Литература: Literature:

1. Publ. A. O. Potsdam. XV, No. 46.
2. Ibid.
3. Ibid.
4. Ibid.
5. Publ. A. O. Potsdam. XV No 45.
6. Aph. J. 27, p. 243, 1908
7. Изв. Гл. Рос. А. О. 97, p. 462, 1926.
8. Publ. D. A. O. Vict. 7. Vol. 1, 1, p. 41.

AN INVESTIGATION OF THE SPHERICAL ABERRATION AND ASTIGMATISM OF 8″ OBJECT GLASSES OF 16″ REFRACTOR OF THE ABASTUMANI OBSERVATORY

E. K. KHARADSE and M. A. VASHAKIDSE

(Summary)

The spherical aberration and astigmatism of the object glasses of two parallel cameras attached to the new 16-inch refractor of Abastumani Observatory have been examined.

The diameter of the object glasses is equal to 8 inches, the focal length—1 *m*. The complex object glasses, made by Zeiss, are composed of four lenses each. The size of plates is 18×24, the field is 10°.5×14°.0.

The examination was carried out according to Hartmann's method.

The obtained curves of spherical aberration for both object glasses are represented on Fig. 2 and Fig. 3.

The values of technical constant for the two object glasses equals 1.03 and 0.31, respectively. According to Hartmann's classification the object glass No. 1 belongs to the class designated as «good» («*gute*»), the No. 2-to that characterized as «excellent» («*hervorragend gute*»).

The value of the astigmatism (a) is small for both object glasses (Table IX and Table X).

January, 1938.

მზის რადიაცია და ატმოსფეროს გამჭვირვალობა აბასთუმანში

შ. ჩხაიძე

ჩვენი ბიულეტენის პირველ ნომერში გამოქვეყნებული იყო 1934 წლის აქტინომეტრულ დ კვირვებათა საფუძველზე გამოყვანილი ატმოსფეროს სიმღვრიეის ფაქტორი აბასთუმნისათვის[1]. აქტინომეტრული დაკვირვება გრძელდებოდა აგრეთვე 1935 წლის განმავლობაშიაც ობსერვატორიის იმავე დროებით მოედანზე კუროროტ აბასთუმანში.

ცხრილი I TABLE

Ante Meridiem

$h_{\odot}$	mass	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	წლიური year
19.3	2.56	1.30	1.26	1.17	—	1.03	1.08	1.07	1.08	—	1.20	1.24	1.29	1.17
23.5	2.13	1.36	1.31	1.22	1.20	1.12	1.18	1.12	1.13	1.17	1.27	1.31	1.36	1.23
30.0	1.71	—	1.39	1.34	1.30	1.22	1 24	1.21	1.22	1.27	1.37	1.37	—	1.29
41.8	1.28	—	—	1.44	1.37	1.31	1.33	1.31	1.32	1.37	1.47	—	—	1.37

Post Meridiem

19.3	2.56	1.31	1.28	1.19	1 12	1.04	1.11	1.12	1.08	1.15	1.20	1.27	1.30	1.18
23 5	2.13	1.39	1.34	1.24	1.22	1.13	1.16	1.17	1.13	1.19	1.29	1.33	1.36	1.25
30.0	1.71	—	1.41	1.35	1.30	1.24	1.26	1.21	1.25	1.29	1.37	1.38	—	1.31
41.8	1.28	—	—	1.46	1.37	1.33	1.32	1.32	1.35	1.38	1.47	—	—	1.38

Average

19.3	2.56	1.30	1.27	1.18	1.12	1.03	1.08	1.08	1.08	1.13	1.20	1.25	1.29	1.17
23.5	2.13	1.37	1.33	1.27	1.21	1.12	1.15	1.13	1.13	1.18	1.28	1.32	1.36	1.24
30.0	1.71	—	1.40	1.35	1.30	1.22	1.24	1.21	1.23	1.27	1.37	1.38	—	1.30
41.8	1.28	—		1.45	1.37	1.32	1.32	1.31	1.33	1.37	1.47	—	—	1.37

1934, 1935 წ. წ. განმავლობაში მიღებულ დაკვირვებათა მთლიანი შედეგები თვიურ საშუალოთა სახით წარმოდგენილია ცხრ. I-ში, სადაც მზის განსაზღვრულ სიმაღლეთათვის ანუ გარკვეული მასებისათვის მოცემულია მზის პირდაპირი რადიაციის ინტენსივობა სხივებისადმი მართობულ ზედაპირზე *grcalcm*$^{-2}$*min*$^{-1}$-ებში.

ამ მასალის საფუძველზე, იმავე მეთოდით, რომელიც პირველ წერილში იყო აღწერილი[2], გამოყვანილ იქნა სიმღვრივის ფაქტორი, რომლის თვიური მნიშვნელობანი მოცემულია ცხრ. II-ში.

ცხრილი II TABLE

$h_\odot$	mass	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	წლიური year
19°.3	2.56	1.84	1.91	2.18	2.34	2.68	2.42	2.38	2.38	2.30	2.10	1.99	1.88	2.20
23.5	2.13	1.85	1.97	2.14	2.31	2.68	2.45	2.54	2.58	2.45	2.10	2.02	1.89	2.25
30.0	1.71	—	2.03	2.18	2.32	2.62	2.47	2.62	2.57	2.47	2.08	2.13	—	2.35
41.8	1.28	—	—	2.25	2.54	2.72	2.66	2.72	2.66	2.54	2.14	—	—	2.53

როგორც ამ ცხრილიდან სჩანს ატმოსფეროს სიმღვრივის მინიმუმს ადგილი აქვს ზამთრის პერიოდში, რაც სავსებით ბუნებრივია; მართლაც ამ დროს ატმოსფეროში ძლიერ მცირეა წყლის ორთქლისა და მტვერის რაოდენობა. რაც შეეხება მაქსიმუმს, თუმცა ის უფრო მოსალოდნელი იყო ზაფხულის თვეებში, მას ადგილი ჰქონია მაისში, რის ნამდვილი მიზეზი ჯერ-ჯერობით აუხსნელია. ძნელია იმის თქმა, არის ეს განხილული წლების ანომალია, თუ ადგილობრივი პირობების თავისებური გაელენის შედეგი.

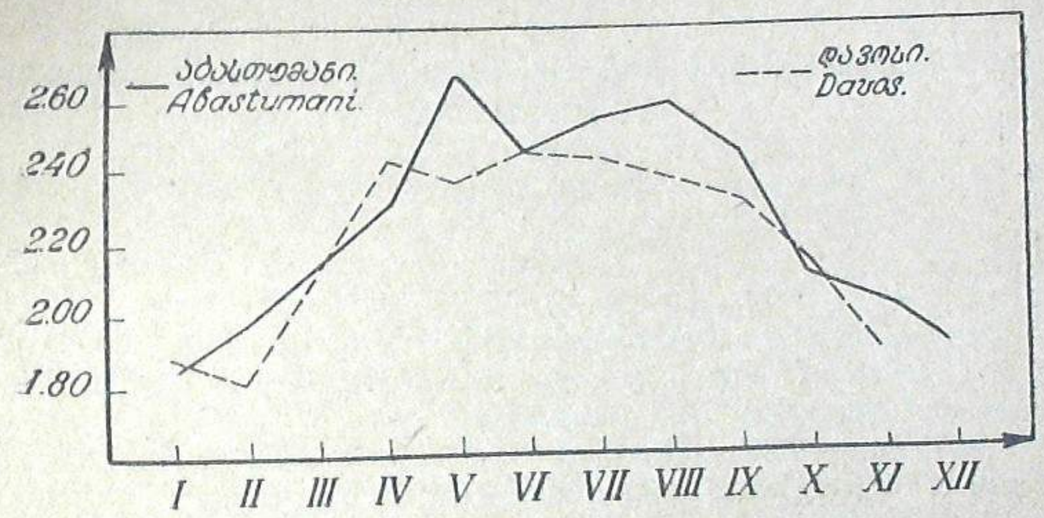
დღიური მსვლელობა შეიძლება შევამჩნიოთ ცხრ. I-ის პირველსა და მეორე ნაწილში მოცემულ მასალაზე, საიდანაც სჩანს, რომ რადიაციის ინტენსივობა ნაშუადღევს უფრო მაღალია ვიდრე შუადღემდე მზის შესაბამ სიმაღლეთათვის, რაიც იმას მოწმობს, რომ ატმოსფეროს სიმღვრივე შუადღემდე მეტია ვიდრე ნაშუადღევს. ამგვარად, ორი წლის მასალის განხილვამ კვლავ დაადასტურა ის ფაქტი, რომელიც ჩვენ აღნიშნული გვქონდა იმავე წერილში[2].

აბასთუმნისათვის ეს თავისებურება ადგილობრივი ხასიათისა უნდა იქნეს. მართლაც, ჩვენი დაკვირვების დროებით ადგილს აღმოსავლეთით და სამხრეთ-აღმოსავლეთით ცენტრალური კურორტი აკრავს, სამხრეთ-დასავლეთით და დასავლეთით კი — წიწვიანი ტყეებით შემოსილი გორაკები.

შედარების მიზნით ჩვენ დავამუშავეთ იმავე პერიოდისათვის (1934, 1935 წ. წ.) ევროპის ცნობილი კურორტის დავოსის აქტინომეტრული დაკვირვებანი[3] და გამოვიყვანეთ სათანადო სიმღვრივის ფაქტორი. სიმღვრივის ფაქტორის მიღებული მნიშვნელობანი დავოსისათვის თვიურ საშუალოთა სახით მოგვყავს ცხრ. III-ში.

ცხრილი III TABLE

m	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	წლიური year
2.30—2.80	1.87	1.89	1.90	2.35	—	2.38	2.42	2.38	2.23	1.99	1.82	1.83	2.10
2.00—2.25	1.88	1.81	2.13	2.44	2.37	2.45	2.44	2.38	2.32	2.13	1.89	—	2.20
1.50—1.90	—	1.94	2.10	2.29	2.60	2.54	2.38	2.50	2.31	2.02	1.97	—	2.26
1.10—1.45	—	—	—	2.44	2.69	2.62	2.59	2.62	2.31	—	—	—	2.55



ნახ. 1 Fig.

როგორც ცხრ. II და III გვიჩვენებს, აბასთუმნის და დავოსის ატმოსფეროს სიმღვრივის ფაქტორის მნიშვნელობანი საკმაოდ ახლოა ერთმანეთთან. საშუალო წლიურ მნიშვნელობებისათვის სიმღვრივის ფაქტორის სხვაობანი შესაბამ მასებისათვის არ აღემატება 0.09-ს დავოსის სასარგებლოდ, რაც სავსებით ბუნებრივია ადგილთა სიმაღლეების განსხვავების გამო. (დავოსის სიმაღლე ზღვის დონედან 1600 *m*, ხოლო აბასთუმნის ობსერვატორიის დროებითი მოედნის — 1350 *m*).

ცალკე თვეებისათვის აბასთუმნის და დავოსის ატმოსფეროს სიმღვრივის მსვლელობის სურათს ნახ. 1 იძლევა.

1936 წლის იანვრიდან აქტინომეტრული დაკვირვება გადატანილ იქნა მთა უ-ა ნ ო ბ ი ლ ზ ე, აბასთუმნის სამთო ასტროფიზიკური ობსერვატორიის მოედანზე, რომლის სიმაღლე ზღვის დონედან 1700 *m* აღწევს.

იქვე დადგმული იქნა აგრეთვე II რიგის მეტეოროლოგიური სადგური. ამჟამად ვამუშავებთ 1936, 1937 წ. წ. მასალას და ჩვენი ბიულეტენის შემდეგ ნომერში განზრახული გვაქვს მთა ყანობილისა და კურორტ აბასთუმნის მონაცემების შედარებითი გამოკვლევის გამოქვეყნება.

ივნისი, 1937.

ლიტერატურა: Literature:

1. Bull. Abast. Obs. 1, p. 105, 1937.
2. Ibid.
3. Ibid.
4. Tab. d. Intensität d. Sonnenstr. in Nord- und Mittel-Europa; Met.-Magn. Obs. Potsd.

SOLAR RADIATION AND THE TRANSPARENCY OF THE ATMOSPHERE AT ABASTUMANI

SH. M. CHKHAIDSE

(Summary)

In the precedent number of the Bulletin [1] the author published the results of investigation of the turbidity factor of Abastumani on the basis of actinometric observations made during 1934.

In the present note the results of a similar investigation made on the ground of observational material of 1934 and 1935 are stated.

Table I contains for each month the mean values of radiation on the perpendicular surface in $\frac{gr\ cal}{cm^2\ min}$ for different solar altitudes.

Table II lists the values of the turbidity factor.

Table III gives the values of the turbidity factor for Davos, calculated on the basis of actinometric observations made in the same years [4] (1934—1935).

On Fig. 1 the comparison of the course of the turbidity factor for Abastumani with that for Davos is shown.

The data given in this note as well as those of the previous investigation refer to the temporary platform of the Observatory at Abastumani. Since 1936 the observations are carried out on Mount Kanobili at an altitude exceeding by 300 *m* that of the temporary platform.

June, 1936.

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენი № 2. 1938
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 2. 1938
BULLETIN OF THE ABASTUMANI ASTROPHYSICAL OBSERVATORY No. 2. 1938

A BRIEF REPORT ON THE ACTIVITY OF THE ABASTUMANI ASTROPHYSICAL OBSERVATORY ON MOUNT KANOBILI IN THE YEARS 1932—1937

THE ORGANIZATION OF THE OBSERVATORY

Special expeditions to the southern regions of the USSR, the object of which was the selection of the site most suitable for astronomical observations, resulted in the foundation of the Abastumani Observatory in 1932 [1].

The 13-inch reflector constructed by the Leningrad State Astronomical Institute served for observations till to 1937, when several new instruments were mounted.

At first the Abastumani Observatory existed as an experimental station. The results obtained showed that astronomical observations could be carried on successfully at Abastumani. Basing on the opinion of the special commission of experts, who recognized plateau Kanobili to be the best place for a Mountain Astronomical Observatory, the Government decided to start in 1934 the erection of the Observatory on Mount Kanobili (1700 *m* above the sea level).

THE BUILDING-CONSTRUCTION FOR THE OBSERVATORY

By the 20th anniversary of the October Revolution the construction of special buildings was completed and all the instruments present installed. Thus the preparation of the technical basis for scientific work of the Observatory was concluded.

At present there are several buildings for scientific purposes (towers and pavilions) as well as subsidiary constructions (electric power station) with a total capacity of 5000 m^3, in which the following instruments are installed: 16-inch refractor, 13-inch reflector, spectrohelioscope and auxiliary mechanisms.

SCIENTIFIC RESEARCH WORK

Notwithstanding the organization activity, several scientific research works were carried on.

Until the principal instrument of the Observatory—the 16-inch refractor—could be put in action, the works were carried out with 13-inch reflector.

The 13-inch reflector. The works with 13-inch reflector in 1933 concerned chiefly the testing of the instrument, the investigation of the faults of the mechanism and the constructive improvements. The inspection of the reflector mirror was made which showed that the greatest deviation of the mirror from the nearest paraboloid is equal to 0.37 of the wave length.

The errors of the photometric field of the reflector were studied.

Some problems concerning the methods of focal photometry of stars were developed [2].

The absorption coefficient for Abastumani in photographic and visual rays was determined [3].

Since 1934 the observations with the reflector were made alternatively in two focus systems: in the Newtonian focus and in the Nasmith one. The eclipsing variable stars of the W Ursae Majoris type are being observed photographically in the Newtonian focus.

The investigation of the stars: BB Pegasi[4], AP Aurigae[5], OO Aquilae[6], AG Virginis[7], ZZ Persei[8], UX Eridani[9], RZ Comae Berenices[10], AH Aurigae[11], SS Comae Berenices[12] is fully completed by now, the mean curves for the variation of their brightness drawn and the corrections of elements computed.

For several stars of the same class of variables the photographic material was accumulated. Besides that, the photographic observations of the short-period Cepheid star CY Aquarii were made on the basis of which the mean light-curve was drawn and the new elements derived [13]. The observations of UW Aquarii showed that this star was only erroneously recorded as a variable [14]. The observations of the W Ursae Majoris type stars were carried out in most cases by V. M. Bodokia.

The Newtonian focus was used also for other episodic works.

Thus, for example, in 1933 the direct-vision prism was tested in the beam of rays converging at the focus according to the idea of the Academician D. S. Rojdestvensky.

In the Nasmith focus of the 13-inch reflector the electrophotometric observations were made only episodically.

In October 1934 the Guthnick stellar electrophotometer was tried for the first time. To inspect the instrument and to determine the accuracy obtained testings of the stars were carried out. At that time the computations showed a satisfying accuracy of the order of $\pm 0^{m}.015$.

Further observations proved that with this electrophotometer one can penetrate with sufficient certainty to the 5th or 6th star magnitudes. Electrophotometric observations during the summers 1935, 1936 and 1937 confirmed the character of color-index variations of the star β Lyrae found by Elvey; they made it also possible to detect the variation of the brightness of P Cygni[15] and to draw the light-curve for λ Tauri[16].

In collaboration with the Leningrad Astronomical Institute the scheme for a new stellar electrophotometer was developed. In summer of 1937 the instrument was put to the test at the Abastumani Observatory.

In the new electrophotometer the photoelectric current is measured with a mirror galvanometer after being amplified in an amplifier assembled according to the DuBridge-Brown scheme. The housing of the photoelement is evacuated.

The investigations showed that with this electrophotometer stars down to 8.5 or 9.0 magnitudes can be observed with a normal accuracy.

In 1937 the observations of P Cygni and λ Tauri were made with the new electrophotometer. The same instrument served for various auxiliary works and those made for reduction purposes. Thus, for example, the transparency coefficient, necessary for reduction of the atmospheric absorption, was determined. The obtained value of the transparency coefficient is equal to 0.776.

The electrophotometric works are being conducted by V. B. Nikonov.

The spectrohelioscope constructed by Howell and Sherburne was mounted early in 1937. Systematic observations were begun on September 1st. Observations are being conducted by K. G. Zakharin and Sh. M. Chkhaidse.

The 16-inch refractor with 8-inch parallel cameras was completely mounted in 1936. However, owing to the absence of electro-energy, it was set in action only in 1937. At the end of 1937 the object glasses of the 8-inch cameras were examined according to Hartmann's method [17]. Several other investigations have been also carried out.

The works with 16-inch refractor are conducted by E. K. Kharadse and M. A. Vashakidse.

Experimental works. In 1934 and 1935 E. K. Kharadse examined solar spectrogramms with the purpose to study the contours of hydrogen lines in connection with the changes in the intensity of the solar ultra-violet radiation [18].

During the total solar eclipse of June 19, 1936 K. G. Zakharin investigated the degree and the direction of polarization in the outer part of the solar corona.

For this purpose the mechanician V. V. Vikhrov constructed in the workshops of the Observatory a camera with a reflecting analyser. The observations were made in two regions of the spectrum using normal—Ilford Special Rapid (backed)—plates without filter and Ilford Hypersensitive Panchromatic (backed) plates with a filter transparent for $\lambda > 5700$ Å. The results showed that the degree of polarization is greatly different for different regions of the spectrum as well as for different points of the corona.

The distribution of polarization in the outer zone is especially complicated.

The direction of polarization in most cases differs considerably from the radial one; however, it changes regularly for each position angle.

A certain connection was detected between the polarization direction, coronal forms and the position of the rotation axis.

In coronal streamers the direction of polarization deviates towards the middle part of the streamer, approaching in it the tangential direction.

The paper discussing the results obtained is to be published by the Academy of Sciences of the USSR in a special symposium which will contain all the works concerning the eclipse of 1936.

The same publication will contain also the article by V. B. Nikonov about the radiometric determination of the total coronal radiation made during the eclipse of June 19, 1936.

The observations of the corona were realized by means of a special radiometer enabling the comparison of the coronal and lunar radiation.

For the ratio of the total coronal radiation to the total solar radiation the following value was derived:

$$\frac{E_c}{E_\odot} = 4.1 \times 10^{-6}.$$

The results obtained indicate clearly enough a relative excess of the total radiation as compared with the radiation of the region of the spectrum of a more or less short wave length, i. e. the excess of infra-red in the outer parts of the corona.

Theoretical investigations. During 1936 and 1937 some problems of theoretical astrophysics were worked up by Sh. G. Gordeladse. The applicability of Zanstra's method to temperature determination of the stars surrounded by a gaseous envelope of a moderate radius was considered [19]. It was shown that in this case Zanstra's method gives exaggerated values of temperature.

Several other works concerning Novae were also published [20], viz., the estimation of the mass ejected during the outburst of Nova; the estimation of the energy of outburst etc.

V. A. Ambarzumian in collaboration with Sh. G. Gordeladse completed a work on diffuse nebulae and cosmic absorption [21]; it was shown that there is no genetic relation between diffuse nebulae and illuminating stars and the conclusion was suggested that a multitude of unilluminated nebulae is irregularly distributed in the space. As the amount of radiation from distant stars absorbed by these nebulae proved to be of the same order of magnitude as the observed general absorption, the latter may be explained by the existence of these unilluminated nebulae.

M. A. Vashakidse investigated the distribution of A, F and G type stars in the direction perpendicular to the galactic plane and in the plane of symmetry [22].

V. A. Ambarzumian and M. A. Vashakidse finished a collective work on the interpretation of the anomalous Balmer decrement in the spectra of late type stars with emission lines. The anomalous decrement is theoretically explained by the presence of absorption by titanium [23].

Geophysical works and the study of atmospheric conditions. Actinometric and meteorologic observations serving for reduction purposes as well as the study of atmospheric conditions at Abastumani are conducted by Sh. M. Chkhaidse. The results of actinometric observations [24] as well as those of special investigations of atmospheric conditions [25] have been partially published.

Sh. M. Chkhaidse determined the turbidity factor for Abastumani [26] and he was busy with a comparative study of meteorologic characteristics for Mount Kanobili and the health—resort Abastumani on the basis of the material accumulated during 1936 and 1937.

THE STAFF

By the end of 1937 the following are on the staff of the Observatory: E. K. Kharadse, Sh. G. Gordeladse, V. B. Nikonov, M. A. Vashakidse, Sh. M. Chkhaidse, K. G. Zakharin (scientific workers), Eveline E. Dolidse (laboratorian), Nino R. Eristavi (librarian), V. V. Vikhrov (mechanician) and three post graduate students.

The scientific worker V. M. Bodokia passed away in early autumn of the year 1937.

During 1936 and 1937 three of the collaborators defended their theses for the scientific degree. Four of the collaborators were sent on scientific missions.

LIBRARY

The library contains about 3.000 books. Over 80 periodicals are taken in regularly.

By June, 1936 a book on solar eclipses compiled by V. M. Bodokia came out in a popular edition. By the end of 1937 the first number of the Bulletin of Abastumani Observatory was issued.

The following works are prepared for print: a monograph by Sh. G. Gordeladse—«Novae» and popular books: «Stars» by M. A. Vashakidse and «Planets» by V. M. Bodokia.

EDUCATIONAL WORK AMONG MASSES

During the years 1932—1937 the Observatory has taken part actively in the educational work among masses, making astronomical sciences intelligible through popular lectures on various problems organized in collective farms, villages and establishments of the Abastumani district.

In all about 100 lectures were delivered.

COLLABORATION WITH OTHER SCIENTIFIC INSTITUTIONS

From the beginning the Observatory worked in a close collaboration with several scientific institutions of the USSR, viz.: Leningrad Astronomical Institute (photoelectric investigations); Moscow Astronomical Institute (the study of variable stars); State Optical Institute (the examination of the direct-vision prism); Astronomical Observatory of the Leningrad State University and others.

The Observatory participated also in the following conferences: Astrophysical Conference at Poulkovo (1932); the Conference on the problems of astronomical instruments engineering in Leningrad (1933); the first All-Union Astronomo-geodesic Congress in Moscow (1934); the Conference on the study of variable stars and so on. It took part also in the works of the All-Union Committee for the preparation of observations of the total solar eclipse of 1936.

The Abastumani Observatory as well as all other scientific institutions of the Soviet Union is greatly supported and taken care of by the Government. This support and attention ensured the successful organization of the Abastumani Observatory which is the first Mountain Astrophysical Observatory in the USSR and at the same time the first astronomical institution in Soviet Georgia.

This support and attention give us confidence in the further growth and successful work of the Abastumani Astrophysical Observatory on Mount Kanobili.

January, 1938.

E. K. Kharadse
Director of the Abastumani Astrophysical Observatory on Mount Kanobili.

Literature:

1. Bull. Abast. Obs. 1, p.p. 5; 111, 1937.
2. Ibid. p. 97.
3. Ibid. p. 113.
4. Ibid. p. 11.
5. Ibid. p. 15.
6. Ibid. p. 19.
7. Ibid. p. 25.
8. Ibid. p. 29.
9. Bull. Abast. Obs. 2, p. 1, 1938.
10. Ibid. p. 7.
11. Ibid. p. 11.
12. Ibid. p. 15.
13. Bull. Abast. Obs. 1, p. 47, 1937.
14. Bull. Abast. Obs. 2, p. 20, 1938.
15. Obs. 742, p. 88, 1936.
    Bull. Abast. Obs. 1, p. 35, 1937;
    Bull. Abast. Obs. 2, p. 23, 1938.
16. Bull. Abast. Obs. 2, p. 29, 1938.
17. Ibid. p. 131.
18. Zs. f. Aph. B. X. p. 339, 1935.
19. Zs. f. Aph. B. XIII p. 98, 1936;
    Bull. Abast. Obs. 2, p. 69, 1938.
20. Bull. Abast. Obs. 1, p. 55, 1937;
    Bull. Abast. Obs. 2, p. 99, 1938.
21. Bull. Abast. Obs. 2, p. 37, 1938.
22. Bull. Abast. Obs. 1, p. 87, 1937;
    Bull. Abast. Obs. 2, p. 109, 1938.
23. In print.
24. Bull. de la Comm. Actinom. Perman. 1(27), p, 58, 1934.
25. Bull. Abast. Obs. 1, p.111, 1937.
26. Ibid. p. 105; Bull. de la Comm. Actinom. Perman. 1(27), p. 86, 1934.

ვარლამ მიხეილის-ძე გოდოძია

1937 წლის 4 ოქტომბერს გარდაიცვალა აბასთუმნის ობსერვატორიის მეცნიერული თანამშრომელი ვარლამ მიხეილის-ძე გოდოძია.

ვ. გოდოძია დაიბადა 1905 წ. გლეხის ოჯახში სოფელ გეგუთში ქუთაისის მახლობლად. საშუალო განათლება მიიღო ქუთაისში, სადაც დაამთავრა საშუალო სკოლა 1924 წ. იმავე წელს ვ. გოდოძია ჩაირიცხა ტფილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტის ფიზიკო-მათემატიკური ფაკულტეტის სტუდენტად. უნივერსიტეტი დაამთავრა 1928 წ.

ამ დროიდან 1933 წ. დამლევამდე ვ. გოდოძია მასწავლებლობდა ჯერ ჰიათურას ათწლედსა და სამთო ტექნიკუმში, სადაც მათემატიკას, ფიზიკას და ქიმიას ასწავლიდა, შემდეგ-კი ტფილისში, საფინანსო კურსებზე.

1934 წ. ვარლამ გოდოძიამ აბასთუმნის ობსერვატორიაში დაიწყო მუშაობა.

პირველად იგი მდივნის თანამდებობაზე მუშაობდა, ხოლო შემდეგ — დამკვირვებლად და უმცროს მეცნიერულ თანამშრომლად. უკანასკნელ თანამდებობაზე ვ. გოდოძია თითქმის განსაკუთრებით 13″ რეფლექტორზე მუშაობდა ცვალებად ვარსკვლავთა ფოტოგრაფიული ფოტომეტრიის დარგში.

მან დააგროვა მნიშვნელოვანი ფოტოგრაფიული მასალა W Ursae Majoris ტიპის ბნელებად ცვალებად ვარსკვლავთა შესახებ და მოგვცა ელემენტების შესწორება და სინათლის საშუალო მრუდი ცვალებადთა ამ ჯგუფის შემდეგ ვარსკვლავთათვის: OO Aquilae, AG Virginis, ZZ Persei, UX Eridani, RZ Comae Berenices, AH Aurigae, SS Comae Berenices და სხვ. ეს გამოკვლევები ამჟამად გამოქვეყნებულია.

ამავე დროს ვ. გოდოძია დიდათ უწყობდა ხელს ობსერვატორიას იმ მუშაობაში, რომელსაც უკანასკნელი ეწევა ასტრონომიული მეცნიერების პოპულარიზაციის საქმეში. მან გამოაქვეყნა ბროშურა მზის დაბნელებათა შესახებ (1936 წლის მზის დაბნელებასთან დაკავშირებით), სთარგმნა ქართულად ჯინსის წიგნი „სამყაროთა ძრაობა“ (თარგმანი იბეჭდება) და დაწერა და გამოსაცემად გაამზადა პოპულარული ბროშურა პლანეტური სისტემის შესახებ. გარდა ამისა სისტემატიურად კითხულობდა პოპულარულ ლექციებს ჩვენი რაიონის სოფლებში, კოლმეურნეობებში და სხვადასხვა დაწესებულებაში. ამასთან ერთად კონსულტაციას უწევდა რაიონის პედაგოგიური ტექნიკუმის მასწავლებელთ ფიზიკისა და ასტრონომიის ელემენტების სწავლების საქმეში.

შრომის მოყვარეობით და საქმისადმი თავგანწირული დამოკიდებულებით ვ. ბოდოკიამ ობსერვატორიის თანამშრომელთა შორის სიყვარული დაიპატივისცემა დაიმსახურა.

ჯერ კიდევ სტუდენტობის დროს ვ. ბოდოკია ტუბერკულოზით დაავადდა. ავადმყოფობის მიუხედავად ივი მზნედ ასრულებდა ჯერ ძნელ ბედაგოგიურ საქმეს და მერე ასტრონომ-დამკვირვებლის არა ნაკლებ მძიმე სამუშაოს. მაგრამ ავადმყოფობამ ივი მაინც მოტეხა: 23 სექტემბერს, სალამთი, როცა ვ. ბოდოკია სამუშაოდ მიდიოდა ივი მოულოდნელად ავად გახდა და ათი დღის შემდეგ გარდაიცვალა.

აბასთუმნის ობსერვატორიის თანამშრომელთ დიდი ხნით შერჩებათ საყვარელი ვარლამის ხსოვნა.

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენი № 2. 1938
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 2. 1938
BULLETIN OF THE ABASTUMANI ASTROPHYSICAL OBSERVATORY No. 2. 1938

ВАРЛАМ МИХАЙЛОВИЧ БОДОКИА

4-го октября 1937 г. скончался научный сотрудник Абастуманской Обсерватории Варлам Михайлович Бодокиа.

В. М. Бодокиа родился в 1905 г. в крестьянской семье в селении Гегуты близ Кутаиси. Среднее образование получил в Кутаиси, где окончил среднюю школу в 1924 г. В том же году В. М. Бодокиа был зачислен студентом физико-математического факультета Тбилисского Государственного Университета. Университет окончил в 1928 г.

С этого времени до конца 1933 г. В. М. Бодокиа занимался педагогической деятельностью вначале в Чиатура, в десятилетке и горном техникуме, где он преподавал математику, физику и химию, а далее в Тбилиси, в финансово-экономическом техникуме и на высших финансовых курсах.

В 1934 г. В. М. Бодокиа начал работу на Абастуманской Обсерватории.

Вначале он работал в должности секретаря, а далее—наблюдателем и младшим научным сотрудником.

В последних должностях В. М. Бодокиа работал почти исключительно на 13″ рефлекторе по фотографической фотометрии переменных звезд.

Он накопил значительный фотографический материал по затменным переменным звездам типа W Ursae Majoris и дал поправки элементов и средние кривые яркости для следующих звезд этой группы переменных: OO Aquilae, AG Virginis, ZZ Persei, UX Eridani, RZ Comae Berenices, AH Aurigae, SS Comae Berenices и др.

Эти работы в настоящее время опубликованы.

В то же время В. М. Бодокиа в значительной мере содействовал Обсерватории в той работе, которую ведет последняя в деле популяризации астрономической науки. Он опубликовал брошюру о солнечных затмениях (в связи с солнечным затмением 1936 г.), перевел на грузинский язык книгу Джинса «Движение миров» (перевод печатается) и написал и подготовил к печати популярную брошюру о планетной системе. Кроме того, систематически читал популярные лекции в селах, колхозах и разных

учреждениях нашего района. Вместе с тем, давал учителям районного педагогического техникума консультацию в деле преподавания физики и элементов астрономии.

Трудолюбием и самоотверженным отношением к делу он заслужил среди сотрудников Обсерватории любовь и уважение.

Еще в студенческие годы В. М. Бодокиа заболел туберкулезом. Несмотря на болезнь, он бодро выполнял, в начале трудное дело педагога, а затем — не менее тяжелую работу астронома-наблюдателя. Но болезнь его все-таки сломила; вечером 23 сентября В. М. Бодокиа, направляясь на работу, неожиданно заболел и, через десять дней скончался.

Сотрудники Абастуманской Обсерватории долго будут хранить память о дорогом Варламе Михайловиче.

ქ რ ო ნ ი კ ა

* 1937 წ. გაზაფხულს 13" რეფლექტორი გლაზენაპის კოშკიდან გადატანილი იქნა ახლად აგებულ კოშკში მთა ყანობილზე.

* 1937 წ. ზაფხულს წარმოებდა ვ. ნიკონოვის კონსტრუქციის ახალი სავარსკვლავო ელექტროფოტომეტრის გამოცდა 13" რეფლექტორის Nasmith-ის ფოკუსში.

* 1937 წ. ზაფხულს აბასთუმნის ობსერვატორიაში მუშაობდა ლენინგრადის სახელმწიფო უნივერსიტეტის პროფესორი ვ. ამბარცუმიანი.

* 1937 წ. ზაფხულს და შემოდგომას მუშაობდა მოსკოვის სახელმწიფო ასტრონომიული ინსტიტუტიდან მოვლინებული მეცნიერული თანამშრომელი პ. კულიკოვსკი, რომელმაც ჩაატარა ინსტიტუტის სავარსკვლავო ელექტროფოტომეტრის გამოცდა.

* 1-ლ სექტემბრიდან სპექტროჰელიოსკოპზე დაწყებულ იქნა გეგმიანი დაკვირვება მზეზე ერთიანი საკავშირო პროგრამის მიხედვით.

* ოქტომბერში მთა ყანობილზე ამუშავდა ობსერვატორიის ახლად აგებული ელექტროსადგური და დაიწყო 16" რეფრაქტორის იუსტირება და გამოცდა.

* ობსერვატორიამ დაამზადა ტფილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტისათვის ორიგინალური კონსტრუქციის ექვსმეტრიანი ასტრონომიული თაღის პროექტი. სამუშაოს ხელმძღვანელობდა უფროსი მეცნიერული თანამშრომელი მ. ვაშაკიძე.

* 1937 წ. 1-ლ სექტემბრიდან 31 დეკემბრამდე მთა ყანობილზე იყო ასტრონომიულად ვარგისი 60 დღე, აქედან 32 სრულიად მოწმენდილი; 62 ვარგისი ღამე, აქედან 45 სრულიად მოწმენდილი; თვეების მიხედვით ასტრონომიულად ვარგისი (და სრულიად მოწმენდილი) დღეები და ღამეები შემდეგნაირად განაწილდენ: სექტემბერი 23 (16)—20 (17); ოქტომბერი 16 (6)—16 (6) ნოემბერი 11 (7) — 15 (13); დეკემბერი 10 (3) — 11 (9).

ХРОНИКА

* Весной 1937 г. 13" рефлектор был перенесен из башни Глазенапа во вновь выстроенную башню на горе Канобили.

* Летом 1937 г. в фокусе Nasmith'a 13" рефлектора производилось испытание нового звездного электрофотометра конструкции В. Б. Никонова.

* Летом 1937 г. на Абастуманской Обсерватории работал профессор Ленинградского Гос. Университета В. А. Амбарцумиян.

* Летом и осенью 1937 г. на обсерватории работал прикомандированный научный сотрудник ГАИШ П. Г. Куликовский, испытавший звездный электрофотометр Института.

* На установленном весной 1937 г. спектрогелиоскопе с 1-го сентября начались планомерные наблюдения Солнца по всесоюзной программе.

* В октябре на горе Канобили была пущена электростанция Обсерватории, после чего приступили к юстировке и испытанию 16" рефрактора.

* Обсерватория выполнила для Тбилисского Государственного Университета проект шестиметрового астрономического купола оригинальной конструкции. Работой руководил старший научный сотрудник М. А. Вашакидзе.

* С 1-го сентября по 31 декабря 1397 г. на горе Канобили было 60 астрономически годных дней, из них 32 совершенно ясных; 62 годные ночи, из них 45 совершенно ясных. По месяцам астрономически годные (и совершенно ясные) дни и ночи распределились следующим образом: сентябрь: 23 (16)—20 (17); октябрь 16 (6)—16 (6); ноябрь 11 (7)—15 (13); декабрь 10 (3) — 11 (9).

фундаментальная библиотека

შრომის მოყვარეობით და საქმისადმი თავგანწირული დამოკიდებულებით ვ. ბოდოკიამ ობსერვატორიის თანამშრომელთა შორის სიყვარული და პატივისცემა დაიმსახურა.

ჯერ კიდევ სტუდენტობის დროს ვ. ბოდოკია ტუბერკულოზით დაავადდა. ავადმყოფობის მიუხედავად იგი მხნედ ასრულებდა ჯერ ძნელ პედაგოგიურ საქმეს და მერე ასტრონომ-დამკვირვებლის არა ნაკლებ მძიმე სამუშაოს. მაგრამ ავადმყოფობამ იგი მაინც მოტეხა: 23 სექტემბერს, სალამთი, როცა ვ. ბოდოკია სამუშაოდ მიდიოდა იგი მოულოდნელად ავად გახდა და ათი დღის შემდეგ გარდაიცვალა.

აბასთუმნის ობსერვატორიის თანამშრომელთ დიდი ხნით შერჩებათ საყვარელი ვარლამის ხსოვნა.

АБАСТУМАНИС АСТРОФИЗИКУРИ ОБСЕРВАТОРИИС БЮЛЛЕТЕНИ № 2. 1938
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 2. 1938
BULLETIN OF THE ABASTUMANI ASTROPHYSICAL OBSERVATORY No. 2. 1938

ВАРЛАМ МИХАЙЛОВИЧ БОДОКИА

4-го октября 1937 г. скончался научный сотрудник Абастуманской Обсерватории Варлам Михайлович Бодокиа.

В. М. Бодокиа родился в 1905 г. в крестьянской семье в селении Гегуты близ Кутаиси. Среднее образование получил в Кутаиси, где окончил среднюю школу в 1924 г. В том же году В. М. Бодокиа был зачислен студентом физико-математического факультета Тбилисского Государственного Университета. Университет окончил в 1928 г.

С этого времени до конца 1933 г. В. М. Бодокиа занимался педагогической деятельностью вначале в Чиатура, в десятилетке и горном техникуме, где он преподавал математику, физику и химию, а далее в Тбилиси, в финансово-экономическом техникуме и на высших финансовых курсах.

В 1934 г. В. М. Бодокиа начал работу на Абастуманской Обсерватории.

Вначале он работал в должности секретаря, а далее—наблюдателем и младшим научным сотрудником.

В последних должностях В. М. Бодокиа работал почти исключительно на 13″ рефлекторе по фотографической фотометрии переменных звезд.

Он накопил значительный фотографический материал по затменным переменным звездам типа W Ursae Majoris и дал поправки элементов и средние кривые яркости для следующих звезд этой группы переменных: OO Aquilae, AG Virginis, ZZ Persei, UX Eridani, RZ Comae Berenices, AH Aurigae, SS Comae Berenices и др.

Эти работы в настоящее время опубликованы.

В то же время В. М. Бодокиа в значительной мере содействовал Обсерватории в той работе, которую ведет последняя в деле популяризации астрономической науки. Он опубликовал брошюру о солнечных затмениях (в связи с солнечным затмением 1936 г.), перевел на грузинский язык книгу Джинса «Движение миров» (перевод печатается) и написал и подготовил к печати популярную брошюру о планетной системе. Кроме того, систематически читал популярные лекции в селах, колхозах и разных