

საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემიის  
АКАДЕМИЯ НАУК ГРУЗИНСКОЙ ССР

52(05)  
3-128

აბასთუმანის ასტროფიზიკური ობსერვატორია  
ათა განმავლი

# გ ი შ ლ ე ტ ე ბ ი

АБАСТУМАНСКАЯ АСТРОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ  
ГОРА КАНОБИЛИ

## БЮЛЛЕТЕНЬ

18

1955

საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემიის გამაცემობა  
თბილისი

თბილი

52 (05)

5-128

სამართველოს სსრ გენერალური აკადემიის  
АКАДЕМИЯ НАУК ГРУЗИНСКОЙ ССР

აბასთუმანის ასტროფიზიკური მასერატორის  
მთა ვაბოლი

## გ ი ც ლ ე ფ ი ნ ი

АБАСТУМАНСКАЯ АСТРОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ  
ГОРА КАНОБИЛИ

## Б Ю Л Л Е Т Е Н Ъ

18

P-12689

52(05) აპარუების  
5-128 ასტროფიზიკური  
მასერატორის მთა კანობი.  
ფი. ბიულეტენი 1955. N 18  
112. 75 გ. P-12689



1955

სამართველოს სსრ გენერალური აკადემიის გამოცემობა  
თბილისი

თბილისი

Отв. редактор Е. К. Харадзе

СПЕКТРАЛЬНЫЕ АБСОЛЮТНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ 137 ЗВЕЗД  
СПЕКТРАЛЬНЫХ ТИПОВ В8 И В9, РАСПОЛОЖЕННЫХ  
В ВЫСОКИХ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ШИРОТАХ

Р. А. БАРТАЯ

В нашей работе [1] было указано, что мы задались целью заняться определением абсолютных величин избранных звезд спектральных классов В8—В9 из Абастуманского фундаментального каталога фотоэлектрических цветовых эквивалентов (В. Б. Никонов, [2]). Определение абсолютных величин этих звезд может послужить более полноценному использованию названного каталога, в частности—при изучении проблемы межзвездного поглощения.

В настоящей работе нами представлены определения абсолютных величин 137 звезд, в основном—спектральных типов В8-В9, расположенных в высоких галактических широтах (таблица II). Это—звезды первого списка вышеупомянутого каталога В. Б. Никонова. Они служили для вывода нормальных цветовых эквивалентов звезд в этом каталоге.

Детальное описание наблюдательной аппаратуры, получения наблюдательного материала и метода определения абсолютной величины дается в нашей, цитированной выше, работе. Здесь мы лишь вкратце упомянем о них.

Фотографирование велось с 15°.5 объективной призмой перед 20-см объективом камеры со светосилой 1:5, монтированной на 40-см рефракторе обсерватории. Линейная дисперсия получаемого спектра 115 Å/мм около  $H_{\beta}$ .

Накопление наблюдательного материала велось, в основном, с августа 1951 года по декабрь 1953 года (таблица I).

Из взятых 137 звезд 13 оказались в списке стандартных звезд в нашей, указанной выше работе, откуда мы и приводим данные абсолютных величин для них. Поэтому их нет в таблице I.

Были использованы пластинки Ильфорд Зенит.

Естественно, что нам приходилось получать негативный материал отдельно для каждой звезды; лишь изредка случалось, что 2—3 из них имели очень близкие друг к другу координаты и, таким образом, одновременно получались на одном и том же негативе. Разбросанность данных звезд по небу замедляла выполнение работы.

Экспозиции не превышали 8 минут (звезды до 6<sup>m</sup>), что давало возможность получать на одной и той же пластинке, без сколько-нибудь заметного увеличения фона последней, последовательность нескольких изображений спектров с разными экспозициями. Из них при измерении выбирались только спектры нормального почернения; для каждой звезды приходилось 3—5 таких спектров.

Таблица I (обзор)

№	№ негатива бумаги	Дата тактико	Звезда HD зарегистрировано	№	№ негатива бумаги	Дата тактико	Звезда HD зарегистрировано
1	3023	26.XI.1949	32964	43	4210	12.II.1953	87504
2	3252	19.IX.1950	23302	44	4211	"	90882
			23338				90994
			23408	45	4216	14.II.	91130
			23630				91365
			23850	46	4217	"	107348
3	3510	1.VIII.1951	160014	47	4218	"	110411
4	3511	"	198667				110423
5	3512	"	202753	48	4222	8.III.	80081
6	3513	"	209810	49	4223	"	73262
7	3514	"	213998	50	4224		58661
8	3515	"	214923	51	4226	9.III.	74988
9	3648	23.XI.	15130				75333
10	3649	"	21790	52	4227	"	77327
11	3650	"	21364				76644
12	3694	14.IV.1952	27563	53	4228	"	91120
13	3695	"	72037	54	4229	"	88960
14	3696	16.II.	34863	55	4230	"	93152
15	3697	"	38206	56	4231	"	94601
			37643	57	4232		99787
			37971	58	4235	9.IV.	113797
16	3698	"	77350	59	4236	"	127104
17	3699	"	78316	60	4237		136849
18	3700	"	76756	61	4240	10.IV.	137389
19	3714	27.III.	78556	62	4241	"	142926
20	3715	"	79931	63	4242	"	134759
21	3716	"	98664	64	4243	"	140873
22	3717	"	100889	65	4244		141851
23	3718	"	106625	66	4245	15.IV.	149121
24	3719	"	109309	67	4246		145454
25	3720	"	124683	68	4247		146926
26	3721	"	125248	69	4248		161693
27	3863	1.VIII.	129956	70	4255	11.V.	170000
28	3864	"	138764	71	4256		109387
29	3870	15.VIII.	141513	72	4257	"	149212
30	3871	"	211838	73	4258		150100
			216494	74	4268	11.VI.	129956
			215766				124683
			152614	75	4207	29.VIII.	125248
			172883	76	4308		192907
			171461	77	4309	30.VIII.	157779
			173664	78	4315	3.IX.	151133
31	3873	"	174237	79	4316		151133
32	3874	"	206540	80	4318	"	192907
			207840				1606
33	3875	"	208108	81	4319		1439
34	3884	21.VIII.	209833	82	4320	"	6118
			151133	83	4324		9531
35	3886	"	151431	84	4325	4.IX.	1064
36	3887	"	167965	85	4326		4622
37	3889	"	202671	86	4331	5.IX.	10390
38	3890	"	212097		4332	"	14055
39	3891	"	222847	87	4333		13869
40	4128	22.XI.	216831	88	4334	"	17573
41	4129	"	12885	89	4338	10.IX.	18296
			18633				14951
			18131				15318
			18543	90	4339	"	17036
			19698				17543
							17769

№	№ негатива бумаги	Дата тактико	Звезда HD зарегистрировано	№	№ негатива бумаги	Дата тактико	Звезда HD зарегистрировано
91	4346	11.IX.1953	23324	98	4400	12.X.1953	24769
			23753	99	4401	"	29135
			23862	100	4402		31512
92	4352	12.IX.	22920	101	4410	5.XI.	28843
93	4356	13.IX.	19548	102	4411	"	34968
94	4357	"	19832	103	4412	6.XI.	33224
			23016	104	4417		24438
			23258	105	4418	"	29009
95	4358	"	23324	106	4419		29589
			23432	107	4439	4.XII.	42818
			23753	108	4440		28217
96	4365	18.IX.	22203	109	4441	5.XII.	24263
97	4366	"	23363	110	4442	"	25330
				111	4443	"	32309

Критериями абсолютной величины служили полные поглощения в водородных линиях Бальмера ( $H_{\gamma}$ ,  $H_{\delta}$ ,  $H_{\epsilon}$ ).

Измерение велось при широкой щели, которая вырезала из измеряемого участка спектра полоску с шириной в среднем 18 Å. В пределах такой полоски могла помещаться главная часть даже очень сильных водородных линий и, таким образом, было возможно характеризовать полное поглощение в этих линиях.

Влияние зависимости интенсивности бальмеровых линий от спектрального типа нами исключается [1]. Спектрофотометрические измерения негативов выполнены на так называемом быстром микротометре.

При определении абсолютной величины мы пользовались классификацией HD, переклассифицировав лишь те звезды, которые более чем на один подкласс отличались от спектральных типов карточного сводного каталога звездных параллаксов Государственного астрономического института имени Штернберга (СКГ) [3]. Вследствие этого для нескольких звезд был изменен спектральный тип. Спектральные типы для этих звезд в таблице II обозначены «звездочками».

Таблица II не требует особого объяснения. Поясним лишь содержание последних столбцов. В седьмом столбце даются спектральные визуальные абсолютные величины из сводного каталога ГАИШ (СКГ), а в восьмом столбце—веса, соответствующие последним. В девятом столбце приведены визуальные абсолютные величины, определенные нами. В десятом столбце—вероятные ошибки определения абсолютных величин для каждой звезды, а в одиннадцатом—число определений абсолютных величин.

На негативах, снятых для вышеупомянутых 137 звезд, одновременно получились годные для измерения изображения 19 звезд спектральных типов B5-A5, для которых мы также определили абсолютные величины (таблица III).

Таблица II. Спектральные величины звезд

№	Звезда HD зарегистри- ровано	$\alpha_{1900}$	$\delta_{1900}$	$m_a$ HD	Спектр без учета		M <sub>B,сп</sub>	Вес	M <sub>B,сп</sub>	ρ	n
					HD	CKГ					
1	560	0 <sup>04</sup> 9	+10°36'	5 <sup>m</sup> 5	B8	B9	+0 <sup>m</sup> 2	6.0	+0 <sup>m</sup> 3	±0.014	12
2	1064	09.8	-10 07	5.8	B9	B9	+0.8	2.0	+0.8	.016	12
3	1606	15.2	+30 23	5.8	B6*	B6	-0.3	2.0	+0.9	.034	12
4	4622	43.0	-22 16	5.4	B9	B9	0.0	6.0	+0.8	.016	12
5	6118	57.3	+31 16	5.5	B9	B9	0.0	7.0	+0.8	.016	12
6	7374	108.8	+15 36	5.8	B9	B9	+0.1	8.0	-0.6	.019	9
7	9531	28.5	+36 44	5.8	B9	B9	+0.3	8.0	+0.7	.017	12
8	10205	34.7	+40 04	4.9	B8	B8	0.0	5.0	-0.9	.084	9
9	10390	36.3	+34 44	5.4	B8	B8	0.0	12.5	+0.8	.011	12
10	12883	201.1	+25 13	6.0	B8	B8	-0.1	3.0	-0.1	.051	12
11	14055	11.4	+33 23	4.1	Ao	B9	+0.6	7.0	+1.4	.042	12
12	14951	19.5	+10 09	5.5	B7*	B7	0.0	7.0	+0.7	.038	10
13	15130	21.1	-12 44	4.9	Ao	B9	+0.1	7.0	+0.7	.067	11
14	15318	22.8	+8 01	4.3	Ao	B9	-0.4	9.0	+1.4	.042	12
15	17036	39.0	+14 53	5.8	B8	B8	+1.4	2.0	+0.7	.015	11
16	17543	43.7	+17 03	5.3	B5	B6	-0.6	9.0	+0.8	.028	12
17	17573	44.1	+26 51	3.6	B8	B8	+0.3	9.0	+0.7	.013	13
18	18296	51.2	+31 32	5.2	AoP	B9	+0.2	4.5	+0.4	.092	11
19	18633	54.7	-2 52	5.5	B9	B9	+0.3	8.0	+0.8	.015	12
20	19548	303.6	+28 42	5.6	B9	B9	0.0	6.5	+0.5	.028	15
21	19698	05.2	+11 30	5.9	B9	B9	—	—	+0.4	.022	12
22	21364	21.7	+9 23	3.8	B8	B8	+0.4	6.0	+0.4	.045	12
23	21686	24.9	+11 00	5.1	Ao	B9	0.0	6.0	+0.7	.053	6
24	21790	25.6	-5 25	4.8	B9	B9	+0.3	5.0	+0.4	.044	12
25	21933	27.1	+9 02	5.6	B8	B9	+0.8	2.0	+0.6	.044	9
26	22203	29.4	-21 58	4.3	B8	B8	+0.5	4.0	+0.7	.032	8
27	22920	35.7	-5 32	5.5	B8	B8	+0.1	1.0	0.0	.034	15
28	23016	36.6	+19 23	5.5	B8	B8	0.0	3.0	+0.4	.054	12
29	23302	39.0	+23 48	3.8	B5P	B7	-0.4	7.5	+0.4	.081	9
30	23324	39.2	+24 32	5.6	B8	B8	0.0	3.5	+0.6	.031	10
31	23338	39.3	+24 10	4.4	B5	B7	—	—	+0.2	.108	7
32	23563	39.5	-1 29	5.1	B8	B7	+0.2	5.0	+0.2	.061	9
33	23408	39.9	+24 04	4.0	B5	B8	—	—	-0.4	.064	5
34	23432	40.0	+24 15	5.8	B8	B8	0.0	4.8	+0.7	.028	4
35	23630	41.5	+23 48	3.0	B5P	B8	—	—	-0.1	.081	6
36	23753	42.5	+23 08	5.5	B8	B8	-0.3	5.5	+0.4	.050	14
37	23850	43.2	+23 45	3.8	B8	B8	-0.4	9.5	-0.6	.135	6
38	23862	43.3	+23 51	5.2	B8P	B8	-0.3	4.0	+0.6	.000	3
39	24263	46.6	+6 15	5.6	B8	B9	-0.3	4.0	+0.6	.020	12
40	24388	47.7	-5 39	5.5	B8	B8	—	—	-0.3	.052	9
41	24769	51.2	+22 54	6.0	B9	B9	-0.1	2.0	-0.4	.044	12
42	25330	56.4	+9 43	5.7	B8	B8	—	—	+0.8	.016	12
43	26793	409.2	+9 46	5.2	B8	B8	—	—	-0.6	.079	9
44	27563	15.9	-7 50	5.7	B8	B8	+0.3	4.0	-0.4	.020	12
45	28217	22.0	+10 59	5.8	B8	B8	—	—	-0.7	.066	12
46	28843	27.6	-3 25	5.9	B9	B9	—	—	-0.5	.046	11
47	29009	29.0	-6 57	5.7	B9	B9	-0.1	2.0	-0.4	.030	12
48	29335	32.7	+0 48	5.3	B5	B9	-0.2	9.5	+1.2	.028	12
49	29589	34.5	+12 00	5.4	B9	B9	-0.2	9.5	+1.2	.028	12
50	31512	51.4	-5 20	5.5	B9	B9	0.0	6.0	-0.5	.068	12
51	32109	57.1	-20 12	5.0	B9	B9	—	—	-0.3	.067	12
52	32964	501.8	-4 47	5.2	B9	B9	+0.9	4.0	+0.7	.029	12
53	33224	03.6	-8 47	7	B8	B8	—	—	+0.3	.041	6
54	34085	09.7	-8 19	0.3	B8P	B8	-5.2	2.0	-4.8	.028	12
55	34593	12.8	-6 57	3.7	B7*	B7	-0.6	12.0	-0.6	.071	12
56	34863	15.4	-12 25	5.3	B7*	B7	+0.2	2.0	+0.6	.040	11
57	34968	16.2	-21 20	4.7	Ao	B9	+0.2	5.0	+1.0	.036	15
58	38206	39.0	-18 36	5.8	B9	B9	—	—	+0.8	.016	12
59	42818	607.8	+69 21	4.7	Ao	B9	+0.4	4.0	+1.3	.052	8

Таблица II. Спектральные величины звезд

№	Звезда HD зарегистри- ровано	$\alpha_{1900}$	$\delta_{1900}$	$m_a$ HD	Спектр без учета		M <sub>B,сп</sub>	Вес	M <sub>B,сп</sub>	ρ	n
					HD	CKГ					
60	58661	7 <sup>h</sup> 21 <sup>m</sup> 5	+48 <sup>0</sup> 24'	5 <sup>m</sup> 6	B9p	B9	+0 <sup>m</sup> 2	3.5	+0 <sup>m</sup> 2	±0.030	12
61	72037	8 25 .6	+65 29	5.4	Ao	B9	+1.5	1.5	+0.6	.081	10
62	73262	32 .4	+ 6 03	4.2	Ao	B9	+0.4	8.0	+1.3	.042	9
63	74988	42 .2	- 1 31	5.2	Ao	B9	+0.2	4.0	+1.3	.038	12
64	75333	44 .3	- 3 04	5.2	B9	B9	+0.4	4.0	+0.5	.044	12
65	77327	56 .8	+47 33	3.7	Ao	Ao	+0.2	9.0	+1.1	.044	12
66	77350	56 .9	+24 51	5.4	Ao	B9	-0.1	5.0	+0.9	.055	12
67	78316	9 02 .4	+11 04	5.1	B8	B8	0.0	4.0	-0.1	.035	12
68	78556	03 .8	- 8 11	5.5	B8	B8	+0.2	6.0	+0.7	.024	11
69	79931	11 .8	- 8 19	5.5	B9	B8	+0.1	7.0	+0.2	.044	11
70	80081	12 .6	+37 14	3.8	A2	A2	+0.9	11.5	+1.6	.019	12
71	82621	28 .0	+52 30	4.6	Ao	Ao	+0.7	7.0	+1.1	.026	12
72	87504	10 00 .3	-12 35	4.7	B8	B8	+0.6	5.0	+0.4	.114	8
73	87737	01 .9	+17 15	3.6	Aop	Ao	-2.9	4.3	-2.8	.032	12
74	87901	03 .0	+12 27	1.3	B8	B8	+0.3	11.0	-0.2	.025	12
75	88960	10 .6	+29 48	5.4	Ao	Ao	+0.3	6.0	+1.3	.036	12
76	90882	24 .4	- 2 14	5.2	B9	B9	+0.3	8.0	+0.8	.016	12
77	90994	25 .2	- 0 08	5.0	B6	B6	-0.2	11.0	+0.2	.078	9
78	91120	26 .1	- 13 05	5.5	B9	B9	+0.1	8.0	+0.5	.028	12
79	91130	26 .2	+32 54	5.8	B9	Ao	+0.4	7.5	+0.8	.016	12
80	91365	27 .8	+35 31	5.6	Ao*	B9	+0.4	5.0	+0.7	.092	9
81	93152	40 .3	+31 13	5.4	B9	B9	+0.2	8.5	+0.8	.016	11
82	94601	50 .2	+25 17	4.5	Ao	Ao	+0.1	7.0	+1.5	.084	12
83	98664	11 16 .0	+ 6 35	4.1	Ao	B9	-0.2	14.0	+1.2	.046	11
84	99787	23 .7	+39 54	5.3	Ao*	Ao	+0.3	8.0	+1.4	.040	12
85	100889	31 .6	- 9 15	4.8	B9	B9	+0.4	10.0	+0.8	.019	12
86	106625	12 10 .7	-16 59	2.8	B8	B7	+0.2	4.0	+0.6	.046	12
87	107348	15 .4	-21 39	5.3	B8	B8	+0.2	1.0	+0.2	.071	5
88	108767	24 .7	-15 58	3.1	Ao	B9	+0.5	5.0	+0.6	.025	12
89	109309	28 .6	- 8 54	5.4	Ao	B9	+0.1	10.0	+1.3	.059	6
90	109387	29 .2	+70 20	3.9	B5P	B6	-0.6	10.0	-0.5	.068	12
91	110411	36 .8	+10 47	5.0	Ao	B9	0.0	13.0	+1.1	.036	5
92	110423	36 .9	+ 7 22	5.5	Ao	B9	+0.2	10.0	+1.2	.037	11
93	113797	13 01 .1	+36 20	5.1	B9	B9	+0.2	9.0	+0.8	.015	12
94	124683	14 09 .6	-17 44	5.6	B9	B9</					

Таблица II. Сводка

№	Звезда HD зарегистрировано	$\alpha_{1900}$	$\delta_{1900}$	$m_b$ HD	Спектр видео		$M_{b, сп}$ СКГ	Вес табл.	$M_{b, сп}$ Аб	$\rho$	n
					HD	СКГ					
115	161693	17 <sup>h</sup> 41 <sup>m</sup> 9 <sup>s</sup>	+52°50'	5 <sup>m</sup> .7	Ao	B9	+0 <sup>m</sup> .2	3.0	+1 <sup>m</sup> .4	±0.040	11
116	166014	18 03 .6	+28 45	3 .8	Ao	Ao	+0 .4	7.0	+1 .3	.046	9
117	167965	12 .5	+42 08	5 .4	B7*	B7	0 .0	9.0	+1 .0	.028	12
118	170000	22 .2	+71 17	4 .2	Aop	B9	-0 .2	8.0	+0 .9	.048	12
119	172883	37 .5	+52 06	5 .8	B9	B9	-	-	+0 .8	.052	12
120	192907	20 12 .3	+77 25	4 .4	B9	B9	+0 .1	7.0	+0 .8	.016	11
121	198667	46 .8	-5 52	5 .5	B8	B8	-0 .1	9.0	+0 .7	.019	11
122	202671	21 12 .3	-18 24	5 .4	B8	B9	-0 .1	6.0	+0 .4	.036	12
123	202753	12 .9	-4 57	5 .7	B6*	B6	-0 .6	2.0	+0 .5	.051	9
124	206540	39 .5	+10 32	6 .0	B8	B8	-0 .2	2.0	+0 .4	.048	12
125	207840	46 .9	+19 22	5 .7	B9	B8	-1 .0	2.0	+0 .6	.035	11
126	209819	22 01 .0	-14 21	4 .4	B8	B8	+0 .5	5.0	+0 .7	.046	12
127	209833	01 .1	+28 28	5 .6	Ao	B9	+0 .1	3.0	+1 .2	.034	12
128	211838	14 .9	-8 19	5 .4	B8	B7	+0 .3	3.0	+0 .2	.050	12
129	212097	16 .7	+27 50	4 .9	B8	B8	0 .0	3.0	+0 .8	.013	9
130	213998	30 .2	-0 38	4 .1	B8	B8	+0 .8	4.0	+0 .8	.045	10
131	214923	36 .5	+10 19	3 .6	B8	B8	+0 .1	9.0	+0 .7	.023	12
132	216494	48 .2	-12 09	5 .9	B9	B9	+0 .3	1.0	+0 .7	.053	9
133	216831	51 .1	+35 50	5 .6	B9	B8	+0 .3	3.0	+0 .6	.042	11
134	218700	23 05 .0	+9 17	5 .3	B8	B9	+0 .2	9.0	-0 .1	.030	12
135	220222	17 .0	+31 16	5 .4	B8	B6	-0 .4	4.0	0 .0	.035	12
136	222847	39 .0	-18 50	5 .3	B8	B9	+0 .2	1.0	+0 .8	.016	10
137	224926	56 .7	-3 35	5 .2	B8	B7	+0 .1	5.0	-0 .3	.020	12

Таблица III. Сводка

№	Звезда HD зарегистрировано	$\alpha_{1900}$	$\delta_{1900}$	$m_b$ HD	Спектр видео		$M_{b, сп}$ Аб	$\rho$	n
					HD	СКГ			
1	1439	0 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> .4	+30°58'	5 <sup>m</sup> .8	Ao		+1 <sup>m</sup> .3	±0.042	9
2	13869	2 10 .0	+32 54	5 .3	Ao		+1 .3	.038	12
3	17769	46 .0	+14 40	5 .5	B5		+1 .4	.029	12
4	18331	51 .6	-4 07	5 .3	A2		+1 .4	.028	12
5	18543	53 .7	-3 11	5 .2	A2		+1 .6	.015	5
6	19832	3 06 .3	+26 53	5 .6	Aop		+0 .1	.071	12
7	23258	38 .6	+20 37	6 .0	B9		+0 .5	.022	7
8	37643	5 34 .9	-17 54	6 .2	B9		-0 .4	.088	5
9	37971	37 .2	-16 46	6 .1	B5		-0 .3	.067	8
10	76644	8 52 .4	+48 26	3 .1	A5		+2 .0	.079	6
11	76756	53 .0	+12 15	4 .3	A3		+1 .2	.036	9
12	125248	14 13 .1	-18 15	5 .7	Aop		+1 .2	.053	12
13	141851	15 46 .1	-2 48	5 .2	A2		+1 .6	.020	12
14	151431	16 42 .2	+2 14	6 .0	A2		+1 .5	.048	7
15	171461	18 29 .9	+52 03	6 .4	B9		+0 .5	.026	5
16	173664	41 .4	+53 47	6 .1	A2		+1 .7	.020	10
17	174237	44 .5	+52 53	5 .8	B5		-0 .8	.059	12
18	208108	21 48 .9	+19 13	5 .8	Ao		+0 .8	.094	9
19	215766	22 42 .4	-14 35	5 .7	B9		+0 .5	.018	7

Для большинства звезд нашего каталога (таблица II) оказались данные об абсолютных величинах и из других источников, что благоприятствует более полноценному обсуждению результатов.

Ниже приводятся сопоставления данных из каталогов СКГ (карточный сводный каталог звездных параллаксов ГАИШ) [3], Шлезингера [4], Обсерватории Виктория [5] и тригонометрических абсолютных величин из каталога Дженкинса [6]. Заметим, что  $\pi_{tr} < +0''.011$  мы не брали ввиду ненадежности таковых.

В таблицах IVa и IVb даются средние систематические отклонения  $M_{sp, Ab} - M_{sp, ист.}$  для звезд B и A, соответственно.

Таблица IVa. Сводка

Источник	Средн. сист.		Число звезд зарегистрированных табл.
	отклон.	составлен. из	
Магнит.	+0 <sup>m</sup> .2		8
$M_{sp, Викт}$	0 .0		13
$M_{sp, СКГ}$	+0 .4		89
$M_{sp, Шлез}$	+0 .6		88

Таблица IVb. Сводка

Источник	Средн. сист.		Число звезд зарегистрированных табл.
	отклон.	составлен. из	
Магнит.	-0 <sup>m</sup> .1		13
$M_{sp, Викт}$	+0 .1		6
$M_{sp, СКГ}$	+0 .8		30
$M_{sp, Шлез}$	+0 .3		29

Источник	Средн. сист.		Число звезд зарегистрированных табл.
	отклон.	составлен. из	
Магнит.	+0 <sup>m</sup> .1		8
$M_{sp, Викт}$	+0 .1		5
$M_{sp, СКГ}$	0 .0		25
$M_{sp, Шлез}$	+0 .3		25

Таблица Vb. Сводка

Источник	Средн. сист.		Число звезд зарегистрированных табл.
	отклон.	составлен. из	
Магнит.	0 <sup>m</sup> .0		20
$M_{sp, Викт}$	0 .0		10
$M_{sp, СКГ}$	+0 .2		32
$M_{sp, Шлез}$	-0 .3		32

Сравнение между собой таблиц IV и V показывает, что для  $M_{tr}$  и  $M_{sp}$  результаты не изменились, хотя число звезд для них меньше и, следовательно, именно для них скорее можно было ожидать случайного расхождения результатов. Это говорит в пользу того, что  $M_{Ab}$  более сравнимо и однородно с  $M_{tr}$  и с  $M_{sp}$  (вспомним, что система  $M_{sp}$  не отличается от системы  $M_{tr}$ ), чем с  $M_{CKG}$  и с  $M_{Shlez}$ . То же самое видно и из рассмотрения таблицы VI, в которой для звезд, имеющих  $M_{tr}$  или же  $M_{sp}$ , приведены данные об абсолютных величинах из различных источников.

Таблица VI

№	Звезда HD ვარსკვლავი	$m_{\text{п}}$ HD	Спектр HD ვარსკვლავი	$M_{\text{сп}, \text{тр}}$	$M_{\text{в}, \text{сп}}$ Викт	$M_{\text{в}, \text{сп}}$ Аб	$M_{\text{в}, \text{сп}}$ СКГ	$M_{\text{в}, \text{сп}}$ Шлез	
					Б9	+1.6	+1.2	+0.7	+0.3
1	9531	5.8	B9	+1.6	+1.2	+0.7	+0.3	0.0	0.0
2	10390	5.4	B8	-	+1.5	+0.8	0.0	0.4	0.4
3	14055	4.1	Ao	+1.9	-	+1.4	+0.6	+0.8	+0.8
4	15150	4.9	Ao	+1.6	+0.5	+0.7	+0.1	+0.9	+0.9
5	15318	4.3	Ao	+1.0	-	+1.4	-0.4	-0.1	-0.1
6	17573	3.6	B8	+1.0	+0.9	+0.7	+0.3	+0.1	+0.1
7	19548	5.9	B9	-	+0.1	+0.5	0.0	-0.5	-0.5
8	23302	3.8	Bsp	+0.2	-	+0.4	-0.4	-0.4	-0.4
9	23338	4.4	B5	-	-0.4	+0.2	-	-0.4	-0.4
10	23432	5.8	B8	-	+1.2	+0.7	0.0	-	-
11	23753	5.5	B8	-	+0.6	+0.4	-0.3	-0.3	-0.3
12	23850	3.8	B8	-	-0.8	-0.6	-0.4	-0.3	-0.3
13	23862	5.2	B8	-	-1.3	+0.6	-0.3	-0.8	-0.8
14	34085	0.3	B8	-	-6.1	-4.8	-5.2	-5.8	-5.8
15	42818	4.7	Ao	+0.3	-	+1.3	+0.4	+1.3	+1.3
16	72037	5.4	Ao	+1.2	-	+0.6	+1.5	+2.0	+2.0
17	73262	4.2	Ao	+1.4	-	+1.3	+0.4	+0.9	+0.9
18	74988	5.2	Ao	+1.4	-	+1.3	+0.2	+0.4	+0.4
19	77327	3.7	Ao	-	+0.4	+1.1	+0.2	+0.7	+0.7
20	78556	5.5	B8	-	+1.1	+0.7	+0.2	+0.3	+0.3
21	80081	3.8	A2	+1.4	+1.9	+1.6	+0.9	+1.8	+1.8
22	82621	4.6	Ao	+1.2	-	+1.1	+0.7	+1.6	+1.6
23	87901	1.3	B8	-0.7	+0.2	-0.2	-0.3	-0.2	-0.2
24	94601	4.5	Ao	-	+1.1	+1.5	+0.1	+0.8	+0.8
25	99787	5.3	Ao	-	+1.7	+1.4	+0.3	+1.1	+1.1
26	108767	3.1	Ao	-0.6	-	+0.6	+0.5	+0.7	+0.7
27	109309	5.4	Ao	+0.8	-	+1.3	+0.1	+1.2	+1.2
28	134759	4.7	Aop	+1.5	-	+1.3	+0.2	-0.3	-0.3
29	141513	3.6	Ao	+0.4	+1.0	+1.3	+0.6	+1.3	+1.3
30	145389	4.3	Bop	-0.3	-	+0.5	+0.3	+0.3	+0.3
31	149212	5.0	B8	+2.4	+1.0	+0.8	+0.2	+0.6	+0.6
32	155763	3.2	B7*	-0.6	-	+0.5	-0.5	-0.5	-0.5
33	198667	5.5	B8	+1.9	+0.3	+0.7	-0.1	+0.3	+0.3
34	212097	4.9	B8	+1.3	-	+0.8	0.0	-0.6	-0.6
35	213998	4.1	E8	+0.3	-	+0.8	+0.8	+0.6	+0.6

В таблицах VIIa и VIIb даются средние квадратические отклонения  $M_{\text{сп}, \text{вк}} - M_{\text{сп}, \text{ист.}}$  для звезд В и А, соответственно.

Таблица VIIa

Источник	Средн. квадр. отклон. საშ. ვარსკვლავ გადახრა	Число звезд ვარსკვლავ ზოგვა	Источник	Средн. квадр. отклон. საშ. ვარსკვლავ გადახრა	Число звезд ვარსკვლავ ზოგვა
$M_{\text{тр}}$	$\pm 0.6$	8	$M_{\text{тр}}$	$\pm 0.8$	13
$M_{\text{сп}, \text{вк}}$	$\pm 0.5$	13	$M_{\text{сп}, \text{вк}}$	$\pm 0.4$	6
$M_{\text{сп}, \text{ист.}}$	$\pm 0.6$	89	$M_{\text{сп}, \text{ист.}}$	$\pm 0.5$	30
$M_{\text{сп}, \text{Шлез}}$	$\pm 0.6$	88	$M_{\text{сп}, \text{Шлез}}$	$\pm 0.6$	29

Обращает на себя внимание то, что среднее квадратическое отклонение  $M_{\text{в}, \text{А}} - M_{\text{в}, \text{тр}}$  для звезд А сравнительно большая величина, а именно  $\pm 0.8$ . Как видно из таблицы VI, для звезд HD 108767 и HD 134759 от-

Спектральные абсолютные величины 137 звезд спектральных типов В3...

клонения  $M_{\text{в}, \text{А}} - M_{\text{в}, \text{тр}}$  оказались довольно большими. Естественно, что последние значительно повлияли на среднее квадратическое отклонение, тем более что общее количество звезд очень мало. В действительности, если исключить их из рассмотрения, то среднее квадратическое отклонение окажется равным  $\pm 0.5$ . Заметим, что наши определения для этих звезд хорошо согласуются со спектральными абсолютными величинами из других источников.

Звезды HD 149212 и HD 198667, если судить по тригонометрическим абсолютным величинам и спектральным подклассам (таблица VI), надо считать белыми субкарликами, для которых также, как и для белых карликов, абсолютные величины спектральным методом не определяются [1, 3]. По этой причине эти звезды были исключены из рассмотрения.

Для наглядности приводим рис. 1, на котором даются соотношения между нашими данными и данными СКГ и Виктория (таблицы II и VI). Для увеличения числа звезд мы включили данные из нашей вышеупомянутой работы (они обозначены крестиками). Рисунок этот наглядно показывает что абастуманские абсолютные величины лучше согласуются с  $M_{\text{в}, \text{вк}}$ , чем с  $M_{\text{сп}, \text{СКГ}}$ . Это очень важно, так как метод определения абсолютных величин, применяемый в обсерватории Виктория, дает более точные результаты, чем большинство из тех методов, результаты которых вошли в СКГ. То же самое можно сказать и о каталоге Шлезингера.

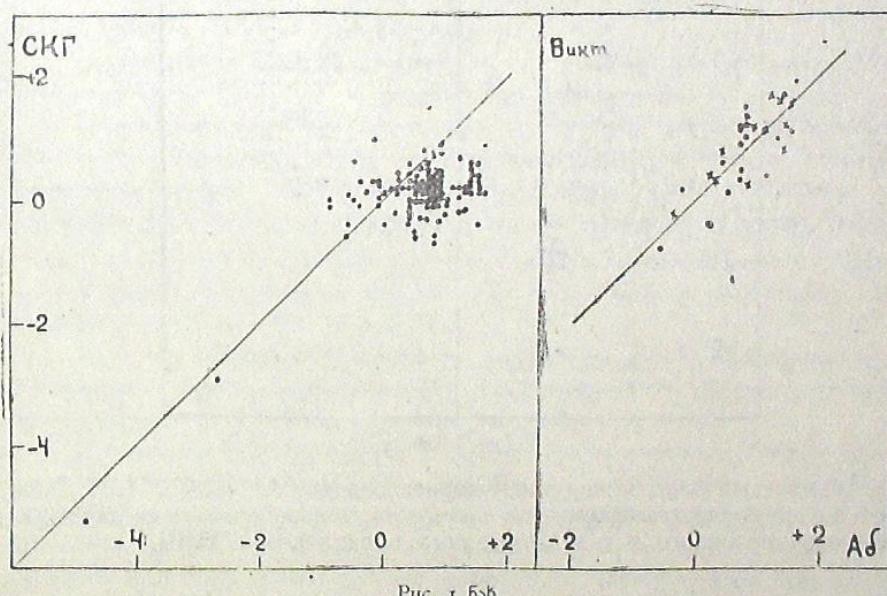


Рис. 1 баб.

На рис. 2 представлена зависимость спектр-светимость по данным Абастумани и СКГ (таблица II). При сравнении между собой последних, сразу бросается в глаза—(это видно также и из рис. 1)—как систематическое расхождение между ними, так и то обстоятельство, что в СКГ абсолютные величины ранних звезд нельзя считать индивидуальными, т. к. способы определения спектральных абсолютных величин, употребляемые в большинстве работ, данные которых вошли в этот каталог, давали в значительной мере сглаженные результаты. Это обстоятельство отмечено П. П. Паренаго [3].

Итак, судя по результатам сравнения полученных нами абсолютных величин с данными из других источников, мы можем еще более уверенно, чем это было сделано в нашей прежней работе [1], утверждать, что применяемый нами метод дает абсолютные величины, вполне сравнимые с теми, которые получаются при пользовании эквивалентными ширинами водородных линий и в то же время способствует массовым определениям абсолютных величин. Принимая во внимание нынешнее состояние данных об абсолютных величинах для звезд ранних спектральных типов и все-сторонне рассматривая имеющиеся возможности для улучшения этого состояния, метод этот можно считать одним из наиболее удачных.

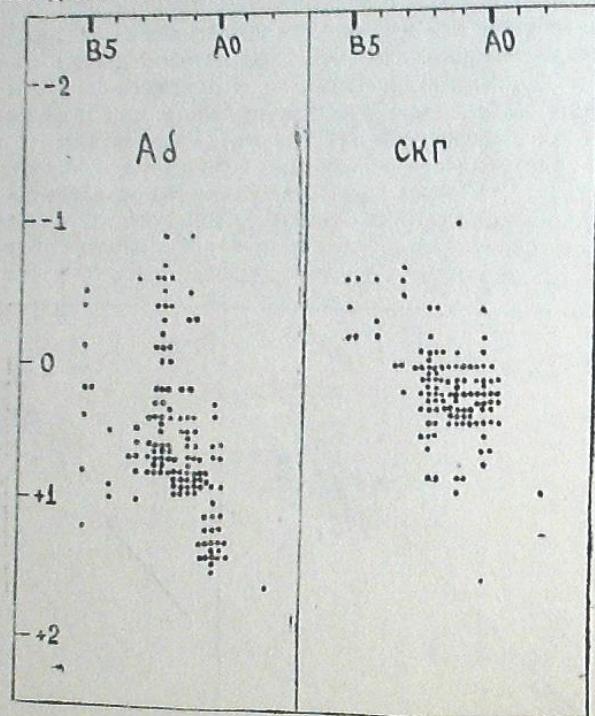


Рис. 2 бб.

Мы весьма благодарны члену-корреспонденту АН СССР П. П. Паренаго, предоставившему нам возможность воспользоваться данными сводного карточного каталога звездных параллаксов ГАИШ.

Май, 1954.

## ЛИТЕРАТУРА—ЛІТЕРАТУРА

1. Бартая Р. А. Бюлл. Абастум. астрофиз. обс., № 15, 37, 1953.
2. Никонов В. В. Бюлл. Абастум. астрофиз. обс., № 14, 1953.
3. Паренаго П. П. Труды Гос. астрон. инст. Штернберга, 13, 59, 1940.
4. Schlesinger F. General Catalogue of Stellar Parallaxes, 1935.
5. Petrie R. M. and Maunsell C. D. Publ. Obs. Victoria, 8, 253, 1950.
6. Jenkins L. F. General Catalogue of Trigonometric Stellar Parallaxes, Yale University Observatory, 1952.

Маңдаған ғақтаудың ғарнездегі өмірдегі B8 да B9 әкесінде... 13

## 6. Әдебият

(Р. А. Бартая)

Адабеттімініс ფოტопроцессорлардың өзінде орналасқан күнделіктіліктердегі ғақтаудың ғарнездегі өмірдегі B8 да B9 әкесінде... 13

СКГ-де 137 зорлықтардың ғарнездегі өмірдегі B8 да B9 әкесінде... 13

Адабеттімініс ғақтаудың ғарнездегі өмірдегі B8 да B9 әкесінде... 13

Адабеттімініс ғақтаудың ғарнездегі өмірдегі B8 да B9 әкесінде... 13

Адабеттімініс ғақтаудың ғарнездегі өмірдегі B8 да B9 әкесінде... 13

Адабеттімініс ғақтаудың ғарнездегі өмірдегі B8 да B9 әкесінде... 13

Адабеттімініс ғақтаудың ғарнездегі өмірдегі B8 да B9 әкесінде... 13

Адабеттімініс ғақтаудың ғарнездегі өмірдегі B8 да B9 әкесінде... 13

Адабеттімініс ғақтаудың ғарнездегі өмірдегі B8 да B9 әкесінде... 13

კუნძულია იგივე სილიდები ჩვენი წინანდელი სამუშაოს [1] მონაცემების მიხედვით.

IV და V ცხრილების ურთიერთშედარება უჩვენებს, რომ ჩვენ მიერ განსაზღვრული აბსოლუტური სიღილები უფრო მეტად შედარებადი და ერთ-გვაროვანია ტრიგონომეტრიულ აბსოლუტურ სიღილეებთან და ვიტორიის ობსრერატორის კატალოგის სპეციტრულ აბსოლუტურ სიღილეებთან [5], ვიდრე СНГ და შოთა წინაგერის [4] კატალოგების მონაცემებთან.

ნაბაზე 2 წარმოდგენილია დამოკიდებულება სპექტრი—ბრწყინვალება ჩვენი და СКГ-ებალვის მონაცემების მიხედვით (ცხრილი II). უკანასკნელთა ურთიერთშედარება მიუთითებს ორგორუ სისტემატური ხასიათის განსხვავებაზე ამ მონაცემებს შორის, ისე იმაზე, რომ ჩვენი მონაცემები უკეთეა და ხასიათებს ვარსკელავთ ინდივიდუალურ აბსოლუტურ სიდიდეებს, ვიდრე СКГ-ებალვის მონაცემები.

ამგარად, სხვა წყაროების მონაცემებთან შედარების შედეგები მიუთი-  
თებს იმას, რომ ჩვენ მიერ გამოყენებული მეთოდი გვაძლევს აბსოლუტურ  
სიღილეებს, რომლებიც სრულიად შედარებადია ამგამად არსებული ყველაზე  
ზუსტი, მაგრამ ამავე დროს ყველაზე შრომატევადი მეთოდით [5] მიღებულ  
აბსოლუტურ სიღილეებთან და ამასთანავე იძლევა მასობრივ განსაზღვრების  
წარმოების საშუალებას, რასაც, როგორც ცნობილია, განსაკუთრებული მნი-  
შვერობა აქვა.

8000, 1954 E

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ СТЕПЕНИ И ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ДЛЯ БЛИЗКИХ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ТУМАННОСТЕЙ

М. А. ВАШАКИДЗЕ

Исследование поляризации излучения внегалактических туманностей является актуальной задачей. Поляризацию излучения наблюдаемого объекта можно рассматривать как явление, связанное либо с самим этим объектом, либо с материальной средой, находящейся в пространстве между наблюдателем и объектом. Имеется много доводов в пользу того, что поляризация излучения отдельных звезд в Галактике обусловлена обширными полями диффузной материи межзвездного пространства. В пользу этого говорит и тот факт, что галактические диффузные туманности также обнаруживают поляризацию излучения (см. работу [1]), а диффузные газовые и пылевые туманности, как известно, занимают обширные пространства в межзвездной среде и являются тождественными с поглощающими пылевыми облаками [2] нашей Галактики.

В последнее время радиоизлучение также приписывают межзвездной среде и релятивистским электронам в обширных магнитных полях [3]. Все это наводит на мысль, что поляризация излучения каким-то образом связана или находится в корреляции с радиоизлучением. Это, по крайней мере, относится к диффузным туманностям нашей Галактики и к внегалактическим туманностям. Можно сказать, что за некоторыми исключениями, те объекты мирового пространства должны давать радиоизлучение, которые обнаруживают поляризацию излучения. Как на яркий пример в пользу этого предположения, можно указать на Крабовидную диффузную туманность, которая показывает как интенсивное радиоизлучение, так и большую поляризацию (см. ниже).

Проф. И. С. Шкловский [3] показал, что даже по радиоизлучению можно указать такие места в нашей Галактике, где можно обнаружить диффузные газовые туманности наблюдением в линии  $H\alpha$ .

Таким образом, как-будто должны существовать обширные магнитные и электрические поля, где должно происходить как радиоизлучение, так и поляризация излучения благодаря определенной ориентации частиц в этих полях. В последние годы была изучена также поляризация излучения звезд [4], число которых в данный момент превосходит тысячу. Бвиду этого представляется интересным определить — каково общее\* излучение отдельных внегалактических туманностей, если допустить, что излучение звезд в этих туманностях поляризовано частично также, как в нашей Галактике.

Исследованием поляризации звездного излучения занимались Хильфер [4], Холл [11], В. А. Домбровский [14] и другие. Отметим, что поляризацией излучения затменных двойных звезд еще в 1947 году занималась в Абастуманской астрофизической обсерватории

«Общее» излучение должно здесь пониматься как излучение внегалактической туманности, объединяющее излучения многих миллиардов звезд.

Н. Л. Магалашвили, но, к сожалению, ее наблюдения на электротометре с помощью поляроидов до сих пор не опубликованы.

Причину поляризации излучения звезд до настоящего времени объясняют двояко. Большинство исследователей считают, что поляризация излучения звезд происходит в межзвездной среде. Другие приписывают ее происхождение самой природе звезд. Повидимому, небольшое число звезд на самом деле само поляризует собственное излучение, как на это указывает академик В. А. Амбарцумян, а также С. Чандraseкар [5]. Однако, это относится больше всего к звездам ранних спектральных классов O-B.

С другой стороны, обнаружение поляризации света звездами поздних классов, а также существования зависимости степени поляризации излучения от покраснения звезд и проявление определенной корреляции между направлением плоскости поляризации и галактической плоскостью, говорят в пользу того, что причина поляризации излучения для подавляющего большинства звезд находится в межзвездной среде.

Мы определили значения степени поляризации для внегалактических туманностей, номера которых помещены в таблице I. В таблице помещается также одна диффузная туманность NGC 1952, известная под названием Крабовидной туманности. Она включена в этот список и, вообще, в данную работу, ввиду ее исключительного интереса с точки зрения как радионизлучения [3], так и поляризации.

Таблица I

№	NGC	$\alpha$	$\delta$	Тип	$m_{\phi}$	I метод	II метод	n	Примечания
1	205	0 <sup>h</sup> 37 <sup>m</sup> .6	+41°25'	Ep	10 <sup>m</sup> .8	I	2	3	Определения II методом при двух положениях анализатора.
2	221	0 40 .0	+40 36	E	9 .5	I	2	3	
3	224	0 40 .0	+44 00	Sb	5 .	I	1	2	
4	598	1 31 .1	+30 24	Sc	7 .8	—	2	2	Одно определение из них—при двух положениях анализатора.
5	2976	9 43 .2	+68 08	Sc	11 .2	—	1	1	
6	3031	9 51 .5	+69 18	Sb	8 .9	I	1	2	
7	3034	9 51 .9	+69 56	I	9 .4	I	1	2	
8	3077	9 59 .4	+68 58	I	11 .4	I	1	2	
9	4203	12 12 .5	+33 29	SBa	12 .0	I	—	1	
10	4449	12 25 .8	+44 22	I	10 .3	I	1	2	Определение II методом—при двух положениях анализатора.
II	1952	3 34 .0	+21 55	—	9 .0	—	2	2	

В таблице I даются: экваториальные координаты туманностей, спектральный тип, звездные величины, взятые из каталога Шепли и Эймса [6]. В 7-ом и 8-ом столбцах имеются указания на применяемую методику определения поляризации: I—метод трех положений анализатора ( $\Delta\Phi=60^\circ$ ), и II—метод четырех или двух положений анализатора (см. ниже). В 9-ом столбце показано количество определений степени поляризации исследуемых туманностей.

Ниже мы приводим значения степени поляризации для каждой туманности из списка таблицы I. Однако, плоскости поляризации определены не для всех туманностей. Это вызвано тем, что во втором методе, как будет показано ниже, для определения направления плоскости поляризации

излучения необходимо иметь измерения при четырех положениях анализатора, а для определения степени поляризации достаточно бывает измерений в двух положениях.

Ввиду этого мы иногда, вследствие тех или иных причин, при фотографировании удовлетворялись двумя положениями анализатора (случаи применения двух положений анализатора указаны в столбце примечаний таблицы I).

Методика определения поляризации излучения туманностей. Как описано в нашей прежней работе [1], определение степени поляризации мы проводили на анаберрационной камере типа Шмидта Абастуманской астрофизической обсерватории, так что здесь мы не станем описывать инструмент. В той же работе описан способ определения степени и плоскости поляризации методом академика В. Г. Фесенкова [7], заключающимся в фотографировании исследуемого объекта в трех положениях анализатора (I метод).

В данной работе для большинства туманностей списка таблицы I применялся метод четырех положений анализатора. Этую методику мы опишем здесь частично, поскольку и она изложена нами в работе [8], касающейся полного солнечного затмения 1952 года.

На камере Шмидта в настоящее время анализатор устроен таким образом, что поляроид помещается перед кассетой и вращается по позиционному углу шагом  $\Delta\Phi=45^\circ$ . Фотографирование объекта в четырех положениях анализатора увеличивает точность определения степени поляризации, сравнительно с фотографированием в трех положениях анализатора (I метод).

Четыре положения анализатора схематически показаны на рисунке 1.

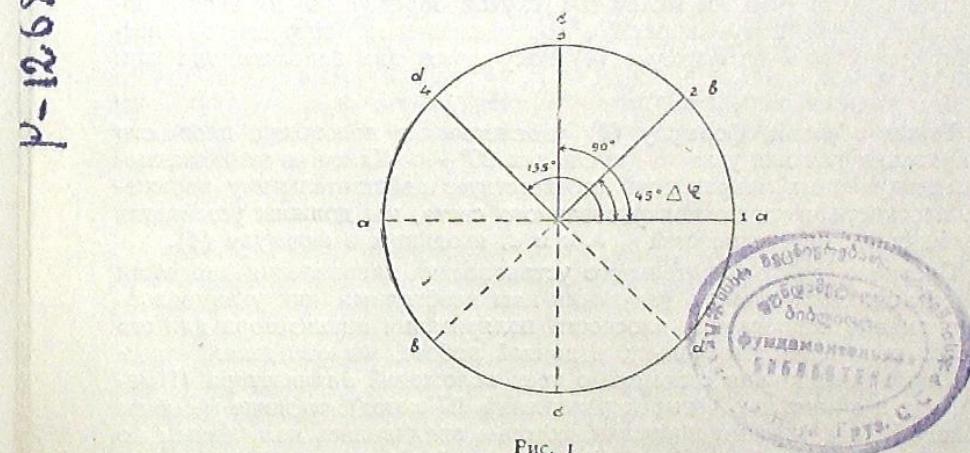


Рис. 1

Интенсивности, соответствующие положениям анализатора 1, 2, 3 и 4 обозначены на рисунке через  $a$ ,  $b$ ,  $c$  и  $d$ .

Как известно, степень поляризации определяется следующей формулой:

$$P = \frac{I_r - I_t}{I_r + I_t}, \quad (1)$$

где  $I_r$  и  $I_t$  радиальное и тангенциальное составляющие частично поляризованного света.

Далее, если воспользоваться формулой Малюса для четырех положений анализатора, будем иметь:

$$\begin{aligned} a &= k(I_r \cos^2 \alpha + I_t \sin^2 \alpha) \\ b &= k[I_r \cos^2(\alpha + 45^\circ) + I_t \sin^2(\alpha + 45^\circ)] \\ c &= k(I_r \sin^2 \alpha + I_t \cos^2 \alpha) \\ d &= k[I_r \cos^2(\alpha + 135^\circ) + I_t \sin^2(\alpha + 135^\circ)] = \\ &= k[I_r \sin^2(\alpha + 45^\circ) + I_t \cos^2(\alpha + 45^\circ)]. \end{aligned} \quad (2)$$

Если из формул (2) определить  $(I_r + I_t)$  и  $(I_r - I_t)$ , и внести их в формулу (1), мы получим для степени поляризации окончательно:

$$\begin{aligned} p &= \frac{\sqrt{(b-d)^2 + (2a-b-d)}}{b+d} = \frac{\sqrt{(a-c)^2 + (b-d)^2}}{a+c} = \\ &= \frac{\sqrt{(a-c)^2 + (b-d)^2}}{b+d}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $a+c=b+d$ ,  $a-d=b-c$  и  $a-b=d-c$ .

Для положения плоскости поляризации получается удобная формула:

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{d-b}{a-c} \quad (4)$$

Угол  $\alpha$  отсчитывается, как в первом методе, от плоскости поляризации первого положения анализатора.

В случае когда не известно приближенное положение плоскости поляризации света (что мы имеем для случая определения плоскости поляризации звезд и туманностей), определение ее затруднено, поскольку для угла  $\alpha$  по формуле (4) получаются два значения, так как:

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \operatorname{tg}(2\alpha + 180^\circ) = \operatorname{tg} 2(\alpha + 90^\circ). \quad (5)$$

Таким образом, формулу (4) удовлетворяет положение плоскости поляризации как для угла  $\alpha$ , так и для  $90^\circ + \alpha$ . Какое из этих взаимо-перпендикулярных направлений соответствует действительному положению плоскости частично поляризованного света, мы должны установить по величинам интенсивностей  $a$ ,  $b$ ,  $c$  и  $d$ , входящих в формулу (4).

Очевидно, для окончательного установления направления плоскости поляризации исследуемого излучения нам необходимо, как указывалось выше, знание направления плоскости поляризации анализатора для его первого положения. Поскольку, в данной работе, мы определяли плоскость поляризации как с помощью трех положений анализатора (I метод), так и с помощью четырех положений (II метод), то ниже мы даем таблицу II, где указаны поправки, которые придавались полученным по формулам (4.18) работы [1] и (4)—настоящей работы углам  $\alpha$ , с учетом знака.

В первой половине таблицы II даются поправки  $\Delta\alpha$  для случая первого метода, во второй половине—для второго метода.

Мы произвели определение плоскости поляризации первого положения анализатора по отношению к суюточной параллели или вдоль координаты прямого восхождения  $\alpha$ . Установлено, что плоскость поляризации анализатора вдоль координаты  $\alpha$  составляет  $30^\circ$ , поэтому в таблице II нами даются поправки  $\Delta\alpha = 30^\circ$  для случая, когда  $\alpha = 0$ . Окончательное значение плюс  $\alpha$  соответствует углу от параллели в сторону полюса, а при отрицательном знаке—в противоположном направлении.

Таблица II

Интенсивности	Знак $a$	$\Delta\alpha$	Интенсивности	$a-c$	$d-b$	знак $a$	$\Delta\alpha$
$a>b>c$	—	+ $30^\circ$	$c>b$	—	—	+	+ $120^\circ$
$a>c>b$	+	+ $30^\circ$	$b>c$	—	—	+	+ $30^\circ$
$b>a>c$	—+	+ $120^\circ$	$a>b$	+	—	—	+ $30^\circ$
$b>c>a$	+	+ $30^\circ$	$b>a$	+	—	—	+ $120^\circ$
$c>a>b$	—+	+ $120^\circ$	$c>d$	—	+	—	+ $120^\circ$
$c>b>a$	—	+ $30^\circ$	$d>c$	—	+	—	+ $30^\circ$
			$a>d$	+	+	+	+ $30^\circ$
			$d>a$	+	+	+	+ $120^\circ$

Относительно положения плоскости поляризации излучения туманностей мы будем еще говорить ниже при обсуждении вопроса об их степени поляризации. Однако заранее заметим, что выведенные положения плоскости поляризации дают заметный разброс и оставляют желать лучшего.

На камере Шмидта снимки при четырех положениях анализатора производились следующим образом. На одной пленке получались два изображения исследуемого объекта, соответствующие первому ( $\varphi = 0^\circ$ ) и третьему ( $\varphi = 90^\circ$ ) положениям анализатора, при  $\Delta\varphi$ , равном  $90^\circ$ . Снимки производились последовательно на фотопленке «Изохром HD 1800 НИКФИ».

На второй фотопленке таким же образом снимались следующие два изображения исследуемого объекта: № 2 и № 4, соответствующие позиционным углам анализатора  $\varphi = 45^\circ$  и  $\varphi = 135^\circ$ .

Фотографирование этим способом имеет ряд преимуществ, заключающихся в следующем. Хотя на каждой фотоплечке получаем два изображения, как было указано выше, но за то—с одним и тем же фоном, что является определенным преимуществом. Во-вторых, каждая отдельная фотопленка дает возможность определять степень поляризации по формулам:

$$P_{1-3} = \frac{a-c}{a+c} \sec 2\alpha, \quad P_{2-4} = \frac{b-d}{b+d} \sec 2\alpha. \quad (6)$$

Несмотря на то, что в формулы (6) входит неизвестный угол  $\alpha$ , дающий положение плоскости поляризованного света, мы можем воспользоваться этими формулами в другом виде.

Ввиду того, что здесь мы имеем на одной пленке два изображения исследуемого объекта во взаимоперпендикулярных лучах, мы можем уподобить этот случай получению двух изображений данного объекта призмой Волластона. Единственная разница заключается лишь в том, что призмой Волластона изображения получаются одновременно, а в случае камеры Шмидта—последовательно. Это, на первый взгляд, кажется существенным недостатком, но если надежно учесть атмосферную экстинцию и другие фотографические эффекты, то с этим можно примириться (см. ниже). Ввиду сказанного, мы можем воспользоваться теми же формулами, какими пользуются при получении снимков с помощью призмы Волластона.

Как известно, можно написать [10]:

$$\Delta m = 2.5 \lg \frac{I_t}{I_r}, \quad P = \frac{I_r - I_t}{I_r + I_t}, \quad (7)$$

где  $\Delta m$  разность яркостей двух изображений измеряемой точки в звездных величинах,  $I_r$  и  $I_t$  имеют вышеуказанные значения.

Из формул (7) получается приближенное соотношение между  $\Delta m$  и  $P$ :

$$\Delta m = 2.2 P \text{ или } P = \frac{\Delta m}{2.2}. \quad (8)$$

Если для нашего случая воспользоваться формулой (8) и написать ее для изображений №№ 1, 3 и №№ 2, 4, то для разности в звездных величинах для этих изображений  $\Delta m_{1-3}$  и  $\Delta m_{2-4}$  будем иметь:

$$P_{1-3} = \frac{\Delta m_{1-3}}{2.2}, \quad P_{2-4} = \frac{\Delta m_{2-4}}{2.2}. \quad (9)$$

Формулами (9) мы и пользовались, когда имели по той или иной причине одну пленку с двумя изображениями исследуемого объекта.

Как показали вычисления, разница в определении степени поляризации по формулам (3) и (9) незначительна. Однако, по общим соображениям, она все-таки должна быть довольно заметной, ввиду того, что формула (3) учитывает направление плоскости поляризации, тогда как формула (9) этого не учитывает. Поэтому, степень поляризации, полученная по формуле (9), зависит от того, как ориентирована плоскость поляризации исследуемого излучения по отношению к двум положениям анализатора. Если одно положение плоскости поляризации анализатора совпадает с плоскостью поляризации изучаемого света, тогда степень поляризации такая же по формуле (9), как по формуле (3). В остальных случаях получится уменьшенное значение степени поляризации (см. ниже).

**Поправка за последовательность снимков.** Ввиду того, что наши снимки производились последовательно, очевидно, что исследуемые объекты фотографировались на разных зенитных расстояниях и поэтому, необходимо учесть поправки за зенитные расстояния. Последовательные снимки подвержены еще ошибкам неоднородной гидровки при фотографировании отдельных изображений исследуемого объекта. Это может произойти по причине несовершенного сложения и от неоднородного хода часового механизма в разных положениях инструмента. К этим видам ошибок может присоединиться также неоднородность чувствительности эмульсии на двух фотопленках, неоднородность проявления и т. п.

Ввиду сказанного, исправление измерений последовательных снимков объекта только лишь за зенитное расстояние было бы недостаточно и мы решили вводить поправки так, как это описано в нашей прежней работе [1]. На каждой пленке выбирались конкретные звезды, которые измерялись во время измерений исследуемой туманности, считая, что излучение звезд неполяризовано, а если поляризовано, то—незначительно и эффект остается в пределах ошибок нашего определения. Как выяснилось, туманности показывают на самом деле большую поляризацию, чем звезды.

По измеренным звездам вводились поправки в виде  $\Delta \lg I$  для остальных двух изображений (I метод), т. е. приводились к одному из трех изображений или вводились для остальных трех изображений (II метод). Мы считаем, что поправки такого вида учитывают все вышеперечисленные ошибки.

**Степень и плоскость поляризации излучения** отдельных внегалактических туманностей NGC 205 находится вблизи большой туманности Андромеды NGC 224. Тип ее  $E_p$  и ввиду особенности типа представляет интерес ее изучение с точки зрения поляризации. Однако, для выяснения вопроса—какой-

тип туманностей показывает большую поляризацию, желательно исследовать все типы туманностей от  $E$  до  $I$ .

Степень и направление плоскости поляризации излучения для туманности NGC 205 даны в таблице III.

Таблица III  
NGC 205  $E_p$

3.IX.1953 г.			10.IX.1953 г.			20.VIII.1952 г.		
$d'$	$P_2$	$a_2$	$d'$	$P_2$	$a_2$	$d'$	$P_1$	$a_1$
1.7	14%	—	1.7	23%	—14	2.8	2%	+63
1.1	9	—	1.1	12	+25	1.4	17	+62
0.6	14	+16	0.6	15	+77	0.6	13	+63
0.0	12	-39	0.0	5	-53	0.0	14	+32
0.6	13	-20	0.6	5	-81	0.6	—	—
1.1	5	-23	1.1	4	-89	1.4	13	+51
1.7	4	-60	1.7	6	-25	2.8	17	+64

Среднее 10% (7)	10% (7)	12% (6)
NGC 221 (тип E) $d' 0.0$	4%	

В таблице обозначения степени поляризации  $P$  и положения плоскости поляризации  $\alpha$  сопровождаются знаками 1 и 2, соответственно первому и второму методу. Судя по таблице III, можно сказать, что степени поляризации, определенные разными методами и по разным негативам, полученным в различные ночи, хорошо совпадают между собой. Однако, определения по первому методу сделаны по другим точкам  $d'$  и промерены на микрофотометре при другом диаметре, чем во втором методе. Промеры для всех туманностей, как и для данной, производились вдоль большой оси, а во втором методе—вдоль координаты  $\alpha$ , ввиду удобства такого измерения негативов с двумя изображениями.

В таблице  $d'$  означает расстояние в минутах дуги, причем начало координат совмещено с центральной частью измеряемой туманности. Верхние расстояния от нуля увеличиваются в сторону  $-\alpha$ , а нижние расстояния в сторону  $+\alpha$ . В случае измерения первым методом, если направление главной оси туманности совпадает с координатой  $d$ , верхние расстояния  $d'$  соответствуют  $-\delta$ , а нижние  $+\delta$ . По данным таблицы III, туманность NGC 205 показывает довольно значительную поляризацию. Повидимому, значительная поляризация объясняется какими-то особенностями ее типа— $E_p$ .

В конце таблицы III представлена также поляризация туманности NGC 221 типа  $E$ . У этой туманности измерялась лишь одна точка—ядро туманности; можно сказать, что она не обнаруживает поляризацию, поскольку, величина поляризации равна 4%, т. е. находится в пределах ошибок измерений фотографического метода. Полученная величина определена по трем точкам наблюдения 20.VII.1952, 3.IX.1953 и 10.IX.1953.

Туманность NGC 224 типа  $S_b$  является самой большой туманностью в созвездии Андромеды.

Таблица IV

d'	NGC 224 (Sb) 20.VII.1952 г.				NGC 224 (Sb) 14.IX. 1953 г.			NGC 3031 (Sb) 19.IX. 1953 г.		
	P <sub>1</sub>	a <sub>1</sub>	d'	P <sub>1</sub>	a <sub>1</sub>	d'	P <sub>2</sub> <sup>2</sup> <sub>1-3</sub>	d <sub>1</sub>	P <sub>2</sub>	a <sub>2</sub>
35.8	10%	+61°	41	18%	+55°	16.5	10.0%	117	6%	-31°
27.5	11	75	5.5	4	20	14.3	7.0	1.1	15	+9
24.8	13	52	6.9	4	43	2.7	9.0	0.6	23	-2
23.4	10	44	8.3	12	79	11.0	9.0	0.0	2	-31
22.0	14	60	9.6	15	55	9.4	7.0	0.6	14	-17
20.6	9	61	11.0	18	35	7.7	4.5	1.1	10	-46
19.3	11	60	12.4	12	48	6.6	6.0	1.7	8	-42
17.9	11	90	13.8	9	64	5.5	3.0			
16.5	10	63	15.1	16	40	4.4	3.0			
15.1	12	44	16.5	15	33	3.3	1.0			
13.8	14	46	17.9	11	60	2.2	1.0			
12.4	6	88	19.3	13	70	1.1	1.0			
11.0	7	66	20.6	10	64	0.0	1.0			
9.6	7	46	22.0	8	71	1.1	2.0			
8.3	0	-	23.4	4	65	2.2	3.0			
6.9	10	4	24.8	12	43	3.3	1.0			
5.5	6	68	27.5	10	82	4.4	4.5			
4.1	14	47	30.3	8	97	5.5	3.0			
2.8	15	56	33.0	21	62	6.6	1.0			
1.4	13	30	35.8	9	34	7.7	0.0			
0.0	15	82	41.3	20	60	8.8	8.0			
1.4	10	16	46.8	6	54	9.9	9.0			
2.8	15	40	52.3	18	70	11.0	1.0			
						13.2	2.0			
						14.9	7.0			
						16.5	0.0			
Среднее . . . . 11% (46)			Ср. 4% (26)							

Она расположена близко к нашей Галактике. Значения степени поляризации излучения у этой туманности даны для разных точек вдоль большой оси. Результаты измерения для нее приведены в таблице IV. Как видно из этой таблицы, туманность Андромеды обнаруживает значительную поляризацию.

Первый метод измерения показывает, что среднее значение степени поляризации равно 11%. Некоторые локальные точки показывают большие значения поляризации, причем максимальное значение достигает 20%-ов. Средняя величина поляризации этой туманности хорошо совпадает с результатом, полученным для нее Эманном [9].

По измерениям вторым методом с одной пленкой степень поляризации туманности Андромеды получается в среднем равной 4%, что указывает на то, что поляризация ее очень мала или совсем отсутствует, поскольку, эта величина находится в пределах вероятной ошибки определения. Но как указывалось выше, при наличии одной пленки с двумя изображениями №№ 1, 3, такой эффект может получиться. Однако, разница в этом случае заметная и мы этой величиной в дальнейшем пользоваться не будем. Степени поляризации, определенные по двум положениям анализатора—вторым методом, мы обозначаем через  $P_{2}^{2}$ <sub>1-3</sub>.

Относительно положения плоскости поляризации можно сказать, что по измерениям первым методом угол  $\alpha$ , получается довольно однородным и в среднем дает отклонение, равное  $\alpha=55^{\circ}$ . Такая однородность отклонения вызывает некоторое сомнение и может быть обусловлена какой-либо систематической ошибкой. Однако, скорее всего это

## Определение степени и плоскости поляризации для близких...

явление можно объяснить единым фоном среды, вызывающей как поляризацию излучения, так и указанный наклон плоскости поляризации. Если принять, что большая ось туманности Андромеды приблизительно параллельна оси  $\alpha$ , то плоскость поляризации ориентирована в среднем под  $55^{\circ}$  по отношению к главной оси туманности.

В случае туманности Андромеды для поляризации излучения можно привести такое же объяснение, какое приводится для поляризации звезд нашей Галактики и дается Ван-де-Хулстом [10], Спicerом и Тукей [15] и другими.

В таблице IV мы поместили также измерения туманностей NGC 3031 Sb и NGC 4203 SBa. Туманности этих типов помещены в таблице IV с целью сравнения с поляризацией близких типов.

Туманность NGC 3031 Sb довольно яркая; ее оси равны  $a=16'$  и  $b=10'$  и поэтому можно измерить поляризацию в достаточном количестве ее точек. Эта туманность показала среднюю поляризацию равной 11%. Следовательно, эта величина почти совпадает со средней степенью поляризации излучения туманности Андромеды.

Туманность NGC 4203 типа SBa. Степень поляризации получена по первому методу и равна 5%. Эта величина также находится в пределах ошибок определения и ею можно пренебречь.

Туманность NGC 598 типа Sc. У нее спирали очень развиты и по форме она, в общем, представляет собой типичную спиральную систему. Ввиду этого, можно было ожидать, что ее излучение на много больше поляризовано, чем излучение туманности Андромеды, но, как показывает таблица V, среднее значение ее степени поляризации всего на 2% больше, чем Андромеды.

Плоскость поляризации у этой туманности ориентирована больше всего вдоль координаты  $\alpha$ . Если сравнить эти отклонения плоскости поляризации с плоскостями отклонения туманности Андромеды, то окажется, что они отличаются друг от друга. Отсюда можно сделать заключение,

Таблица V

d'	NGC 598 Sc, 3.IX.1953						NGC 598 Sc, 10.IX.1953			NGC 2976 Sc, 19.V.1953		
	P <sub>1</sub>	a <sub>1</sub>	d'	P <sub>2</sub>	a <sub>2</sub>	d'	P <sub>2</sub> <sup>2</sup> <sub>1-3</sub>	d'	P <sub>2</sub> <sup>2</sup> <sub>1-3</sub>	d'	P <sub>2</sub>	a <sub>2</sub>
6.1	9%	-	0.1	9%	+10°	6.1	8%	0.1	4%	1.7	14%	+79°
5.9	14	59°	0.6	6	-54	5.5	5	0.6	2	1.1	20	+55°
5.0	16	-	1.1	10	+23	5.0	4	1.1	5	0.6	20	0
3.9	20	-8	1.7	16	+10	3.9	2	1.7	5	0.0	5	+135
3.3	25	+5	2.2	4	+30	3.3	2	2.2	5	0.6	7	+115
2.8	18	+35	2.8	19	+44	2.8	1	2.8	14	1.1	7	+144
2.2	17	+11	3.3	11	+64	2.2	6	3.3	13	1.7	18	+86
1.7	11	+17	3.9	8	-36	1.7	1	3.9	11	2.2	11	+135
1.1	7	+13	4.4	16	+20	1.1	2	4.4	15			
0.6	8	+7	5.0	17	-49	0.6	1	5.0	11			
0.0	9	+10	5.5	14	+100	0.0	4	5.5	7			
Среднее . . . . 13%						Среднее . . . . 6%						

что степень и положение плоскости поляризации внегалактических туманностей мало связаны с поляризующей средой межзвездного пространства нашей Галактики.

Определения  $P_{1-3}$  от 10.IX. 1953 г. (в той же таблице) также показывают уменьшенное значение степени поляризации, как в случае туманности Андромеды и подтверждают наше утверждение, сделанное выше.

Туманность NGC 598 нельзя отнести к туманностям, характеризуемым большими значениями степени поляризации, однако некоторые ее амплитуды, как видно из таблицы V, обнаруживают значительную поляризацию, которая в двух случаях достигает 20% и 25%.

В таблице V помещены также данные о поляризации излучения туманности NGC 2976  $\alpha$ . Степень поляризации для этой туманности определена вторым методом. Среднее значение поляризации в точности совпало со значением для NGC 598.

Отсюда можно заключить, что в спиральных внегалактических туманностях поляризация излучения достигает примерно 15%.

Туманности NGC 3034, 3077 и 4449 иррегулярного типа и изучение их излучения представляет определенный интерес.

Как указывает Вайцзекер [12], иррегулярные туманности являются самыми молодыми из галактик. Следовательно, иррегулярные туманности должны находиться в самой бурной стадии развития, поэтому, в них скорее можно определить наличие большого количества темной материи и вследствие этого значительной поляризации их излучения. И на самом деле, эти туманности, в общем, обнаруживают значительную поляризацию и на фотографиях некоторых подобных туманностей заметна на глаз разница в почернении для разных положений анализатора.

Таблица VI

NGC 3034(I) 16.VII.1952		NGC 3034 (I) 19.IX.1953		NGC 3077 (I) 19.IX.1953		NGC 4449(I) 1.VII.1953		NGC 4449 (I) 11.IX.53					
d'	P <sub>1</sub>	a <sub>1</sub>	d <sub>1</sub>	P <sub>2</sub>	a <sub>2</sub>	d <sub>1</sub>	P <sub>3</sub>	a <sub>3</sub>	d'	P <sub>1</sub>	a <sub>1</sub>	d'	P <sub>2-3</sub>
5.5	6%	+ 84°	—	—	—	—	—	—	1.7	17%	+ 87°	—	—
4.1	7	+ 36	1.7	10%	+ 8°	1.1	24%	+ 6°	1.1	4	+ 39	1.1	22%
2.7	4	+ 80	1.1	15	+ 129	1.6	16	-2	0.6	7	-17	0.6	38
1.4	15	+ 120	0.6	9	+ 114	0.0	8	-17	0.0	30	+ 43	0.0	8
0.0	10	+ 158	0.0	7	+ 96°	0.6	13	-18	0.5	33	-16	0.6	17
1.4	10	+ 82	0.6	4	-37	Среднее 15% 16.VII.1952		1.9	22	+ 33	1.1	30	
2.8	6	+ 42	1.1	4	-23	0% 15% - 15°							
4.1	9	+ 30	1.7	9	-11	Среднее 9%							
						Среднее 7%							
						Среднее 19%							
						Среднее 23%							

Из этой таблицы видно, что лишь одна туманность NGC 3034 обнаруживает незначительную поляризацию, поскольку, среднее значение поляризации—по двум разным методам определения—порядка 8%.

Туманность NGC 3077 показывает среднее значение поляризации в 15% по обоим методам, а туманность NGC 4449—больше: 20%. Указаные величины  $P_1$ , несомненно, ощущимы.

Вообще, относительно внегалактических туманностей надо отметить, что их классификация по типам имеет довольно большие ошибки, особенно для слабых внегалактических туманностей и тем более для тех, которые видны «сбоку». К такой категории туманностей надо отнести NGC 3034. Повидимому, она классифицирована неправильно и она типа  $S_a$  или  $S_b$ . Этим и объясняется незначительная поляризация ее излучения.

Ввиду того, что внегалактическая туманность NGC 4449 показывает довольно большую поляризацию, интересно проверить—дает ли она радиоизлучение, поскольку, как было указано выше, некоторая корреляция намечается между радиоизлучением и поляризацией света. Эта туманность не значится в списке радиогалактик И. С. Шкловского [3]. Это делает еще более интересной проверку ее радиоизлучения. Максимальное значение степени поляризации ее для некоторых точек достигает 30%. Определенный интерес представляет собой изучение туманностей типа  $I$ , с целью определения свойств поляризации, с помощью более длиннофокусных инструментов и решить некоторые спорные вопросы поляризации их и нашей Галактики.

Чтобы найти связь между средним значением степени поляризации и типом внегалактических туманностей, мы составили таблицу VII, где, кроме вышеприведенных туманностей, помещены еще три туманности

Таблица VII

№№	NCG	Тип	P
1	221	E	04%
2	224	Sb	11
3	598	Sc	13
4	2976	Sc	13
5	3031	Sb	10
6	3077	I	15
7	4203	SBa	05
8	4449	I	21
9	4558*	Sb	08
10	5194*	Sc	12
11	5457*	Sc	09

из нашей работы [1]. Эти туманности в таблице VII обозначены звездочками. Как видно из таблицы VII, в списке отсутствуют туманности NGC 205 и 3034. Они были изъяты из списка ввиду, того, что туманность NGC 205 типа  $E_p$ , т. е. проявляет какие то особенности и поэтому может не соответствовать настоящему типу  $E$ ; вторая же туманность NGC 3034 классифицирована Шепли и Эймс [6] как иррегулярная  $I$ , но по нашим определениям эта туманность скорее типа  $S_b$  чем  $I$ .

Данные таблицы VII мы представили в виде кривой (рис. 2).

На оси абсцисс мы поместили основные типы туманностей, начиная от  $E$  до  $I$ , а на оси ординат—среднее значение степени поляризации в процентах. Для расстояния между основными типами взяты одинаковые интервалы в соответствии с их показателем цвета, подобно тому, как это делается для диаграммы Рэсселя.

Как видно, намечается некоторая зависимость между степенью поляризации и типом внегалактических туманностей.

Общий просмотр приведенных таблиц оставляет впечатление, что излучение центров внегалактических туманностей менее поляризовано, чем излучение нецентральных частей, однако этот признак вполне явным образом не проявляется. Для подтверждения указанного явления необходимо

димо построить кривые для каждой туманности в отдельности (расстояние от центра в линейных мерах—степень поляризации). Для этой цели необходимы обширные измерения каждой туманности на снимках, полученных с помощью длиннофокусных инструментов, и знание точного расстояния до исследуемой туманности.

В заключение приведем таблицу VIII для Крабовидной туманности, являющейся диффузно-газовой туманностью нашей Галактики.

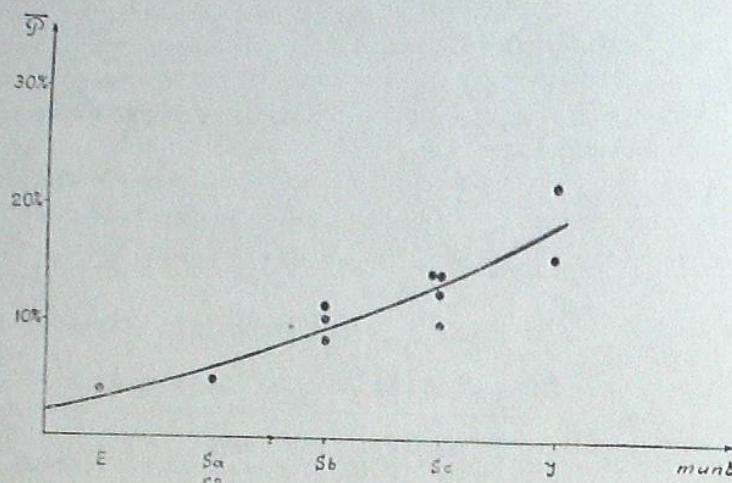


Рис. 2

Ввиду того, что от этой туманности, как указано выше, имеется большое радиоизлучение, представлялось весьма интересным изучение поляризации ее излучения.

Таблица VIII  
NGC 1952 (Крабовидная туманность)

$d'$	11.IX.1953 г.		14.IX.1953 г.	
	$P_1$	$a_2$	$P_1$	$a_2$
2.2	17%	+28°	11%	+26°
1.7	26	-1	17	-10
1.1	20	+6	27	+4
0.6	12	-21	16	-37
0.0	24	+21	14	+18
0.6	35	+15	26	+24
1.1	48	+24	33	+32
1.7	28	+36	22	+42
2.2	9	+20	6	+13

Среднее . . 24% Среднее . . . 19%

Как показывает таблица VIII, излучение Крабовидной туманности довольно сильно поляризовано. Мы обработали две серии негативов. Первая из них снятая 11.IX. 1953 года, не вполне удачна, поскольку туманность получилась на краю фотометрического поля и, кроме того, два

изображения туманности недостаточно раздвинуты друг от друга и, возможно, имеются некоторые фотометрические ошибки, вызывающие увеличение степени поляризации по сравнению с поляризацией, полученной по негативам 14.IX.1953 года. Последние безусловно вполне доброкачественны. Измерение Крабовидной туманности мы произвели вдоль координаты  $\delta$ , ввиду того, что измерения вдоль  $\alpha$  затруднялись чисто техническими причинами в смысле совмещения измеряемых точек (чтобы измерять одни и те же точки на двух-четырех изображениях объекта).

Максимальная поляризация в Крабовидной туманности для одной точки достигает 50%. Излучение Крабовидной туманности, повидимому, настолько сильно поляризовано, что даже по нашим снимкам, в условиях незначительного масштаба на камере Шмидта (1 см = 55'), на глаз заметно, что туманность значительно меняет свою форму при разных положениях анализатора. Согласно сказанному, корреляция между радиоизлучением и поляризацией налицо. Повидимому, поляризация обусловлена магнитными и электрическими полями туманности. Необходимо продолжить исследование ее поляризации, но—с помощью более длиннофокусного инструмента.

**Заключение.** При изложении вводной части настоящей работы, а также в связи с каждой приводимой таблицей нами делались некоторые заключения в отношении отдельных объектов. Теперь же мы их резюмируем.

- Как видно из рис. 2, ранние типы туманностей обнаруживают большую степень поляризации, чем поздние, что согласуется с предложением Вайцзекера [12] о том, что эволюционную последовательность внегалактических туманностей по типам Хабла [13] надо представить в обратной последовательности.
- Внегалактические туманности, которые характеризуются значительной степенью поляризации, в большинстве случаев являются «радиогалактиками».
- Центральные части внегалактических туманностей показывают меньшую степень поляризации излучения, чем удаленные от центра части, но это не проявляется явным образом и вполне определенно утверждать этого нельзя.
- Ориентация плоскости поляризации, в большинстве случаев, для данной туманности показывает предпочтительное направление, но для разных туманностей различна и не связана с плоскостью симметрии нашей Галактики.
- Плоскости поляризации, повидимому, связаны с плоскостями симметрии самих исследуемых галактик каким-то общим законом, но окончательное суждение требует более детального изучения туманностей при помощи мощных инструментов, охватывающих изучением многие галактики.
- Поляризация излучения внегалактических туманностей, по всей вероятности, не связана с межгалактической средой. На это указывают разные направления плоскости поляризации для разных галактик. С целью подробного исследования этого вопроса следует изучать поляризацию излучения многих далеких внегалактических туманностей.

Сентябрь, 1953.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Вацакидзе М. А. Бюлл. Абастум. астрофиз. обс. № 13, 103, 1953.
2. Амбарцумян В. А., Горделиадзе И. Г. Бюлл. Абастум. астрофиз. обс. № 2, 37, 1938.
3. Шкаловский И. С. Астрон. Ж. 30, 15, 1953.
4. Hiltner W. A. Aph. J. 114, 241, 1954.
5. Chandrasekhar S. Aph. J. 103, 351, 1946.
6. Shapley H., Ames A. HA 88, No. 2, 1932.
7. Фесенков В. Г. Астрон. Ж. 12, 309, 1935.
8. Вацакидзе М. А. Бюлл. Абастум. астрофиз. обс. № 17, 1, 1954.
9. Ohman J. Stockh. obser. Ann. 14, No. 4, 1942.
10. Van de Hulst G. Межзвездная поляризация света и магнитно-гидродинамические волны. Сборник «Проблемы космической аэродинамики», стр. 58, 1953.
11. Hall L. S. Science, 109, 166, 1949.
12. Weizsäcker C. F. Aph. J. 114, 165, 1951.
13. Hubble E. The realm of the nebulae, 1936.
14. Донбровский В. А. Вестн. Ленингр. унив. Астрономия, № 2, 1953; ДАН Арм. ССР, 12, 4, 1950.
15. Spitzer L. Jr., Tukay W. J. Aph. J. 114, 187, 1951.

БЪЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 18, 1955  
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 18, 1955

## К СТАТИСТИЧЕСКОМУ ИЗУЧЕНИЮ ТЕМНЫХ ТУМАННОСТЕЙ\*

Д. Ш. ХАВТАСИ

Настоящая работа посвящена статистическому исследованию темных туманностей и изучению некоторых закономерностей, характеризующих последние. В основу исследования положен составленный нами предварительный каталог темных туманностей.

Материалом для составления каталога темных туманностей нам служили атлас Росса и Кальверт, атлас Барнарда и другие литературные источники, охватывающие галактическую полосу с галактическими широтами  $b = \pm 30^\circ$  и долготами от  $l=0^\circ$  до  $l=220^\circ$  и от  $l=310^\circ$  до  $l=360^\circ$ .

Работа состоит из четырех глав.

Первая глава содержит краткий обзор исследований по проблеме изучения темных туманностей. Изложены методы исследования темных туманностей, собраны современные данные о физических, геометрических и статистических характеристиках темных облаков, а наряду с этим сформулированы некоторые вопросы, требующие дальнейшего исследования.

Во второй главе изложена методика составления каталога темных туманностей, выполнено обсуждение материала, изложены способы фиксирования темных туманностей, измерения их характеристик и точность произведенных измерений. В конце главы приведен список 797 темных туманностей (предварительный каталог).

В третьей главе обсуждаются вопросы, касающиеся структурных и морфологических особенностей темных туманностей.

Выделены некоторые виды темных туманностей, интересные с точки зрения структурных особенностей, произведена их группировка по морфологическим признакам. Обращено внимание на некоторые области неба, в которых обнаруживаются определенные закономерности в расположении и ориентации темных туманностей или заподозрена связь темных туманностей с некоторыми близкоходящимися звездами.

В четвертой главе содержится дискуссия и статистическое исследование темных туманностей. Изучены закономерности в видимом распределении темных туманностей на небе. Построены функции распределения темных туманностей по видимым и истинным поверхностным площадям, по массам, и пр. Изучена видимая и пространственная ориентация вытянутостей темных туманностей.

В конце работы приведены основные результаты исследования.

Тема настоящей работы была предложена мне проф. Е. К. Хадзее. При обсуждении результатов данной работы я пользовался вниманием и ценных советами проф. П. П. Паренаго. Проф. Б. А. Воронцов-Вельяминов и Е. Л. Рускол сделали ценные критические замечания. Всем им приношу свою искреннюю благодарность. Я также благодарен А. Ф. Торонджадзе за участие в обсуждении ряда вопросов, связанных с настоящим исследованием.

\* Настоящая статья представляет собой основу кандидатской диссертации автора.

## 1. Современное состояние проблемы изучения темных туманностей

### § 1. Вводные замечания

Изучение межзвездной материи служит интересам тройного рода.

Во-первых, интерес к этой проблеме естественно возбуждается не только потому, что сам факт существования в звездном мире межзвездной материи делает необходимым ее всестороннее изучение, а прежде всего благодаря тому, что межзвездная материя привлекает к себе внимание разнообразием форм своего проявления и является многообещающей в смысле изучения физических условий в межзвездном пространстве.

Действительно, на фотографиях Млечного Пути видны разнообразные неизлучающие образования, имеющие морфологические и структурные особенности, не лишенные интереса; межзвездная материя часто ассоциируется со звездами класса О-В, образуя светлые диффузные туманности—небесные объекты известные богатством явлений, возбуждающих интерес исследователей; в спектрах далеких звезд обнаружены линии поглощения межзвездного происхождения, указывающие на участие межзвездной материи и во вращении Галактики и др.

Межзвездная материя обращает на себя внимание и с точки зрения задач физики, так как она находится в состоянии, не встречающемся в условиях Земли.

Кроме сказанного, интерес к изучению межзвездной материи усиливается в связи со многими новыми проблемами астрономии и физики, в числе которых можно назвать проблемы межзвездной поляризации, радиоизлучения и даже космических лучей.

Таким образом, межзвездная материя, распространяющаяся в нашей Галактике примерно в таком же количестве, как и звездная составляющая, должна находиться в тесной связи с последней и должна быть участницей многих процессов, происходящих в нашей Галактике.

Бо-вторых, изучение межзвездной материи стимулируется научно-практическими целями астрономии. Как известно, межзвездная материя, поглощая свет, идущий от звезд, искажает картину распределения звезд на небе, так как она сама распределена в пространстве неравномерно. Ослабляя свет лежащих за ней звезд, а также изменяя распределение энергии в их спектрах, межзвездное вещество, изменяет видимый блеск и цвет звезд. Вследствие этого, во многих задачах астрономии, при решении которых применяется методика, основанная на подсчетах звезд по видимым величинам, или вообще используются видимые величины и цвета звезд, становится необходимым учет поглощения света в межзвездном пространстве. После открытия поглощения света многие выводы галактической астрономии оказывались перед необходимостью пересмотра.

В свете сказанного становится очевидным, что изучение пространственного распределения межзвездной материи, выявление ее оптических свойств и определение величины поглощения света в разных направлениях является проблемой, имеющей большое научно-практическое значение.

Наконец, в-третьих, проблема изучения межзвездной материи связана также с задачами космогонии. Независимо от существующего ныне

расхождения в мнениях о форме и роде материи, из которой могут образоваться звезды, было бы разумным представить дозвездное состояние материи в виде межзвездной материи, так как нам до сих пор не известен другой вид материи, эволюционный путь которого привел бы к звездному состоянию. Всестороннее изучение межзвездной материи очевидно способствовало бы представлению этой картины эволюции, т. е. механизма образования звезд. Кроме того, межзвездная материя может оказаться не только материалом для образования звезд, но и представляет собой в значительной степени продукт их дальнейшего развития (имеется в виду извержение материи из горячих гигантов [1]).

К сказанному следует добавить и то, что судьба дальнейшей эволюции уже «оформленной» звезды, согласно некоторым гипотезам [2], во многом зависит от того, подвергается она или нет влиянию со стороны межзвездной материи. Межзвездная материя играет первостепенную роль также в космогонических гипотезах о происхождении солнечной системы. Большинство из космогонических проблем связано с проблемой межзвездной материи.

В свете всего сказанного можно утверждать, что проблема изучения межзвездной материи является одной из фундаментальных проблем современной астрономии. На нынешнем этапе развития астрономии она считается весьма актуальной и имеющей большой научный интерес.

Межзвездная материя является предметом оживленного и многостороннего изучения в течение последних 25 лет. Сейчас уже можно говорить о многих свойствах межзвездной материи и представляется возможным во многих случаях делать количественные оценки ее характеристик. Наши знания в отношении этой многосторонней проблемы расширяются, стремясь к всестороннему выяснению природы и свойств межзвездной материи.

Первое, что уместно здесь заметить, это то, что межзвездная материя не является качественно отличающейся от известных нам форм существования материи. В ней обнаруживаются знакомые нам формы материи, что свидетельствует об единстве нашего звездного мира; в ней наблюдаются движения и преобразования материи, не выходящие по существу за рамки известных нам по нашему галактическому миру явлений и представлений. В межзвездном пространстве обнаружены вещества, уже известные нам на Земле и имеется основание полагать, что в ней нет существенно новых неизвестных веществ [3].

В межзвездном пространстве материя встречается в самых разнообразных формах. Наблюдаются электроны, нейтральные и ионизованные атомы, молекулы, группы и соединения молекул, которые создают частицы разных величин и метеорные тела разных размеров.

Электроны, атомы и отдельные молекулы образуют т. н. межзвездный газ, а твердые частицы—межзвездную пыль. Взаимодействие и взаимосвязь между двумя составляющими межзвездной материи—газовой и пылевой—проявляется в различных случаях по разному. Процессы протекают в двух направлениях, т. е. имеет место как случай конденсации газа в пыль, так и испарение пыли. Встречаются небесные объекты, состоящие главным образом из межзвездного газа (планетарные и диффузные туманности), а также объекты, состоящие главным образом из пыли (пылевые туманности). Однако, в подавляющем большинстве случаев пыль и газ очевидно перемешаны между собой, образуя газово-пылевые облака.

Единственным до настоящего времени средством изучения межзвездной материи является анализ света звезд, приходящего к нам сквозь

межзвездную материю. Свет, идущий от звезд, может подвергаться различного рода влияниям со стороны межзвездной материи. Нейтральные или ионизованные атомы, а также молекулы образуют в спектрах далеких звезд линии поглощения. Частицы пыли, в зависимости от того, какие у них размеры, могут вызвать как общее, так и избирательное ослабление света звезд, т. е. будет иметь место явление экранирования или рассеяния света.

Сообразно с этими явлениями и разрабатываются и применяются различные методы изучения межзвездной материи. Весьма эффективным и плодотворным является изучение межзвездной материи фотометрическим и колориметрическим методами. Наши знания о межзвездной материи получены в основном благодаря данным фотометрических и колориметрических наблюдений. Мощным средством является также изучение спектров далеких звезд с линиями поглощения межзвездного происхождения. Этим путем можно строить суждение о химическом составе межзвездного газа, а также о движениях межзвездных масс. Особо выгодным является исследование диффузных и планетарных туманностей непосредственными наблюдениями для изучения физической природы и структуры межзвездной материи.

Поскольку объектами настоящего исследования являются темные туманности, в которых преобладает пылевая составляющая межзвездной материи, и с другой стороны, наш метод исследования является статистическим, мы не зададимся целью изложить состояние проблемы и методы изучения газовой составляющей межзвездной материи, а также и общей проблемы межзвездного поглощения. Круг этих вопросов довольно обширен иложен в разного рода работах. Впрочем, редко встречаются большие обзоры со всесторонним освещением этих вопросов. В числе же таких можно назвать статьи П. П. Паренаго и Б. А. Воронцова-Вельяминова [4, 5], книгу Бекера [6], которая, впрочем, успела заметно устареть, и монографию Е. К. Харадзе [7]. Мы изложим далее лишь вопросы, касающиеся темных туманностей.

## § 2. Темные туманности

Клочковатость структуры Млечного Пути стала хорошо известна наблюдателям неба, впервые применившим телескопы; она выступалаование на небе областей, богатых звездами, с областями, в которых почти отсутствуют звезды, первое время было принято за реальный факт, т. е. свободные от звезд места считались действительными «прорывами» в распределении звезд вдоль плоскости Галактики.

Темные места в области Млечного Пути, которые в некоторых местах так явно выделялись, что ассоциировались с «угольными мешками», обращали на себя внимание выдающихся астрономов прошлого столетия. Еще раньше В. Гершель первый серьезно обратил на них внимание и, систематически наблюдая их, заметил, что они часто находились вблизи светлых диффузных туманностей. Обоснованное предположение В. Я. Струве о существовании межзвездного поглощения сыграло важную роль в пользу мнения о реальности темных туманностей. После первых фотографических работ Барнarda, выполненных в конце прошлого столетия, мнение о том, что темные пятна в областях Млечного Пути представляют собой результат поглощения света далеких звезд межзвездной материи, утвердилось. Затем последовали исследования отдельных темных туманностей, выполненные Вольфом [8], Дайсоном и Мелотом [9], Паннекуком [10] и др. Со временем

накоплялись факты, свидетельствовавшие о наличии в нашей Галактике в значительном количестве неизлучающих пылевых облаков, которые поглощая свет лежащих за ними звезд, создают темные места с видимым дефицитом звезд.

Теперь уже нет сомнения в реальности темных облаков, как образований межзвездной материи. В пользу того мнения, что темные пятна в областях Млечного Пути являются действительно существующими пылевыми облаками, говорят следующие обстоятельства и факты, к которым привело нас современное развитие галактической астрономии.

Посредством фотометрических и колориметрических наблюдений установлено существование поглощающей и рассеивающей свет материи, которая вызывает покраснение звезд, причем покраснение тем больше, чем дальше находится от нас звезда. Обилие в нашей Галактике такой материи является наблюдаемым фактом. Представляется вполне естественным, что эта материя проявляет себя в виде поглощающих облаков и в окрестностях Солнца, создавая видимое разрежение звездной плотности в облаках Млечного Пути.

В этом отношении наша Галактика не является исключением, т. е. присутствие диффузной материи в звездных системах можно считать всеобщим явлением. Действительно, у близких нам внегалактических туманностей наблюдается наличие поглощающей материи; особенно явно это проявляется, когда туманности просматриваются «сбоку».

В направлении темных пятен не наблюдаются внегалактические объекты, и вообще внегалактические туманности образуют т. н. «зону избегания», которая почти совпадает с экваториальным поясом Галактики. Становится очевидным, что такая закономерность в распределении внегалактических туманностей и отсутствие в направлении темных пятен внегалактических объектов, можно объяснить только наличием в областях Млечного Пути поглощающей свет материи.

В пользу мнения о реальности темных облаков в некоторой степени могут свидетельствовать сами формы и структурные особенности темных пятен. Сложные вихревые и волокнистые формы, тенденция к общей ориентировке и к группировке, длинные каналы, некоторые закономерности в их распределении и т. п. можно считать некоторым доказательством реальности темных туманностей как образований межзвездной материи.

Одно рассмотрение фотографий Млечного Пути убеждает нас в иррегулярности и дискретности строения межзвездной материи, т. е. в том, что межзвездная материя не представляет собою однородного сплошного слоя, заполняющего какую то часть пространства в нашей звездной системе, а состоит из отдельных, дискретных облаков разных размеров и плотностей. Об этом свидетельствуют и другие факты.

Многочисленные фотометрические и колориметрические исследования показали, что величина поглощения сильно меняется, когда мы рассматриваем участки неба в различных направлениях, и это обнаруживается в пределах одного созвездия, а в некоторых случаях в направлениях, отличающихся друг от друга всего на 1—2 градуса. Обнаружены участки Млечного Пути, где поглощение почти отсутствует до 2000 пс. Кроме того, часто величина поглощения увеличивается с расстоянием не равномерно, а скачками. Изучение поглощения света по галактическим долготам также приводит нас к выводу, что межзвездная материя расположена в пространстве дискретно.

К такому же выводу пришли академик В. А. Амбарцумян [11], В. Е. Маркарян [12] и другие, исследуя флюктуации в числах внегалактических туманностей и звезд. Обнаруженный В. А. Амбарцумяном эффект увеличения средней квадратичной флюктуации в числах внегалактических туманностей с уменьшением галактической широты находит себе естественное объяснение в гипотезе о дискретной структуре межзвездной материи.

Таким образом, можно считать установленным фактом, что пылевая составляющая межзвездной материи состоит из отдельных дискретных облаков—темных туманностей разных величин и плотностей.

### 3. Методы изучения темных туманностей

Изучение темных туманностей шло по трем путям. Исследовались отдельные темные туманности по подсчетам звезд, причем ставились задачи изучения видимых форм и размеров, расстояний от нас и величины поглощения света, производимого данной туманностью. Второй путь заключается в сочетании изучения данной проблемы с изучением проблемы межзвездного поглощения, основанным на данных, получаемых колориметрическим методом. Так, изучались физические условия в темных облаках, а также значения физических и геометрических характеристик темных туманностей. И, наконец, основываясь на каком-нибудь разумном исходном предположении о темных туманностях и используя статистический метод, определяли средние значения некоторых характеристик темных туманностей.

В основе метода звездных подсчетов, предложенного Вольфом [13], лежит сама по себе простая идея. Темная туманность, поглощая свет лежащих за ней звезд, должна изменить ход функции числа звезд  $N(m)$  по  $m$ . Строится кривая функции  $N'(m)$  для звезд, находящихся в области темной туманности, а также—для сравнения—аналогичная функция  $N(m)$  для соседней «нормальной» области. Место и величина расхождения этих кривых указывают на удаление от нас темной туманности и величину поглощения света в ней. Математический анализ метода Вольфа, данный К. Ф. Огородниковым [14], указывает на следующую зависимость между функциями  $N(m)$ ,  $N'(m)$  и  $A(m)$ :

$$N'(m) = N(m - \varepsilon) + \varepsilon A(m), \quad (1)$$

где  $\varepsilon$ —поглощение света, выраженное в звездных величинах, а  $A(m)$ —число звезд, звездная величина которых заключается в интервале  $m_0 - \frac{1}{2}, m_0 + \frac{1}{2}$ .

При выводе формулы (1) сделано допущение, что дисперсия в абсолютных звездных величинах звезд  $\alpha$  равна нулю, т. е.  $M = const$ , а это имеет существенное значение.

К. Ф. Огородников показал, что если  $\alpha$  не очень велика и функцию светимости  $\varphi(M)$  представим в виде:

$$\varphi(M) = \frac{1}{\alpha \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2\alpha^2}(M-M_0)}$$

функция  $N'(m)$  примет вид:

$$N'(m) = N(m - \varepsilon) + \varepsilon \cdot A(m) \int_{-\infty}^Q e^{-x^2} dx, \quad (1')$$

где

$$Q = \frac{m_0 - m + M_0 - M}{\sqrt{2\alpha}}$$

Формула (1') превращается в формулу (1) при  $\alpha = 0$ .

К. Ф. Огородников предложил свой метод, который пригоден при любом значении дисперсии  $\alpha$ . Зависимость между функциями  $N(m)$ ,  $N'(m)$ ,  $A(m)$ ,  $A'(m)$  и величинами  $\rho_0$ ,  $\varepsilon$ ,  $\lambda$  получилась следующая:

$$\log N'(m) \left[ \frac{A(m)}{N(m)} - \frac{A'(m)}{N'(m)} \right] = \log P + \log D_0 \varphi(M),$$

где

$$P = \varepsilon \cdot c \omega e^{\varepsilon(3-\lambda)\rho_0}$$

и для звездной плотности  $D(r)$  принят закон Зелигера:

$$D(r) = D_0 r^{-\lambda}$$

Далее, путем некоторых манипуляций и на основе сопоставления кривой  $\log P_0 \varphi(m)$  с кривой  $\log N'(m) \left[ \frac{A(m)}{N(m)} - \frac{A'(m)}{N'(m)} \right]$ , определяются  $\varepsilon$  и  $\rho_0$ , т. е. поглощение света и расстояние до темной туманности.

Метод К. Ф. Огородникова свободен от тех ошибок, которые обусловлены неучетом дисперсии  $\alpha$ . Этот метод можно считать лучшим средством определения величины поглощения  $\varepsilon$  и расстояния  $\rho_0$  отдельных темных туманностей<sup>1</sup>.

Метод подсчетов звезд имеет ряд недостатков, которые делают полученные результаты в некоторых отношениях не вполне точными, как например: выбор «нормальной» области для сравнения является более или менее субъективным и условным. При этом получаются результаты относительные. Кроме того, обычно на поверхности темной туманности недостаточно количества звезд для осреднения. Источниками погрешностей в результатах являются ошибки в звездных величинах и дисперсия абсолютных величин звезд.

Следует особо отметить следующее обстоятельство. Подсчеты звезд ведутся на определенных площадках, размеры которых в большинстве случаев равны  $500'' \times 500''$ . Поэтому особенности формы и структуры темных туманностей могут теряться благодаря осреднению. В этом можно убедиться, сравнивая контуры темных туманностей, полученные посредством подсчетов звезд, с фотографиями тех же туманностей. Таким об-

<sup>1</sup> Мы не останавливаемся на описании известных по литературе многих модификаций и усовершенствований метода Вольфа [65], [66], [67], [68], [69], [70], [71], [72], [73], [74], тем более, что они уступают по точности и простоте применения методу Огородникова.

разом, можно заключить, что метод подсчетов звезд не способен выявлять тонкие структурные особенности темных туманностей. Особенно это можно утверждать относительно темных туманностей малых размеров.

Но тем не менее, метод подсчетов звезд до настоящего времени является распространенным и плодотворным средством изучения отдельных темных туманностей. С целью изучения отдельных обширных участков Млечного Пути по единому плану велась согласованная работа некоторых обсерваторий: Пулковской, Гарвардской, Упсальской и др. Почти все темные туманности, доступные наблюдению обсерваториями северного полушария, изучены методом звездных подсчетов.

Анализ света, прошедшего сквозь темную туманность, является средством изучения физических условий в темных облаках, так что исследование межзвездного поглощения должно доставлять нам ряд ценных данных о темных туманностях. В подтверждение сказанного мы приведем два примера. Сам факт существования, наряду с общим, избирательного поглощения говорит о том, что в темных туманностях находятся частицы малых размеров, вызывающие рассеяние света. Это обстоятельство имеет важное значение при определении массы, плотности, оптических свойств и других характеристик темных туманностей. С другой стороны, представляется возможным определить наиболее распространенные размеры частиц, так как характер избирательного поглощения, т. е. зависимость величины поглощения от длины волны  $\lambda$  можно установить непосредственными наблюдениями.

Ход коэффициента поглощения с расстоянием указывает на распределение оптических толщин и общий характер изменения пространственной плотности межзвездных облаков, встречающихся на пути луча. Кроме того, методом избыток цвета установлены дискретность строения межзвездной материи, ее тенденция к концентрации в плоскости Галактики, существование межзвездных облаков на близких расстояниях от Солнца и многие другие факты. Одним словом, почти все результаты, полученные изучением общего и избирательного поглощения, прямым или косвенным образом доставляют сведения о самих темных туманностях.

В литературе известны исследования темных туманностей, в которых использован статистический метод. Несмотря на то, что исследования такого рода могут доставить нам много ценных сведений о темных туманностях, они встречаются реже других. Причиной этого, как нам представляется, является отсутствие до настоящего времени материала по темным туманностям, пригодного для статистических исследований. На сегодняшний день имеется единственный каталог темных туманностей, составленный Барнардом еще в 1927 году. При всех его достоинствах он не удовлетворяет всем нынешним требованиям. Поэтому средние значения многих характеристик темных туманностей определялись на основе других данных или на основе тех или иных предположений теоретического характера. Подробно об этих характеристиках будет идти речь в следующем параграфе.

#### § 4. Характеристики темных туманностей

Теперь мы знаем, что межзвездная материя сконденсирована в отдельные облака, но ввиду того, что облака имеют крайне неправильные формы и зачастую не отделяются друг от друга, средние геометрические характеристики темных туманностей приобретают несколько условный смысл. Благодаря клюковатой структуре, на периферии темного облака могут образоваться локальные сгущения или отдельные образования, соединяющиеся с большой туманностью узкими перешейками. Такие локальные образования мы считаем в дальнейшем нашем описании за отдельные туманности, так как, нам кажется, они не могут не играть несколько самостоятельной роли в эволюции темных облаков.

Определение расстояния  $r$  до темных туманностей позволяет оценить их геометрические размеры, так как угловые размеры этих объектов легко измерить непосредственно. При выводе средних размеров темных туманностей следует учитывать два обстоятельства: во-первых, расстояния  $r$  определяются методами подсчетов звезд, но эти подсчеты применялись в большинстве случаев для больших туманностей, так как они и привлекали к себе внимание исследователей. Во-вторых, вследствие осреднения в подсчетах звезд сглаживались темные туманности малых размеров. Таким образом, выбор темных туманностей не был равновероятным в смысле их геометрических размеров.

По данным ранних определений, впоследствии исправленным К. Ф. Огородниковым и О. В. Добровольским [15], П. П. Паренаго [16] вывел среднюю величину радиуса темных туманностей:

$$\bar{R} = 10 \text{ pc}. \quad (2)$$

Но, в силу вышеизложенного, значение (2) можно считать преувеличенным.

П. П. Паренаго [16] оценил  $\bar{R}$  и другим путем. Он получил зависимость:

$$a_0 = \frac{3\pi^2}{8} \bar{\epsilon} \varphi(0) \bar{R}^2,$$

которая связывает величины:  $a_0$  — поглощение на килопарсек в плоскости Галактики,  $\bar{\epsilon}$  — среднее поглощение темных туманностей,  $\varphi(0)$  — число темных туманностей в единице объема в окрестностях Солнца и  $\bar{R}$  — средний радиус. Из этих величин надежно определены  $a_0$  и  $\bar{\epsilon}$ . Относительно  $\varphi(0)$  можно допустить:  $\varphi(0) = 7 \cdot 10^{-4}$  тем.тум/парсек<sup>3</sup>. Тогда для  $\bar{R}$  получится

$$\bar{R} = 2.3 \text{ pc}.$$

По П. П. Паренаго предельные значения радиусов темных туманностей заключаются между 1—15 парсеками.

Как мы уже указывали, темные туманности, создающие клюковатую структуру Млечного Пути, находятся на небольшом расстоянии от Солнца. Среднее расстояние по данным Огородникова и Добровольского составляет 600 парсеков. Крейкен [18] предпо-

лагает, что они расположены еще ближе—на 100-200 парсеков. По Б. В. Кукарину [19] это расстояние—150-250 парсеков.

Важной характеристикой темных туманностей является их поглощающая способность. Она характеризуется величиной  $\epsilon$ —средним поглощением света в отдельном темном облаке. Величину  $\epsilon$  можно определить несколькими путями. Можно взять ее непосредственные определения по методу звездных подсчетов. Однако, как уже указывалось, этим методом изучались темные туманности, наиболее выделяющиеся на фоне звезд, т. е. с большими  $\epsilon$ . Статистическим методом по флюктуациям в числах внегалактических туманностей В. А. Амбарцумян [11] получил  $\bar{\epsilon}=0.19$ . Для этой величины Б. В. Кукарин [21] и П. П. Паренаго [22] получили соответственно  $\bar{\epsilon}=0.34$  и  $\bar{\epsilon}=0.27$ . Так что, учитывая данные других авторов, для  $\bar{\epsilon}$  можно взять среднее значение:  $\bar{\epsilon}=0.25$ .

Как мы уже отметили, избирательный характер поглощения указывает на то, что межзвездные облака состоят из частиц пыли. Трудами многих исследователей установлено, что величина избирательного поглощения  $A$  обратно пропорциональна длине волны в степени  $\alpha$ , т. е.

$$A \sim \lambda^{-\alpha}$$

Относительно  $\alpha$  исследованием О. А. Мельникова [17] в 1936 г. установлено, что для фотографической области спектра  $\alpha=1$ . Впоследствии этот вывод нашел себе подтверждение в трудах других авторов ([60], [61], [62], [63] и др.). Следует только подчеркнуть, что  $\alpha$  не постоянна для различных областей спектра. Так что лишь в фотографической области имеем мы:

$$A \sim \lambda^{-1}$$

Это дает нам возможность судить о размерах частиц межзвездной пыли. О. Струве [23], анализируя всевозможные размеры пылевых частиц, остановился на значениях:

$$\rho=10^{-5} \text{ см},$$

отбросив все остальные по разным соображениям. Разумеется, (3) имеет статистический смысл, т. е. среди всевозможных размеров частиц  $\rho=10^{-5} \text{ см}$  встречаются как самые распространенные и преобладающие; наряду с ними могут быть частицы не эффективные в смысле поглощения света и потому — не обнаруживаемые. В исследовании Е. К. Харадзе [7], как, впрочем, и в некоторых других, имеется указание на зависимость величины  $\rho$  от галактической широты. Пылевая среда состоящая из частиц размерами  $\rho=10^{-5} \text{ см}$  обладает большой поглощающей способностью. По подсчетам Ресселя [24], 0.1 мг пыли, состоящей из частиц с радиусами  $\rho=10^{-5} \text{ см}$ , на 1 см<sup>2</sup> сечения способна ослабить свет на  $\Delta m=9^m$ .

Постолько, поскольку признается справедливость теории М и [34], [25] в отношении рассеяния света частицами межзвездной пыли, что предполагается вполне вероятным, последняя должна состоять из твердых

частиц. Но, мы не можем знать, являются ли они металлическими шариками или кристаллами льда, диэлектриками и т. п. Теория М и не позволяет однозначно решить вопрос о химическом составе и о радиусах частиц межзвездной пыли.

Исследования плотности материи в темных туманностях, опирающиеся на разные методы, приводят к результатам, удовлетворительно согласующимся между собой. Оценки плотности по звездным движениям, по частоте гиперболических метеоров или для отдельных темных туманностей по их оптическим толщинам группируются вокруг значения:

$$5 \cdot 10^{-24} \text{ гр}/\text{см}^3,$$

которое и можно принять за среднюю плотность материи в темных туманностях.

Число темных туманностей в единице объема, т. е. их пространственная плотность и общее число темных туманностей в Галактике можно определить, основываясь на работе В. А. Амбарцумяна и Ш. Г. Гордадзе [26]. Получается, что одна темная туманность встречается в кубе с ребром в 15 парсеков. Однако, указанная здесь работа утверждает идентичность светлых и темных туманностей.

Если принять для плотности темных туманностей в окрестностях Солнца значение:

$$D(0)=7 \cdot 10^{-4} \text{ тем.тум}/\text{pc}^3,$$

то по П. П. Паренаго [28] общее число темных туманностей в Галактике будет:

$$N=10^8.$$

По оценкам В. Г. Фесенкова [29] и П. П. Паренаго [22] общая масса темных туманностей в нашей Галактике оказывается равной:

$$M=10^8 \text{ солн. масс.}$$

Таким образом, современные значения характеристик темных туманностей сводятся к следующему. Межзвездная пыль, имея массу равную  $10^8$  солн. масс и состоящая из твердых частиц различных величин, среди которых преобладающими являются частицы с радиусом  $10^{-5} \text{ см}$ , образует отдельные пылевые облака, общее число которых порядка  $10^8$ . Эти облака имеют самые разнообразные формы и различаются между собой по размерам, массам, плотностям и т. д. Однако, «средняя темная туманность» имеет радиус равный 2.5 pc, массу равную одной солнечной массе и плотность  $10^{-24} \text{ гр}/\text{см}^3$ .

## § 5. Статистические функции характеристик темных туманностей

Темные туманности, как это теперь уже неоспоримо, являются причиной межзвездного поглощения. Установлено, что резкие изменения поверхностной яркости Млечного Пути создаются благодаря поглощению света темными облаками, находящимися на близких расстояниях от Солнца. Этот вопрос исследовал Крейкен [31]. Если  $\Delta M$  будет поглощение света, производимое темным облаком, то разность, в яркостях поверхности темной туманности с нормальной областью  $\Delta m$ ,

выраженная в звездных величинах, будет зависеть от  $\Delta M$  и  $r$  — расстояния темной туманности от наблюдателя. Крейкен дает следующую зависимость

$$\Delta m = 2.5 \log 0.1 [n + (10 - n) \cdot 10^{-0.4 \Delta M}], \quad (4)$$

где  $n=0, 1, 2, \dots, 10$  соответствуют различным расстояниям. При  $n=0$ , т. е. при непосредственной близости темной туманности к наблюдателю,  $\Delta m = \Delta M$ , а при  $n=10$ , т. е. при  $r=\infty$ ,  $\Delta m = 0$ . Крейкен составил таблицу выражения (4) для значений  $\Delta M=1, 2, 5, 5, 10; n=1, 2, \dots, 10$  и, анализируя ее, пришел к следующему заключению. Эффект поглощения света темной туманностью в поверхностной яркости неба  $\Delta m$  является функцией расстояния  $r$  и непрозрачности  $\Delta M$ . Этот эффект быстро уменьшается с увеличением расстояния  $r$  и уже после 1000 парсеков он становится одинаковым для туманностей, сильно различающихся между собой по  $\Delta M$ . Для темных туманностей,  $\Delta m$  которых равно 2 и 3 звездным величинам, максимальное расстояние (т. е. при минимальном значении  $\Delta M$ ) заключается в пределах 100—200 парсеков. Отсюда Крейкен приходит к выводу, что темные туманности, создающие резкие и сильные изменения яркости Млечного Пути, должны находиться на близких расстояниях от Солнца — на 100-200 пс.

Изложенный вывод также вытекает из установленной Б. В. Кукариным [19] корреляции между яркостью различных участков Млечного Пути и избытком цвета звезд, расположенных в этих же участках и находящихся на расстоянии 160-250 парсеков. Эта корреляция отсутствует, когда берутся далекие звезды (т. н. парадокс Шайна [33]).

Как мы уже указали, изучение темных туманностей в отдельных участках неба позволяет получить сведения относительно структуры Млечного Пути. Кроме того, замеченные структурные особенности самих темных туманностей являются до настоящего времени важным средством, дающим возможность судить о силах действующих на темные облака и возможных путях их развития\*.

Однако, изучение многих вопросов звездной астрономии в большой степени зависит от тех данных, которыми мы располагаем о средних значениях характеристик и об осредненной картине пространственного распределения темных туманностей. Поэтому изучение статистических функций характеристик темных туманностей приобретает важное значение.

Крайне интересным является пространственное распределение темных туманностей, т. е. знание функции плотности  $D(r)$ . Как известно, иррегулярность видимого распределения темных туманностей вызвана главным образом туманностями, находящимися на близких к нам расстояниях. Поэтому, в процессе исследования всей системы темных туманностей, казалось бы, можно отвлечься от влияния видимой иррегулярности и допустить:

$$D(r) = \text{const.} \quad (5)$$

\* Эти вопросы нами снова будут затронуты в третьей главе настоящего исследования.

Так делается во многих исследованиях ([31] и друг.). Однако, такое упрощение задачи нельзя признать удовлетворительным, и оно несовместимо с современными представлениями о подсистемах Галактики. Падение плотности в направлении, перпендикулярном плоскости Галактики, в других подсистемах носит экспоненциальный характер, и поэтому представляется разумным предложенный П. П. Паренаго [16] вид для функции

$$D(r) = D(o) e^{-\frac{r \sin b}{\beta}} \quad (6)$$

Однако, прямого, т. е. получаемого по непосредственным подсчетам, доказательства справедливости закона (6) или несправедливости (5) не дано до сих пор.

По аналогии с другими подсистемами Галактики делалось обобщение выражения (6), которое учитывает изменения плотности темных туманностей по галактической долготе (А. С. Шаров [64]).

Еще мало известно относительно функции распределения темных туманностей по радиусам  $R$ , т. е.  $\varphi(R)$ . П. П. Паренаго [22] предложил для этой функции вид, аналогичный максвелловскому закону распределения модулей скоростей молекул газа:

$$\varphi(R) dR = \frac{4h^3}{\sqrt{\pi}} e^{-h^2 R^2} R^2 dR.$$

Крейкен [18], не придавая функции  $\varphi(R)$  конкретного вида, делает вывод, что средний видимый радиус темных туманностей пропорционален  $r^{-1}$ , а также, что число темных туманностей возрастает пропорционально  $r$ . Однако здесь сделано допущение:  $P(r) = \text{const.}$

Е. Л. Руккол [36] исследовала распределение правильных темных туманностей по величине сжатия:

$$\gamma = \frac{a-b}{a},$$

где  $a$  и  $b$ , соответственно, большая и малая ось эллипсоида вращения, за каковой принимается темная туманность, видимая в форме эллипса. Функция распределения  $\varphi_1(\gamma)$ , которая построена, правда, на небольшом материале (69 объектов), представлена в графическом виде, из которого следует, что преобладают темные туманности с большими  $\gamma$ , т. е. более вытянутые. Ею же построена функция распределения по углам ориентации  $\phi$ , т. е.  $\varphi_2(\phi)$  и она пришла к выводу, что большинство темных туманностей ориентировано вдоль плоскости симметрии Галактики.

Несмотря на то, что неоднократно определялось среднее значение величины поглощения света темной туманностью  $\epsilon$ , не было предложено вида функции распределения темных туманностей по  $\epsilon$  т. е.  $\varphi_3(\epsilon)$ . Мы знаем, что существуют темные туманности, поглощение света в которых достигает трех и более звездных величин, а также туманности почти прозрачные. Очевидно, что представляет большой интерес функция распределения  $\varphi_3(\epsilon)$ .

Что касается других функций распределения темных туманностей, как например,  $\phi(M)$ —распределения по массам,  $\phi(\rho)$ —распределения по плотностям и т. д., они не изучены и более того,—о них даже не упоминается вовсе нигде.

Таким образом, можно заключить, что, несмотря на большую важность вопроса, статистические функции распределения темных туманностей не изучены должным образом. В одних случаях они строятся по аналогии с другими подобными явлениями или по соображениям теоретического характера, в других же—на основе весьма небольшого материала. А во многих случаях о них в литературе нет никаких указаний. Главной причиной этого положения, как нам представляется, является отсутствие до настоящего времени полного и однородного статистического материала относительно темных туманностей.

## II. О Каталоге темных туманностей

### § 1. Вводные замечания

Пылевая составляющая межзвездной материи, как уже было сказано в первой главе, не раз подвергалась исследованиям многими авторами с различных точек зрения. Благодаря этим исследованиям, основанным на разнообразных методах, получены довольно интересные сведения относительно темных облаков; определены значения многих характеристик отдельных темных туманностей; в модели Галактики межзвездным облакам отведено свое определенное место; оценены средние статистические значения ряда характеристик; разработана методика для учета поглощения света в межзвездном пространстве; для объяснения процессов, протекающих в межзвездной среде предложены различные механизмы, основанные на тех или иных предположениях.

Однако, до сих пор все еще не проведено полное морфологическое изучение Млечного Пути, т. е. не установлены контуры, формы и границы, по возможности, всех наблюдаемых темных туманностей, между тем как, на необходимость такого рода работы указывалось многими исследователями. Эта необходимость особенно чувствуется при изучении структуры Млечного Пути, при выяснении расположения спиралей нашей Галактики, исследовании распределения звезд на небе и т. д.

Наряду с этим до сих пор нет даже возможно полного списка темных туманностей, а надобность в нем также остро ощущается.

Каталог темных туманностей, который включал бы в себя возможно большее количество объектов и состоял бы из однородного материала, мог бы облегчить изучение многих вопросов современной звездной астрономии. Такой каталог мог бы объединить в себе известные данные о темных туманностях, разбросанные по разным печатным работам, мог бы свести их в одно целое. Он мог бы вместе с тем создать единую нумерацию темных туманностей, что также не сделано до сих пор, несмотря на то, что и это имеет немалое значение в смысле полноты дальнейших исследований в данной области. Послужив материалом для статистических исследований, подобный каталог, наконец, мог бы дать немало интересных выводов относительно статистики темных туманностей и их геометрических, физических и других характеристик.

Все исследования, выполненные в этом направлении, пусть даже не совсем строгие, т. е. не опирающиеся на точных подсчетах звезд, но охватывающие, по возможности, большой и однородный материал, нам представляются актуальными на данном этапе изучения межзвездной материи и имеющими значительную ценность, так как приходится ценить любую возможность углубления в изучение этой важной проблемы.

При детальном рассматривании фотографий Млечного Пути обнаруживается возможность установить наличие на них темных туманностей, очертить их формы и границы, оценить почернения, определить ориентацию, изучить структурные особенности и т. п., особенно, если это делается на таких прекрасных фотографиях, как атлас Росса и Кальверт [37].

Изложенные соображения заставили нас предпринять работу по составлению каталога темных туманностей.

Если делались такие попытки ранее, то исследователи безусловно становились перед лицом ряда трудностей, которые обусловливались следующими обстоятельствами. Хороших фотографий отдельных областей неба не было вполне достаточно для каталожной работы, а атлас Росса и Кальверт вышел в свет сравнительно недавно. Кроме того, не принято производить измерения на позитивных фотобумажных отпечатках, так как в большинстве случаев интерес к «темным пятнам» проявлялся постольку, поскольку он был связан с проблемой межзвездного поглощения, при изучении которой непрозрачные фотографии, т. е. фотобумажные отпечатки не применяются.

К сказанному следует добавить, что сами формы темных туманностей настолько разнообразны, различны по размерам и структуре, и отдельные туманности так часто накладываются одна на другую, что принцип разделения темного пятна на отдельные туманности, обозначения их и нумерации неизбежно был бы довольно субъективным. Причем, сам факт существования темной туманности на данном месте фотографии во многих случаях мог оказываться под сомнением.

Проще всего было обозначать темные туманности с помощью ближайшей яркой звезды или ограничиваться указанием только созвездий, к которым они принадлежат. В некоторых случаях обозначение темных туманностей связывалось со светлыми диффузными туманностями, на границах которых они находились. Так, почти случайно, обозначаются темные туманности почти во всех исследованиях, а единая нумерация пока еще не введена.

Говоря о том, что до сих пор не были сделаны попытки каталогизации темных туманностей, мы не имели в виду атлас и каталог Барнада, ибо мы намерены остановиться на них подробно, так как они являются единственной, как нам известно, попыткой дать общее, широкое описание участков Млечного Пути с целью систематизации, перенумерования и выявления структурных особенностей темных туманностей.

Мы оставляем в стороне рассмотрение многочисленных атласов, в которых наряду с другими небесными объектами указаны и темные туманности. Эти атласы не являются самостоятельными исследованиями, в них собраны данные из других литературных источников и они связаны либо с учебными пособиями, либо с популяризацией астрономии.

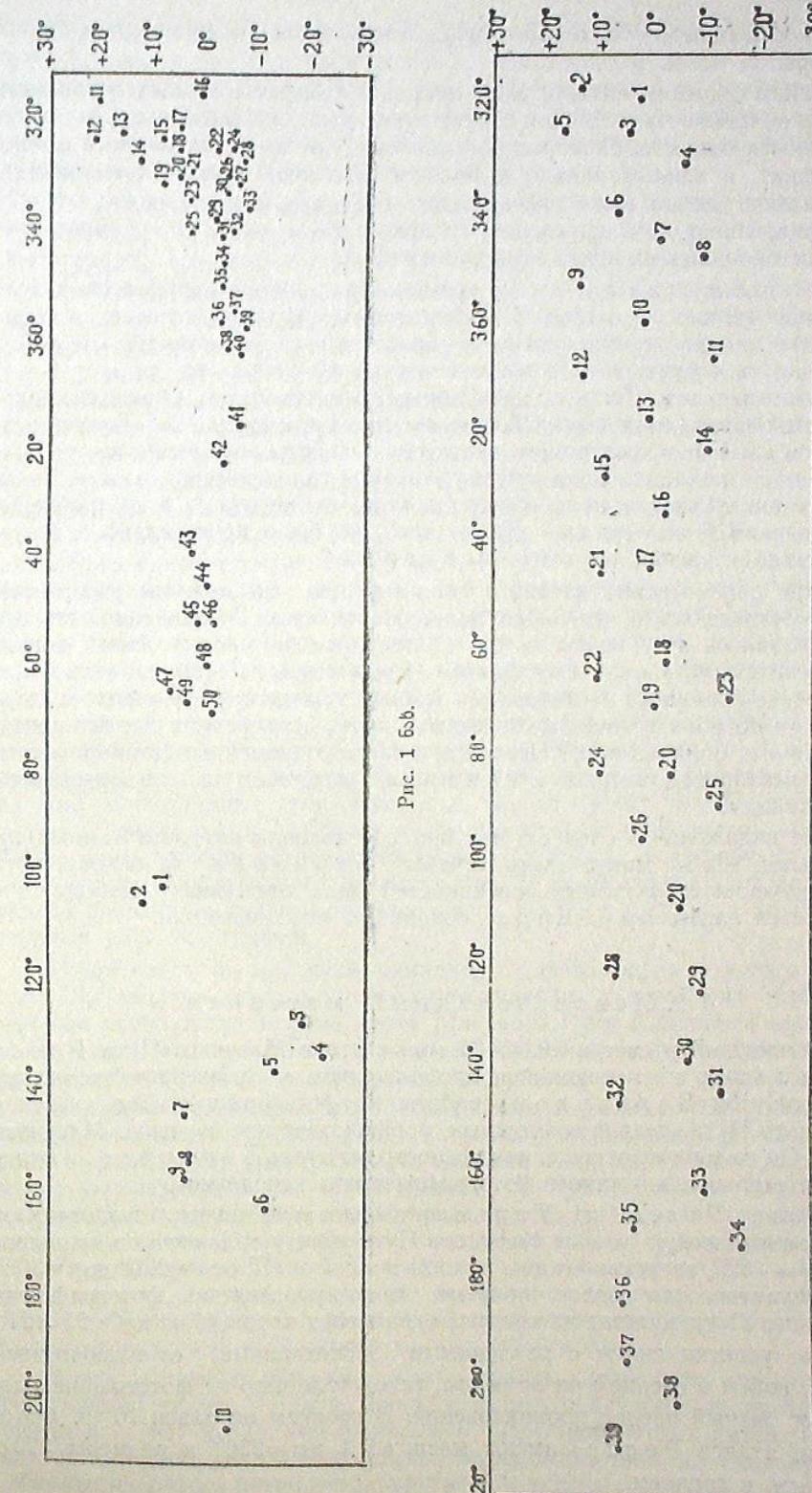
Атлас Барнarda [38] вышел в свет в 1927 году. Он состоит из двух частей. В первой части даются 50 фотографий избранных участков Млечного Пути, расположение центров которых представлено на рис. 1.

Фотографии, каждая из которых охватывает площадь на небе в среднем  $8^{\circ} \times 8^{\circ}$ , как это видно на рис. 1, довольно хорошо представляют участки Млечного Пути в направлении галактического центра. Там они перекрывают друг друга, чего нельзя сказать об остальной части полосы Галактики. Галактическая полоса с галактическими широтами  $\pm 20^{\circ}$  и долготами от  $/ = 80^{\circ}$  до  $/ = 210^{\circ}$  фотографиями охватывается только на 20%. Причем, обширные полосы в созвездиях Единорог, Персей, Жираф, Кассиопея, а также известное раздвоение Млечного Пути от созвездия Лебедя до Змеи вовсе не представлены. Таким образом, фотографии атласа Барнarda не представляют достаточно полно рассматриваемую полосу Млечного Пути. Барнارد видимо и не ставил себе целью представить всю галактическую полосу. Он выбирал участки, наиболее богатые темными туманностями, которые и считал более интересными для фиксирования и выявления структурных особенностей темных туманностей.

В первой же части атласа Барнarda дан каталог темных туманностей. В нем содержится 349 объектов и даются значения следующих характеристик: номера по порядку, экваториальные координаты, примечания о форме с указанием размеров диаметра или осей. Отмечены также ближайшие другие небесные объекты: яркие звезды, звездные скопления, диффузные туманности и др.

Во второй части атласа Барнarda даются карты соответствен-но фотографиям первой части. На картах нанесены контуры темных туманностей и приписаны номера, возрастающие в порядке прямых вос-ходжений. Следует отметить, что нумерация в атласе Барнarda сде-лана недостаточно аккуратно. Но контуры обведены с большой тща-тельностью и довольно точно. На картах нанесены те темные туманности, которые на фотографиях явно выделяются своей формой и чернотой. При установлении факта существования темной туманности руководящим критерием являлся контраст в почернении между фоном и темной ту-мостью, что вполне естественно. Но, здесь выделены только те тем-ные туманности, у которых величина этого контраста наибольшая. Так что большинство зафиксированных Барнардом темных туманностей не вызывает никакого сомнения. Можно только спорить о том, яв-ляются ли они самостоятельными, отдельными образованиями или частью, деталью другого соседнего темного пятна, так как в большинстве слу-чаев Барнардом зафиксированы темные туманности малых раз-меров.

Однако, в каталоге и атласе Барнarda пропущены многие тем-ные туманности, особенно—больших размеров и малой контрастности, слабо выделяющиеся на фоне звезд. Для подтверждения высказан-т. е. слабо выделяющиеся на фоне звезд. Для подтверждения высказан-ной мысли можно привести следующий пример. Светлая диффузная туманность «Америка» окружена темной пылевой матерью, создающей на фотографии темное пятно, в котором почти отсутствуют звезды. На фотографии № 46 атласа Барнarda эта диффузная туманность пред-ставлена хорошо и исследована детально. Но, темные туманности распо-ложенные к востоку и западу от туманности «Америки», на карту не на-несены, между тем как на ней зафиксированы многие маленькие тем-ные туманности, глобулы и даже отдельные черные волокна (см. темные



туманности №№ В 350, В 355 и др.). Можно было бы привести и другие примеры.

Таким образом, каталог Барнarda содержит темные туманности далеко не полностью. В нем отсутствуют, как уже было сказано выше, туманности больших размеров и туманности слабо выделяющиеся на фотографиях, а такими являются большинство всех темных туманностей. Кроме того, так как фотографии атласа Барнarda во многих случаях из перекрывают друг друга, ничего нельзя было сказать о темных пятнах, находящихся на краях этих фотографий.

Атлас Барнarda в свое время сыграл значительную роль в деле изучения темных туманностей. После него редко кто сомневался в реальности темных туманностей. Он предоставлял возможность детально исследовать структурные особенности этих объектов. Но, каталог Барнarda нельзя считать полным обозрением темных туманностей, каковыми являются различные «Обозрения» звезд или других небесных объектов, так как в нем, повторяем, далеко не полностью представлены темные туманности, находящиеся в рассматриваемой галактической полосе. Этим, наверное, и объясняется то обстоятельство, что не вошли в употребление обозначения Барнarda. Кроме того, не было произведено и статистического изучения каталога Барнarda.

При рассмотрении каталога Барнarda мы должны учесть еще одно обстоятельство, имеющее большое значение. Составление каталога производилось в ту эпоху, когда межзвездное поглощение света нельзя было считать установленным фактом. Тогда почти не существовали более или менее обширные исследования темных туманностей. Ничего не было известно об общей массе межзвездной материи, о средних характеристиках темных облаков и пр. Поэтому, в свете современных данных о темных туманностях, каталог Барнarda не может удовлетворять всем требованиям.

Из изложенного следует, что при составлении каталога темных туманностей мы не могли взять каталог Барнarda за основу, хотя для изучения структурных особенностей ряда отдельных темных туманностей карты Барнarda сохраняют свое значение.

## § 2. Использованный материал

Вышедший в свет в 1934—36 годах атлас Млечного Пути Росса и Кальверт, являющийся продолжением и усовершенствованием предпринятой Барнардом работы по фотографированию участков Млечного Пути, делает возможным морфологическое изучение Млечного Пути. Он во многих отношениях превосходит каталог Барнarda и отличается высоким качеством фотографического исполнения.

Атлас Росса и Кальверта довольно полно представляет всю галактическую полосу Млечного Пути между галактическими широтами  $b = \pm 25^\circ$ , за исключением полосы длиной в  $85^\circ$  от  $/=220^\circ$  до  $/=305^\circ$ . Эта галактическая полоса покрыта тридцатью девятью фотографиями Млечного Пути, каждая из которых охватывает площадь на небе  $21' \times 21'$ . Разные участки сняты с различными экспозициями, отличающимися между собой в среднем на один час, вследствие чего на фотографиях достигнут разный предел проникновения. В среднем он равен  $16.5$ . Фотографии атласа Росса имеют масштаб  $1 \text{ mm} = 236''$  и размеры  $320 \times 360 \text{ mm}$ , в среднем.

Расположение центров фотографий атласа Росса показано на рис. 2. Как видно, они расположены равномерно и почти во всех случаях перекрывают друг друга и этим дают возможность, во-первых, зафиксировать большинство темных туманностей на нескольких фотографиях и, во-вторых, связать между собой фотографии для приведения в одну систему при оценке почернений темных пятен.

В атласе Росса даются экваториальные координаты центра и четырех углов для каждой фотографии, галактические координаты центров фотографий, время и место съемки и продолжительность экспозиции.

Фиксирование темных туманностей на фотографиях атласа Росса производилось нами следующим образом. Для каждой фотографии нами составлены карты. Эта работа аналогична той, которая выполнена Барнардом во второй части своего атласа. На этих картах проведены все «топографические» и измерительные работы. На них нанесены контуры и центры темных пятен, проведены линии, указывающие направление их преимущественной ориентации, номер из каталога Барнarda, наш номер и отмечены некоторые структурные особенности отдельных областей неба. Лишь для фотографии № 14 карта не составлена, так как на ней не обнаружена ни одна неучтенная еще темная туманность. Таким образом, всего составлено 38 карт. Темные туманности, находящиеся, благодаря взаимному перекрыванию фотографий атласа Росса, на двух, независимо друг от друга составленных картах, сравнивались между собой, что являлось хорошим контролем как факта существования темных туманностей, так и значений их характеристик. Некоторые темные туманности зафиксированы даже на трех картах. Имели место случаи, когда темную туманность, хорошо заметную на одной фотографии, трудно было заметить на другой. Например, на фотографиях № 30 и № 31 представлена область богатая темными туманностями в созвездии Ориона. Две узкие длинные темные полоски около  $\alpha = 4^h 40^m$ ,  $\delta = 25^\circ$  хорошо заметны на фотографии № 30, но почти отсутствуют на фотографии № 31. Аналогичные случаи встречаются редко, но все же они требуют особо осторожного и тщательного рассмотрения. В таких случаях мы дополнительно привлекали к рассмотрению атлас Барнarda или другие доступные нам фотографии.

Наши карты по масштабу одинаковы с фотографиями атласа Росса. Они могут иметь самостоятельное значение для рабочих целей, так как они изображают темные места Млечного Пути в большой части галактической полосы. Однако, на них не нанесена координатная сетка и другие небесные объекты, что делает их применение затруднительным.

Неизбежна некоторая неопределенность в установлении очертаний темной туманности, так как редко встречаются туманности с вполне хорошо выраженным границами. Но нанесенные на карту контуры тем не менее удовлетворительно характеризуют особенности форм темных туманностей. Встречаются примеры, когда трудно установить границу между темной туманностью и фоном — настолько плавно и незаметно переходит темный фон в светлый. В таких случаях мы не проводили контуры. В тех случаях, когда темные пятна выделялись довольно четко, мы старались обвести контуры с возможной точностью, чтобы уловить более тонкие структурные особенности темных туманностей.

Контуры темных туманностей обводились следующим образом. На фотографию атласа Росса накладывалась целлулоидная прозрачная пленка и на ней чернилами наносились очертания темных пятен. Поглощая свет, пленка делала фотографию малоконтрастной, но мы старались избавиться от этого путем неоднократного и тщательного рассматривания

фотографии поочередно—с пленкой и без нее. С целлулойдной пленки контуры темных туманностей пересыпались на миллиметровую бумагу.

Положение темной туманности на небе, конечно, есть одна из ее характеристик; поэтому желательно наносить центры темных пятен с возможно большей точностью. Но, имея дело с такими протяженными и во многих случаях бесформенными объектами, какими являются темные туманности, поневоле приходится ограничиваться в точности при нанесении положения их центров и от координат темных туманностей не требовать большего, чем они могут дать; во всяком случае они вполне достаточны для фиксирования и отождествления их.

Под центром темного пятна мы понимали его геометрический центр, определение которого очень просто в случае правильной геометрической формы, но в случае бесформенного пятна центры наносились более или менее приближенно. Мы старались учесть и тот факт, что в некоторых случаях темные туманности имеют в разных местах разные почернения, и при определении центра следует принимать это во внимание, если мы хотим, чтобы этот центр совпадал с проекцией «центра тяжести» в картинной плоскости.

После того как у нас уже были карты, на которых были нанесены контуры темных туманностей, мы могли нанести на них еще одну характеристику. Известно, что в картинной плоскости темные туманности ориентируются в разных направлениях. В случае формы правильного эллипса на это направление ориентации может указать его большая ось, но даже в случае бесформенного пятна, особенно, когда оно вытянутое или волокнисто, это направление, называемое нами условно «направлением ориентации», во многих случаях можно провести с большой уверенностью. Мы проводили эти направления во всех случаях, когда это позволяла форма темных туманностей, воздерживаясь лишь в случаях круглых, трехугольных, квадратных и сложно-волокнистых форм.

Во всех случаях мы старались отождествлять зафиксированные нами темные туманности с туманностями Барнarda. Во многих случаях туманности совпадали полностью или частично, т. е. туманность Барнarda оказывалась частью нашей. В обоих случаях, мы наносили на карту номер из каталога Барнarda. Но в большинстве случаев темные туманности, зафиксированные на наших картах, не находились у Барнarda или соответствующий участок Млечного Пути вовсе не был представлен в атласе. Многие туманности Барнarda вовсе не у нас, т. к. они не обнаружены на фотографиях Росса из-за малого масштаба последних. Бывали и такие случаи, когда одну из представлений Барнардом темных туманностей мы, по некоторым соображениям, разделяли на несколько частей, но это—крайне редко.

На картах, кроме того, отмечались все замеченные нами или заподозренные структурные особенности в отдельных областях неба, а также все структурные особенности самих темных туманностей. О них будет подробно рассказано в следующей главе настоящего исследования.

### § 3. Статистические веса темных туманностей

При составлении каталога темных туманностей весьма важно правильно подойти к выбору принципа, основываясь на котором можно устанавливать существование темных туманностей т. е. иными словами, — найти критерии наличия темных туманностей, так как наблюдаемое темное «пятно» можно истолковывать либо как факт существования темной

туманности в данном месте, либо же как действительное отсутствие звезд. Следовательно, вопрос можно поставить так: какими объективными доводами мы располагаем при решении вопроса—имеется в данном месте неба, действительно, темная туманность или же это есть действительное разрежение звездного поля.

Следует заметить, что независимо от того, имеем ли мы в направлении темного пятна темную туманность или беззвездную область, интерес к составлению каталога не ослабляется, так как с точки зрения задач структурной астрономии было бы небезинтересным изучать свободные от звезд области и обнаруживать в них те или иные закономерности.

При обсуждении вопроса о критерии наличия темных туманностей мы руководствовались той простой мыслью, что клоаковая структура Млечного Пути создается, в основном, благодаря наличию в окрестностях Солнца поглощающих свет темных туманностей, которые распределены в пространстве неравномерно.

Действительно, сейчас уже никак нельзя примириться с допущением существования «пустых мест» вдоль плоскости Галактики, тем более, что здесь не просматриваются внегалактические объекты. Остается приписать клоаковость Млечного Пути следующим двум причинам: либо она вызвана неравномерным распределением поглощающей материи, либо естественными флюктуациями в звездных плотностях. По всей вероятности, действуют обе причины совместно. Однако, преобладает влияние первой. Мы исключаем из рассмотрения физически связанные группы (шаровые скопления и др.), которые легко распознать.

После работ В. А. Амбарцумяна [39], В. Е. Маркаряна [12], Крейкена и др. в астрономии утвердилось мнение, что неравномерность в распределении видимой звездной плотности в Млечном Пути вызвана, главным образом, клоаковой структурой поглощающей свет материи в окрестностях Солнца.

Действительно, если  $N(m)$  есть среднее число звезд ярче видимой звездной величины  $m$  на один квадратный градус, а  $N'(m)$  его значение для какой-нибудь области, то величина:

$$\Delta N(m) = N'(m) - N(m) \quad (1)$$

может служить мерой флюктуаций в числах звезд. Можно вычислить по известной из статистической физики формуле:

$$\delta = \sqrt{\frac{[\Delta N(m)]^2}{N(m)}} = \frac{1}{\sqrt{N(m)}} \quad (2)$$

наивероятнейшее значение относительной флюктуации, которое зависит только от средней звездной плотности. С другой стороны, эту же величину можно определить по подсчетам звезд. Таким образом, мы можем сравнить естественную флюктуацию  $\delta_{\text{ест}}$  с наблюденным значением колебания звездной плотности  $\delta_{\text{наб}}$ . По подсчетам Маркаряна, в среднем, имеем:

$$\frac{\delta_{\text{ест}}}{\delta_{\text{наб}}} = 0.1. \quad (3)$$

Таким образом, в наблюденных отклонениях звездной плотности 0.1 часть вызвана естественными колебаниями в числах звезд, а остальные 0.9 можно приписать темным туманностям. (Влияние ошибок в определении предельных звездных величин неощутимо). Мы не в состоянии отличить одно от другого уменьшения звездной плотности, вызванное первой или второй причиной, но представляется возможным установить ту границу степени разрежения звездной плотности, за которой

можно утверждать существование темной туманности. Таковой может быть значение (3).

Для установления наличия темной туманности в данном месте неба может играть некоторую роль сама форма темного пятна. Волокнистость, тенденция к общей ориентировке, сложные вихревые и клочковатые формы, во многих случаях—склонность к группировке темных пятен и др. наводят на мысль, что в темных «пятнах» мы имеем дело с огромной массой поглощающей свет материи, которая делится, рвется, конденсируется в отдельные образования под действием тех или иных сил.

Уменьшение звездной плотности с увеличением галактической широты или по другой причине регулярного характера легко отличимо по своим масштабам и закономерности падения. Оно обычно плавно и без заметных границ переходит в малочисленный звездный фон и этот переход происходит широким фронтом. Поэтому, нет опасности приписать такого рода уменьшение звездной плотности темным туманностям.

Нужно отметить здесь же, что иногда нам приходилось делить то или иное темное « пятно» на несколько темных туманностей. Это делалось в тех случаях, когда отдельные части целого отличались друг от друга чернотой или же сама форма темного пятна подсказывала это.

Темные туманности различаются между собой как размерами, так и чернотой. На небе встречаются самые разнообразные пятна: маленькие глобулы и обширные черные полосы в несколько десятков квадратных градусов; очень темные пятна, на которых почти отсутствуют звезды, и еле заметные сероватые волокна. Вполне очевидно, что все эти объекты не всегда могут играть одинаковую роль в статистических вычислениях. Изучение пространственного распределения массы пылевой материи, которое, как нам кажется, должно дать некоторое представление о природе связи между звездной и пылевой составляющими нашей Галактики, во многом зависит от массы, т. е. от размеров и плотностей отдельных темных туманностей. Поэтому представляется разумным приписывать отдельным темным туманностям вес, пропорциональный их массе.

Обозначим массу темной туманности буквой  $M$  и представим ее в виде произведения объема  $V$  на плотность материи  $\rho$  в темном облаке:

$$M = V \rho \quad (4)$$

или же

$$M = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho, \quad (5)$$

где  $R$  радиус сферы, имеющей объем  $V$ . Очевидно, что (5) можно переписать так:

$$M = \frac{4}{3} \pi R \rho r^2 \sin^2 \omega, \quad (6)$$

где  $r$ —расстояние до темной туманности, а  $\omega$ —угол, под которым виден радиус туманности.

Проекция темной туманности на картинную плоскость дает видимую поверхность площадь  $\sigma$ . Зависимость между  $\sigma$  и  $V$ , ввиду неправильных форм отдельных темных туманностей, невозможно установить, но когда мы имеем множество темных туманностей, которые имеют различные формы и ориентированы в пространстве произвольно, то представляется возможным допустить, что средний радиус окружности, имеющей истинную площадь  $\Sigma$ , пропорционален радиусу сферы, объем которой есть  $V$ , т. е. можно написать равенство:

$$V \bar{V} \sim V \bar{\Sigma} \quad (7)$$

При преобладании вытянутых туманностей это допущение, конечно, несколько смело, но мы идем на это, имея в виду, что вычисленные величины определяются лишь с некоторым приближением.

Таким образом, допуская пропорциональность между указанными выше радиусами, мы допускаем ошибку для каждой отдельной туманности, но эти ошибки некоторым образом взаимно компенсируются и ошибка для какого-либо направления, где встречается множество темных туманностей, становится незначительной. После сказанного и согласно (5) и (6) можно написать равенство:

$$\sigma = \pi \sin^2 \omega. \quad (8)$$

С другой стороны, произведение  $\rho R$ , как известно, пропорционально поглощению света звезд, проходящего через темное облако, выраженному в звездных величинах  $\varepsilon$ , так как допускается, что материя в пылевом облаке распределена примерно равномерно.

Таким образом, принимая во внимание равенство (8) и

$$\varepsilon = c' R \rho, \quad (9)$$

можно (6) переписать так:

$$M = k r^2 \sigma \varepsilon, \quad (10)$$

где

$$k = \frac{4}{3c'}. \quad (11)$$

Не трудно убедиться, что величину  $\varepsilon$  можно заменить пропорциональной ей величиной  $\Delta N(m)$ . Действительно, разложим в ряд функцию  $N(m-\varepsilon)$  и ограничимся первыми двумя членами:

$$N(m-\varepsilon) = N(m) - \varepsilon A(m) \quad (12)$$

В условиях, которые имеют место в нашем случае, соблюдается равенство:

$$N(m-\varepsilon) = N'(m) \quad (13)$$

и получим

$$\varepsilon \sim N(m) - N'(m) = \Delta N(m), \quad (14)$$

так как величина  $A(m)$  примерно одинакова для всех фотографий.

Равенство (10) перепишется так:

$$M = k \sigma \Delta N(m) r^2. \quad (15)$$

Введем обозначение:

$$\rho = \sigma \Delta N(m) \quad (16)$$

и назовем величину  $\rho$  «статистическим весом»; получим:

$$M = k \rho r^2 \quad (17)$$

Величину  $\rho$  можно определить по нашим измерениям. Она была бы пропорциональной  $M$ , если бы все темные туманности находились на одинаковых расстояниях. Однако, можно поставить вопрос так: если имеем совокупность темных туманностей—какова зависимость между средними значениями массы и статистическим весом для этой группы. Перепишем равенство (17) так:

$$\rho = M \frac{1}{r^2}. \quad (18)$$

Очевидно, что масса темной туманности  $M$  и обратная величина квадрата расстояния  $\frac{1}{r^2}$  являются независимыми друг от друга случайными величинами и, поэтому, к ним можно применить теорему о том,

что среднее значение произведения равно произведению их средних значений, т. е.

$$\bar{p} = \bar{M} \frac{1}{r^2} \quad (19)$$

Наши темные туманности расположены, в основном, в плоскости Галактики и для нас доступными являются туманности, находящиеся не дальше, чем 700 pc (см. главу IV). В этом сравнительно малом объеме пространства можно предположить, что функция плотности не зависит от галактической долготы  $l$ . В таком случае получим, что величина  $\frac{1}{r^2}$  имеет одно и то же значение на всех долготах  $l$ .

Утверждение, что  $\frac{1}{r^2}$  не зависит от  $l$  можно проверить следующим образом. Из физических соображений мы можем допустить, что средняя масса туманностей  $\bar{M}$  не зависит от  $l$  и, вообще,  $\bar{M}$  не является функцией координат. В таком случае распределение  $\bar{p}$  по галактическим долготам  $l$  может охарактеризовать распределение величины  $\frac{1}{r^2}$  по  $l$ . Это распределение представлено на рис. 3, который составлен по данным таблицы III (см. главу IV). Из этого рисунка видно, что  $\bar{p}$  почти одно и то же для всех направлений, а это, можно сказать, означает, что  $\frac{1}{r^2} = const$ .

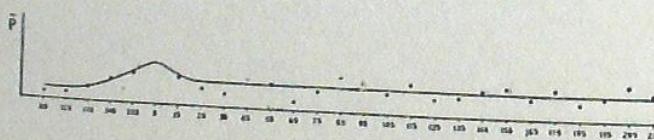


Рис. 3 бб.

Как исключение, в направлении  $l=5^\circ$   $\bar{p}$  имеет максимум и по нашей кривой получается, что в этом направлении темные облака находятся на очень близких расстояниях от нас.

Таким образом, при постановке вопроса грубо статистически, можно принять  $\frac{1}{r^2}$  за  $const$  и тогда формула (19) примет вид

$$\bar{M} = k \bar{p}, \quad (20)$$

т. е. величину  $\bar{p}$  можно использовать в некоторых вычислениях в качестве статистического веса.

В дальнейших вычислениях будут фигурировать лишь  $\bar{p}$  и в случаях, когда будем утверждать, что величина  $\bar{p}$  пропорциональна массе  $M$ , будет иметься в виду пропорциональность средних величин. Этим и продиктовано введенное нами название «статистический вес».

#### § 4. Определение значений характеристик темных туманностей

Для определения экваториальных координат темных туманностей методами фотографической астрономии фотографии атласа Росса не пригодны, так как на них нельзя производить измерений. Но, нам и не требуется здесь особенно большая точность, так как сами центры и контуры не являются вполне определенными и это делает излишними попытки вывести их точные положения. Мы не ставим здесь себе целью решать какие-либо кинематические задачи относительно темных туманностей. Поэтому, нами выбран более грубый, но легкий способ определения экваториальных координат центров темных туманностей.

Он заключается в следующем. Фотографии атласа Росса отождествляются с картами Franklin Adams, на которых наносятся центры темных туманностей и затем отсчитываются координаты с помощью накладной координатной сетки. Такие измерения делают возможным определение положений темных туманностей с точностью до 15 минут дуги, что вполне приемлемо для таких протяженных объектов, как темные туманности. Переход от экваториальных координат к галактическим производился с помощью известных таблиц Ольсона.

После того, как мы получили на картах контуры темных туманностей, мы могли определить площади, охватываемые контурами. Каждая площадь  $\sigma$  есть проекция данной темной туманности на картинную плоскость. Величина ее зависит от действительных размеров темной туманности и расстояния до нее. Она непосредственно не может доставить сведения о действительных размерах темной туманности или о распределении их в пространстве, но сопоставляя ее с другими характеристиками темных туманностей, можно получить некоторые данные относительно геометрических свойств темных облаков. Определение видимой поверхности площади  $\sigma$  производилось с помощью планиметра Амслера. При этом, определения  $\sigma$  производились по несколько раз для каждого облака и бралось среднее значение, что обеспечивало точность со средней квадратичной ошибкой в 2 единицы планиметра, или в 0.06 кв. градуса. С помощью переводного коэффициента, примененного к отвлеченным единицам планиметра, видимая поверхность площадь  $\sigma$  выражалась в квадратных градусах.

Мы не могли определить  $\sigma$  для маленьких глобул, а также для отдельных черных волокон, так как точность планиметра не позволяла этого. Таким образом, в каталог не вошли значения  $\sigma$  для тех темных туманностей,  $\sigma$  которых меньше 0.1 кв. градуса.

Так как для большинства темных туманностей можно найти направление, вдоль которого туманность ориентирована, становится интересным выяснение вопроса об общей ориентировке темных облаков на небе относительно галактического экватора.

Мы имеем возможность определить наименьший видимый угол  $\varphi$  заключенный между галактическим экватором и направлением ориентации в картинной плоскости. Определение угла  $\varphi$  производилось следующим образом. Имея на картах направление ориентации для темной туманности, мы измеряли угол между ним и направлением оси миллиметровых клеток на картах. Последняя всегда совпадала с правым краем фотографии атласа Росса. Затем, определяя угол между краем фотографии и галактическим экватором,—а это возможно, так как в атласе Росса даются координаты углов фотографий,—мы определяли углы  $\varphi$ .

«Чернота» темной туманности на фотографии зависит от плотности материи в пылевом облаке и расстояния до нас.

Почернение темных туманностей условно можно было бы выразить разностью

$$\Delta N(m) = N(m) - N'(m)$$

и определить его путем подсчетов звезд, однако от этого пути мы отказались, так как он требовал выполнения подсчетов всех звезд во всей изучаемой полосе Галактики. Это—непомерно кропотливая работа. Также нельзя было определять почернение фотометрическим путем, так как на фотографиях атласа Росса неудобно и почти невозможно производить обычные фотометрические измерения.

Выбранный нами способ заключается в следующем. Интервал от самых ярких мест Млечного Пути (звездные облака, светлые диффузные туманности) до самых черных пятен, на которых почти отсутствуют звезды, был разделен на пять ступеней. Самым светлым местам приписывалось почернение «нуль», а самым «черным» темным туманностям—почернение «пять». Почернения, которые заключаются в пределах от нуля до единицы, мы приписывали флюктуациям в поверхностных звездных плотностях и соответствующие темные пятна не заносили в каталог.

Оценка ступеней почернений темных туманностей производилась глазомерно. Такая оценка  $\Delta N(m)$  дает удовлетворительную для наших целей точность, так как вычисленные по ним веса  $p$  имеют лишь статистический смысл.

Представилось интересным сравнить оцененные нами  $\Delta N(m)$  с подсчетами звезд, известными из литературы и таким образом проверить, как изображают действительность наши глазомерные оценки. Подходящим для такого сравнения материалом могли послужить известные, довольно обширные исследования областей Млечного Пути, в которых выполнены подсчеты звезд. В подобных исследованиях изучаются именно темные туманности и, во многих случаях, в них даются карты областей Млечного Пути с видимой плотностью звезд.

Однако, здесь обнаруживается одно существенное затруднение. Как правило, во всех этих исследованиях проводятся подсчеты звезд до 15-ой звездной величины, включительно, а карты атласа Росса, служащие нам основным материалом, насыщены богатым звездным фоном, включая звезды 17-ой величины. В связи с этим наш материал трудно, сравним с подсчетами звезд по двум причинам.

Во-первых, выведенная в предыдущем параграфе формула

$$\Delta N(m) = \epsilon A(m)$$

указывает на то, что чем больше  $A(m)$ , тем быстрее меняется  $\Delta N(m)$  с изменением  $\epsilon$ . А это значит, что наш материал, достигающий до 17-ой величины, более чувствителен ко всяким падениям плотности звезд, вызванным темными туманностями, чем подсчеты звезд до 15-ой величины.

Во-вторых,  $\Delta N(m)$  темных туманностей, расположенных на пределе проникновения звездных подсчетов, будут искаженными вследствие отсутствия там фона звезд, находящихся за туманностями, а туманности,

более далекие, чем звезды 15-ой величины, вовсе не будут обнаруживать себя. Между тем, наш материал позволяет оценивать  $\Delta N(m)$  туманностей расположенных до границы звезд 17-ой величины и, поэтому, мы не должны ожидать соответствия  $\Delta N(m)$  туманностей, находящихся за пределами, охватываемыми звездными подсчетами.

Однако, подсчеты звезд обладают тем бесспорным преимуществом, что являются объективными и более точными, чем наши оценки и поэтому все-таки целесообразно произвести сравнение такого рода.

Область в созвездиях Ориона и Близнецов исследована В. В. Лавдовским [35] и мы остановились на этой работе потому, что в ней изучена довольно большая область, а сама работа является наиболее характерной в смысле применяемой в таких случаях методики.

На рис. 4 перерисована карта, составленная В. В. Лавдовским. На ней нанесены изофоты видимой звездной плотности. Мы выписали из нашего каталога все темные туманности, которые находятся в области, изображенной картой. Такими оказались 35 туманностей. Нанося их на карту (на карте они обозначены кружками), мы определяли для каждой туманности звездную плотность по шкале В. В. Лавдовского и затем—сравнивали с нашими каталожными значениями  $\Delta N(m)$ . Результаты собраны в таблице I, в которой даются каталожный номер туманности, галактические координаты  $l$  и  $b$ , ступень  $\Delta N(m)$  из нашего каталога и ступень  $\Delta N(m)$  по Лавдовскому.

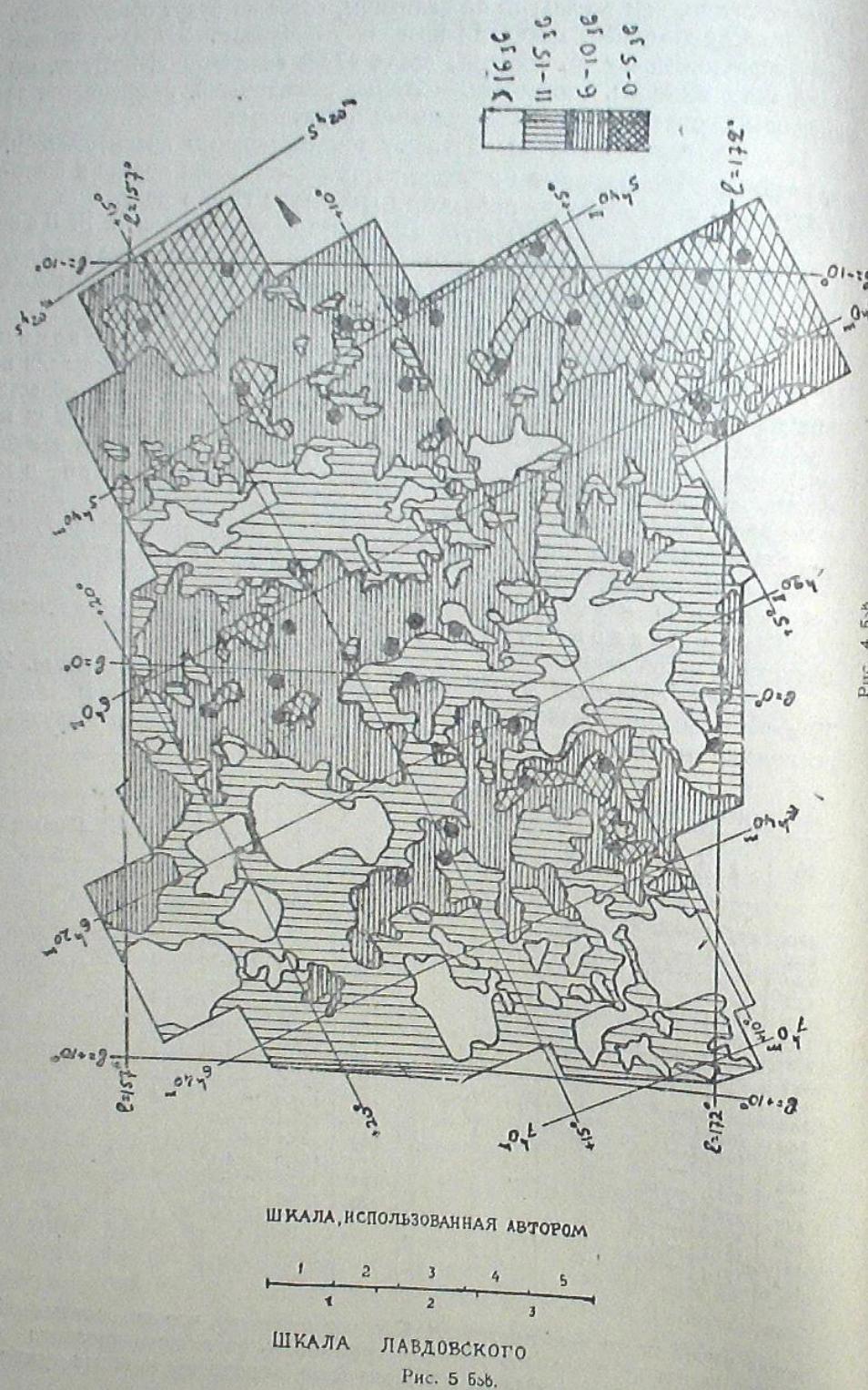
Шкала Лавдовского трехступенчатая и ее соответствие нашей пятиступенчатой схематически изображено на рис. 5.

Проведя сравнения по таблице I, можно заключить следующее. Из 35 случаев наши определения  $\Delta N(m)$  совпадают со значением  $\Delta N(m)$  по подсчетам звезд в 29 случаях, т. е. 80%. Насчитано только 6 случаев,

Таблица I

№	l	b	$\Delta N(m)_k$	$\Delta N(m)_{\text{Лавд.}}$	№	l	b	$\Delta N(m)_k$	$\Delta N(m)_{\text{Лавд.}}$
120	157°5	-8.6	3	3	153	171°7	-6.4	4	2
121	159.6	-9.9	4	3	154	164.1	-1.9	2	2
129	162.3	-8.7	4	3	155	158.9	+1.1	4	3
132	159.8	-6.9	3	3	157	163.5	-0.7	3	2
133	163.9	-9.0	1	2	158	160.6	+0.2	3	2
135	157.2	-10.4	4	3	159	165.3	-1.3	4	2
136	164.0	-7.1	4	2	162	160.9	+1.3	3	2
137	164.7	-8.7	4	2	163	169.7	-3.3	1	1
140	162.1	-6.3	3	2	164	164.4	+0.2	1	1
142	168.1	-8.9	4	3	166	166.6	+1.2	2	2
143	166.4	-7.6	5	3	167	167.0	+2.7	4	3
144	164.7	-6.4	4	3	168	165.1	+4.0	3	2
145	169.6	-9.2	3	3	169	169.1	+1.8	5	3
146	171.2	-9.8	3	3	170	165.0	+4.4	2	1
147	172.3	-10.2	5	3	171	163.8	+5.2	3	2
150	170.0	-7.4	4	3	173	171.9	+1.4	3	1
151	161.1	-1.2	3	2	175	169.2	+4.0	3	2
152	171.3	-6.7	4	3					

когда имеет место несоответствие. Следует отметить, что на светлых областях карты не оказалась ни одна туманность из нашего каталога и наоборот—все темные области на карте были заполнены нашими туманностями.



Следовательно, мы имеем основание утверждать, что оценки  $\Delta N(m)$ , выполненные по нашему способу, надежны.

Следует подчеркнуть то обстоятельство, что видимая картина Млечного Пути заметно изменяется в зависимости от различной степени контрастности фотографий и от различной способности проникновения инструмента. Но, в этом отношении атлас Росса можно считать удовлетворительным, благодаря его однородному выполнению. Правда, были высказаны соображения противоположного характера [56], но, для наших целей т. е. для фиксирования и очерчивания контуров темных туманностей и при точности, которой мы удовлетворяемся, различие в фотографиях атласа Росса не представляется серьезным препятствием.

При оценках почернений темных туманностей мы старались свести все фотографии в одну систему с помощью тех темных туманностей, которые зафиксированы на двух соседних фотографиях. Таким образом, оцененные нами почернения темных пятен освобождены от влияния различия между отдельными фотографиями атласа Росса.

### § 5. Список темных туманностей

Наш список или предварительный каталог темных туманностей содержит 797 объектов. В нем даются значения следующих характеристик.

В первом столбце даны порядковые номера. Темные туманности пронумерованы в порядке возрастания прямых восхождений. Во втором и в третьем столбцах даются прямые восхождения  $\alpha$  с точностью до одной минуты времени, и склонения  $\delta$  с точностью до одной десятой градуса. В четвертом и пятом столбцах — галактические долгота  $l$  и широта  $b$ , с точностью до одной десятой градуса. Как для экваториальных, так и для галактических координат эпохой равноденствия является 1900 год. В шестом столбце даны значения видимой поверхности площади  $\sigma$  в квадратных градусах с точностью в пять сотых квадратного градуса. В седьмом столбце даются значения позиционных углов  $\phi$  с точностью до одного градуса. В восьмом столбце приведены веса  $p$ , вычисленные по формуле (16).

В столбце примечаний указаны номера из каталога Барнarda и некоторые данные, взятые из других литературных источников. Там же отмечены особенности структуры и формы темных туманностей.

Мы думаем, что настоящий предварительный каталог не может быть свободным от ошибок как случайного характера, так и ошибок, вытекающих из несовершенства, в некоторых отношениях, использованной методики. Использованная нами методика, несмотря на относительную несложность ее, не может быть свободной от недостатков, свойственных подобного рода первым попыткам.

А настоящая работа является именно первой попыткой и, насколько нам известно, прецедента в данном плане не имеет. Также вполне естественно, что наш список пока не исчерпывает всех темных туманностей, находящихся в рассмотренной полосе.

Со временем, с расширением знаний об отдельных темных туманностях, он должен также расширяться и уточняться, приближаясь к полной и совершенной форме. В первую очередь необходимо дополнить его туманностями, расположенным в зоне от  $l = 220^\circ$  до  $l = 305^\circ$ , и мы на мерены сделать это. Однако, мы уверены, что и в настоящем «предварительном» виде каталог не может не иметь значения для некоторых задач галактической астрономии.

Ниже приводится составленный нами предварительный каталог темных туманностей.

Предварительный каталог темных туманностей—бюллетенное обозрение темных туманностей Южного полушария

№№	$a_{1900}$	$\delta_{1900}$	$I_{1900}$	$b_{1900}$	$\sigma$	$\varphi$	$p$	Примечания объекта
1	0 <sup>h</sup> 05 <sup>m</sup>	+61°.4	85°.8	— 0°.3	1.71		5	
2	07	+70.7	87.3	+ 8.8	4.42	57°	13	
3	10	+63.6	86.6	+ 1.8				
4	16	+65.0	87.5	+ 3.1			59	
5	29	+60.6	88.6	— 1.4	3.96		12	
6	32	+69.1	89.3	+ 7.1	2.96	2	12	
7	32	+65.3	89.2	+ 3.3	2.04	11	8	
8	33	+58.3	89.3	— 4.0				Волокно
9	33	+59.1	89.1	— 3.0	5.82	45	12	
10	35	+54.6	89.2	— 7.4	0.79		2	
11	39	+61.6	89.9	— 0.4	2.19	73	9	
12	40	+52.0	90.0	— 10.0	0.21		1	
13	45	+61.9	90.5	0.0	8.05		24	
14	49	+61.3	91.1	— 0.7	2.13		9	
15	53	+72.3	90.9	+10.3	3.41	19	14	
16	100	+60.7	92.4	— 1.2	1.34	79	4	
17	02	+58.3	92.8	— 3.6	1.40	87	4	
18	02	+58.7	92.9	— 3.2				
19	05	+76.2	91.5	+14.3	5.42	31	16	
20	09	+69.8	92.6	+ 7.9	0.79	20	2	
21	09	+66.3	93.1	+ 4.5	7.16		36	
22	11	+63.0	93.5	+ 1.2	6.06	16	24	
23	13	+59.2	94.2	— 2.6	1.34	40	3	
24	14	+57.9	94.5	— 3.6	1.10			
25	14	+60.7	94.1	— 1.0	1.16	68	1	
26	17	+51.3	96.0	— 10.3	9.05		5	
27	21	+54.3	96.1	— 7.2	2.35	51	7	
28	28	+56.6	96.5	— 4.8	2.47		7	
29	39	+58.5	97.7	— 2.6	6.40	9	19	
30	44	+65.9	96.5	+ 4.7	6.58	23	33	
31	47	+62.1	97.8	+ 1.1	3.54	2	14	
32	55	+60.2	99.1	— 0.4	4.30	0	17	
33	55	+76.8	94.4	+15.4	12.68			
34	203	+56.2	101.4	— 4.0	0.61		10	Волокно
35	16	+60.6	101.6	+ 0.7	6.04	37	1	
36	27	+58.8	103.5	— 0.8	2.32		24	
37	31	+62.2	102.6	+ 2.9	0.37		9	
38	34	+61.0	103.4	+ 2.0	0.24		1	
39	321	+32.8	124.9	— 18.2	23.13	51	0.73	
40	37	+54.4	114.0	+ 0.8	8.02		46	
41	39	+31.9	128.6	— 16.5	8.60		32	
42	49	+49.1	118.7	— 2.1	6.92		26	
43	55	+39.5	125.9	— 8.7	30.48		21	
44	400	+54.7	116.3	+ 3.2	4.21		152	
45	02	+30.5	133.1	— 14.3	2.96	13	12	
46	03	+24.6	137.8	— 18.3	0.70	55	1	
47	03	+25.8	136.9	— 17.4	0.76	12	2	
48	06	+28.2	135.1	— 15.9	4.85			
49	09	+53.7	117.9	+ 3.4	1.58	26	24	
50	10	+42.1	126.1	— 4.9	4.30	79	6	
51	10	+54.9	117.0	+ 4.3	0.88	32	4	
52	11	+17.7	144.5	— 21.5				
53	12	+37.8	129.5	— 7.6	7.86	21	15	
54	12	+25.0	139.0	— 16.4	0.70	47	5	Волокно
55	14	+26.9	137.9	— 14.9	1.19	21	6	
56	17	+45.3	124.8	— 1.7	1.43	82	6	
57	21	+47.7	123.5	+ 0.5	3.38			
58	21	+30.7	136.1	— 11.1	1.07	26	11	
59	22	+54.1	119.1	+ 5.0	0.61	54	3	
60	24	+51.1	121.4	+ 3.2	1.52			
61	24	+35.5	133.0	— 7.5	10.79	20	3	
62	24	+46.3	125.0	— 0.1	0.21	35	43	

К статистическому изучению темных туманностей

№№	$a_{1900}$	$\delta_{1900}$	$I_{1900}$	$b_{1900}$	$\sigma$	$\varphi$	$p$	Примечания объекта
63	4 <sup>h</sup> 24 <sup>m</sup>	+18°.2	146°.3	—18°.8	0.94	14°	5	
64	24	+23.1	142.3	—15.6	2.38	26	10	
65	24	+28.7	138.0	—12.0	4.97	2	12	
66	25	+24.1	141.8	—14.8	0.76	36	9	
67	25	+53.1	120.0	+ 4.7	0.82	88	2	
68	26	+29.3	137.9	—11.3	3.02	77	15	
69	26	+24.7	141.4	—14.3	2.01	16	0.25	
70	26	+26.4	140.1	—13.2	2.01	16	10	
71	26	+31.7	135.9	— 9.7	6.70	4	27	
72	27	+55.1	118.7	+ 6.2	0.46	39	1	
73	30	+24.6	142.1	—13.7			0.25	
74	31	+22.8	143.7	—14.6	1.71		9	
75	32	+45.3	126.6	+ 0.3	4.97	19	15	
76	33	+48.8	124.1	+ 2.7	0.58	19	2	
77	33	+38.5	131.9	— 4.1	6.19	18	25	
78	33	+15.4	150.0	—18.9			20	
79	34	+25.6	141.9	—12.3	2.22	3	11	
80	35	+32.3	136.8	— 7.8	2.83	21	9	
81	36	+43.9	128.2	— 0.2	2.50	27	5	
82	38	+22.5	145.0	—14.2	0.46	18	1	
83	39	+54.1	120.7	+ 6.9	0.67	50	1	
84	40	+52.9	121.5	+ 6.2	0.03		0.15	
85	40	+25.0	143.3	—11.6	3.29		3	
86	42	+30.4	139.3	— 8.5	3.32	20	13	
87	43	+32.4	137.9	— 5.9	1.04	28	4	
88	44	+22.7	145.6	—12.4			15	
89	45	+51.8	123.1	+ 6.1	1.46	24	4	
90	45	+45.7	127.7	+ 2.2	0.12		0.61	
91	45	+44.8	128.5	+ 1.7	4.05	27	8	
92	45	+37.6	134.0	— 2.8	3.84	15	12	
93	46	+27.9	141.8	— 8.9	2.96	59	9	
94	48	+31.2	139.4	— 6.4	0.27	62	1	
95	49	+32.2	138.8	— 5.6	3.11		6	
96	49	+35.1	136.5	— 3.8	1.58		5	
97	49	+53.7	121.9	+ 7.7	0.55	51	0.55	
98	54	+25.7	144.6	— 8.8	5.42	12	16	
99	55	+44.5	129.8	+ 3.0	4.36	3	13	
100	55	+35.6	136.9	— 2.5	0.37		1	
101	55	+33.6	138.5	— 3.8	2.16	17	4	
102	56	+28.2	142.9	— 6.8	1.13	39	2	
103	57	+32.5	139.6	— 4.1	0.06		0.30	
104	500	+38.0	135.6	— 0.3	3.41	25	10	
105	02	+31.2	141.2	— 4.1	0.64		2	
106	04	+33.9	139.2	— 2.1	3.54	51	7	
107	05	+19.6	151.2	—10.2			17	
108	06	+10.8	158.9	—14.9	0.58		3	
109	12	+23.7	148.7	— 6.6	2.01		6	
110	12	+26.3	146.6	— 5.0	3.08		15	
111	15	+22.1	150.4	— 7.0	3.47		10	
112	15	+7.9	162.6	—14.7	6.55		26	
113	18	+31.6	142.9	— 1.0	3.66	35	7	
114	20	+36.4	139.2	+ 2.0	1.68	28	5	
115	20	+38.0	137.9	+ 2.9	3.87	25	12	
116	21	+57.0	121.8	+13.3	1.40	57	7	
117	21	+62.1	117.2	+15.9	3.41	27	10	
118	22	+10.0	161.6	—12.1	0.79	30	0.79	
119	23	+25.0	140.7	—14.6	12.31	11	49	
120	25	+15.3	157.5	— 8.6	6.04	42	18	
121	25	+12.8	159.6	— 9.9	3.90	80	16	
122	26	+31.4	144.0	+ 0.6	5.83	15	12	
123	26	+28.9	138.2	—11.5	1.43	40	7	
124	26	+9.7	162.4	—11.4	0.70		0.70	
125	26	— 5.4	176.0	—18.9	1.01	37	1	
126	29	+30.4	145.2	+ 0.3	16.79	51	67	
127	31	+8.6	164.1	—10.9	3.66		4	

№	$a_{1900}$	$b_{1900}$	$l_{1900}$	$b_{1900}$	$\sigma$	$\varphi$	$p$	Примечания Число
128	5 <sup>h</sup> 33 <sup>m</sup>	+52°1	127°0	+12°3	1.16	39°	5	
129	35	+11.2	162.3	-8.7	0.82	44	3	
130	35	-8.0	179.6	-18.0	3.93	65.12	20	
131	36	+32.5	144.3	+2.7	0.15			0.76
132	36	+14.2	159.8	-6.9	3.50		11	
133	36	+9.9	163.5	-9.0	2.05	34	3	
134	38	-5.4	177.5	-16.2	4.66	12	19	
135	39	+6.2	167.2	-10.4	1.37	8	6	
136	40	+10.6	164.0	-7.1	1.10	38	5	
137	40	+9.2	164.7	-8.7	0.12			0.49
138	42	-1.2	174.1	-13.4	14.90	40	75	
139	42	-4.0	176.7	-14.7	3.47	6	14	
140	43	+12.6	162.1	-6.3	3.57	12	11	
141	44	-7.2	180.0	-15.7	1.40	46	4	
142	46	+6.1	168.1	-8.9	0.85	84	3	
143	47	+8.3	166.4	-7.6	1.13	72.27	6	
144	48	+10.3	164.7	-6.4	3.66	10	15	
145	48	+4.7	169.6	-9.2	3.11	83	9	
146	49	+3.0	171.2	-9.8	3.66	59	11	
147	50	+1.9	172.3	-10.2	0.03			0.15
148	52	+0.7	173.7	-10.3	4.85	1	15	
149	54	-4.6	178.6	-12.3	4.97	76	15	
150	55	+5.3	170.0	-7.4	0.55	47	2	
151	59	+16.0	161.1	-1.2	8.75	20	26	
152	60	+4.4	171.3	-6.7	1.37	28	5	
153	01	+4.1	171.7	-6.4	1.19	21	5	
154	03	+13.1	164.1	-1.9	5.12	83	10	
155	03	+19.1	158.9	+1.1	1.71			
156	04	+2.7	173.4	-6.7	1.92	28	7	
157	06	+14.2	163.5	-0.7	3.14			
158	06	+17.5	160.6	+0.2	11.34			9
159	07	+12.4	165.3	-1.3	0.21			34
160	07	+3.3	173.2	-5.9	5.40	86	27	
161	08	-4.7	180.4	-9.2	9.24			
162	08	+17.4	160.9	+1.3	11.19	8	37	
163	09	+7.5	169.7	-3.3	2.56	40	3	
164	11	+13.9	164.4	+0.2	1.49			
165	12	+3.8	173.4	-4.4	5.64	47	17	
166	19	+12.4	160.6	+1.2	1.28	34	3	
167	25	+12.8	167.0	+2.7	2.07	48	8	
168	26	+15.0	165.1	+4.0	2.47	20	7	
169	26	+10.4	169.1	+1.8	2.50	88	12	
170	27	+15.3	165.0	+4.4	0.91			
171	28	+16.8	163.8	+5.2	2.44	20	2	
172	29	+4.0	175.2	-0.6	12.47	23	37	
173	30	+7.8	171.9	+1.4	0.18			0.55
174	33	+7.6	172.5	+2.0	0.18			0.55
175	34	+11.4	169.2	+4.0	1.43	19	4	
176	35	+7.9	172.5	+2.6	0.15			0.46
177	36	+9.1	171.5	+3.4	1.04	10	4	
178	38	+8.3	172.4	+3.4	1.01	28	4	
179	38	+4.0	176.2	+1.4	2.87	49	6	
180	39	+9.5	171.5	+4.2	0.30	72	0.92	
181	45	+4.3	184.4	+1.0	3.02			6
182	47	+4.6	176.3	+3.7	0.37	63	1	
183	51	-4.2	185.0	+0.5	0.37			
184	53	+2.4	179.5	+4.0	1.43	62	1	
185	54	-5.5	185.4	+0.5	1.16	62.1	3	
186	57	-4.7	186.1	+1.5	1.01	13	4	
187	58	0.0	182.1	+4.0	13.81	78	41	
188	59	-10.2	191.3	-0.6	4.45	24	18	
189	700	-3.5	185.4	+2.8	0.24			
190	05	-4.6	187.0	+3.3	0.64	13	2	
191	05	-6.4	188.6	+2.4	3.20	17	10	
192	07	-10.7	192.6	+0.8	9.14	8	46	

В 34

В 36 Волокно

Волокно

№	$a_{1900}$	$b_{1900}$	$l_{1900}$	$b_{1900}$	$\sigma$	$\varphi$	$p$	Примечания Число
193	7 <sup>h</sup> 08 <sup>m</sup>	-31°2	210°8	-8°7	0.27	33°	0.82	
194	08	-25.5	205.7	-6.0	10.33	3	52	
195	08	-21.2	202.0	-4.0	2.25	42	11	
196	08	-16.2	197.6	-1.6	2.68	33	11	
197	09	-4.5	187.3	+4.3	0.06			0.24
198	10	-19.4	200.6	-2.7	7.41			22
199	15	-31.1	211.4	-7.3	0.15			0.30
200	16	-21.8	203.3	-2.6	3.05	13	12	
201	16	-16.7	198.9	+0.1	2.47			10
202	16	-6.3	189.5	+4.9	1.62			2
203	18	-14.0	196.8	+1.6	2.80	19		8
204	20	-0.9	185.5	+8.4	0.37	83		1
205	22	-12.5	195.9	+3.2	3.54	34		11
206	22	-16.3	199.2	+1.3	5.03	25		20
207	24	-24.7	206.8	-2.3	7.10			36
208	24	-6.3	190.8	+6.7	1.46			1
209	25	-8.1	192.7	+5.9	2.13			2
210	26	-22.8	205.3	-1.1	4.51	14		23
211	28	-3.8	189.0	+8.7	5.58	45		11
212	28	-31.9	213.5	-5.2	0.24			0.73
213	29	-16.5	200.2	+2.7	1.28	9		4
214	30	-14.1	198.3	+4.1	1.92	26		4
215	34	-14.4	199.1	+4.7	1.46	34		4
216	34	-29.8	212.3	-3.1	3.08	40		6
217	34	-9.8	195.0	+7.0	7.22	46		7
218	36	-26.1	209.4	-0.8	0.49			2
219	37	-27.7	210.8	-1.4	1.04			3
220	38	-6.5	192.6	+9.6	0.67	72		1
221	42	-22.2	206.7	+2.4	11.46	1		35
222	42	-27.3	211.1	-0.3	2.62			5
223	43	-19.7	204.8	+4.5	0.40	40		2
224	44	-29.2	213.0	-0.9	1.52	4		5
225	44	-26.7	210.8	+0.4	0.85	20		3
226	47	-30.2	214.2	-0.9	3.99	1		16
227	48	-32.7	216.4	-2.0	11.86			47
228	800	-29.0	214.7	+2.1	1.86	50		2
229	03	-24.7	211.5	+5.2	2.96	90		3
230	05	-26.7	213.4	+4.7	10.27	75		21
231	1529	-35.9	304.3	+14.7	5.19			10
232	32	-34.6	305.6	+15.3	0.79	12		2
233	40	-34.3	307.1	+14.6	2.99	82		9
234	47	-34.2	308.3	+13.7	0.91	39		2
235	50	-37.8	306.3	+10.6	0.72	56		1
236	1610	-24.4	319.1	+17.2	0.15	48		0.15
237	11	-37.5	309.6	+8.0	10.11			30
238	12	-26.1	318.1	+15.7	0.83	48		0.83
239	13	-35.1	311.7	+9.3	1.55	70		55
240	14	-23.4	320.5	+17.2	2.88	24		6
241	15	-37.4	310.2	+7.5	4.96	49		15
242	16	-28.2	317.2	+13.7	0.34	75		0.34
243	16	-32.5	314.0	+10.7	6.36			13
244	18	-25.0	319.3	+15.5	0.91	89		2
245	19	-34.4	313.0	+9.0	1.48			4
246	20	-16.7	326.9	+20.5	1.52			6
247	20	-20.7	323.6	+17.9	2.22			11
248	22	-35.9	312.4	+7.5	2.08	70		6
249	22	-24.3	321.1	+15.3	0.30	47		0.91
250	24	-29.1	317.7	+11.7	0.23	89		0.23
251	24	-33.3	314.6	+8.9	0.98			4
252	24	-28.0	318.6	+12.4	0.26	8		0.27
253	26	-36.4	312.5	+6.5	0.34	90		0.68
254	26	-22.0	323.5	+16.1	0.57	9		1

№№	$a_{1900}$	$\delta_{1900}$	$l_{1900}$	$b_{1900}$	$\sigma$	$\varphi$	$p$	Примечания Число
255	16 <sup>h</sup> 27 <sup>m</sup>	-19°.3	325°.9	+17°.4	1.13	14°	6	
256	27	-23.7	322.4	+14.8	0.57	19	2	
257	29	-12.1	322.2	+21.6	2.35	76	7	
258	29	-22.2	323.9	+15.4	0.57	20	1	
259	31	-21.7	324.8	+15.4	0.23			0.45
260	31	-32.5	316.1	+8.4	2.54	30	5	
261	31	-20.6	325.4	+16.0	0.34	24	0.68	
262	32	-37.5	312.5	+4.9	0.95			
263	34	-20.0	326.4	+15.9	1.13	89	3	
264	34	-24.0	323.2	+13.4	5.04	33	15	B 44
265	35	-32.8	316.4	+7.6	0.23			0.91
266	35	-21.0	325.7	+15.0	0.42	1	0.83	
267	38	-27.3	321.2	+10.6	0.53			0.53
268	38	-32.3	317.2	+7.4	1.74	20	5	
269	38	-36.2	314.2	+4.9	0.68	59	2	
270	38	-36.9	313.7	+4.4	0.87	19	3	
271	38	-35.1	315.0	+5.5	2.00	49	8	
272	39	-33.6	317.1	+7.0	0.19			0.76
273	40	-21.0	320.5	+14.1	1.89	13	6	B 45
274	40	-30.1	319.2	+8.4	0.15	2	0.60	
275	41	-38.1	313.1	+3.1	1.82	23	4	
276	41	-33.1	317.0	+6.3	0.49	18	2	
277	42	-12.2	332.1	+19.0	2.07	14	6	
278	43	-13.8	332.9	+18.0	0.79	51	2	
279	43	-19.1	328.4	+14.7	1.31			4
280	44	-17.7	329.8	+15.4	0.73			
281	44	-31.4	318.8	+7.0	1.90	77	2	
282	44	-23.5	325.0	+11.9	0.53	34	8	
283	45	-35.2	315.9	+4.5	1.21	83	3	
284	46	-15.2	332.1	+16.5	1.34	14	5	
285	47	-37.4	314.5	+2.8	0.57	76	1	
286	48	-32.9	318.1	+5.4	0.42	51	2	
287	49	-16.4	331.7	+15.2	0.64	15	2	
288	49	-33.6	317.8	+4.7	0.61	27	2	
289	50	-23.1	326.2	+11.0	0.30	13	2	
290	50	-24.4	325.2	+10.3	0.83	20	0.8	
291	50	-21.9	327.2	+11.8	2.84			
292	51	-27.6	322.7	+8.1	1.21	4	1	
293	51	-22.5	326.8	+11.2	0.08			B 46
294	51	-36.7	315.5	+2.7	2.27	82	0.3	
295	52	-34.6	317.3	+3.6	0.42	87	7	
296	53	-14.2	334.0	+15.7	7.50	12	22	
297	53	-35.2	316.9	+3.1	0.72	81	3	B 240
298	54	-33.4	318.5	+4.1	0.64	40	3	
299	54	-32.1	319.5	+4.8	1.59			
300	55	-23.0	327.0	+10.2	0.30	75	2	B 242
301	56	-28.4	322.8	+7.8	0.61	1	0.61	
302	56	-36.2	316.5	+2.0	0.95	0	4	
303	56	-34.3	318.1	+3.2	0.23	73	1	B 50
304	57	-21.1	328.3	+10.5	0.08			
305	58	-35.6	317.2	+2.0	0.45			0.45
306	59	-22.4	328.0	+10.2	0.26	20	1	
307	59	-22.0	328.4	+10.0	0.49	22	2	B 51
308	59	-33.4	319.2	+2.7	0.68	8	3	
309	59	+1.5	348.9	+4.2	0.79	90	2	
310	58	-25.9	325.0	+7.9	0.34	5	0.6	
311	58	-17.0	332.4	+13.1	5.79	19	12	
312	17 01	-35.9	317.4	+1.5	1.29			
313	02	-21.2	329.4	+9.9	0.38	49	1	
314	02	-25.4	326.0	+7.5	0.83	5	2	
315	02	-7.2	341.4	+17.7	21.94	63	110	
316	03	-29.4	322.9	+5.2	0.26	31	0.81	B 243
317	03	-24.0	327.2	+8.1	2.23	23	4	
318	04	-22.4	328.7	+9.8	0.38	19	2	B 57,60
319	04	-11.6	337.9	+14.4	14.48	43		

## К статистическому изучению темных туманностей

№№	$a_{1900}$	$\delta_{1900}$	$l_{1900}$	$b_{1900}$	$\sigma$	$\varphi$	$p$	Примечания Число
320	17 <sup>h</sup> 04 <sup>m</sup>	-35°.2	318°.3	+ 1°.3	1.63	51°	3	
321	05	-29.0	323.4	+ 4.8	0.15	32	0.15	
322	05	-20.8	330.3	+ 9.5	0.15	50	0.3	
323	05	-27.3	324.9	+ 5.7	0.76	32	4	B 59
324	06	-22.5	328.9	+ 8.5	0.11		0.6	B 246
325	06	-21.6	329.6	+ 8.8	0.30	19	0.3	
326	07	-19.3	331.7	+10.0	1.36		1	
327	07	-28.9	323.8	+ 4.5	0.08		0.16	B 248
328	07	-28.3	324.3	+ 4.8	0.8		0.23	B 250
329	07	-33.7	319.9	+ 1.7	0.30		0.91	
330	08	-25.8	326.5	+ 6.1	0.38		0.8	
331	09	-22.4	329.4	+ 7.9	1.55	81	6	
332	09	-36.7	317.6	- 0.4	0.54		1	
333	10	-27.2	325.5	+ 5.0	0.64	36	3	
334	10	-24.0	328.2	+ 6.8	1.21	22	2	
335	10	-20.8	330.8	+ 8.5	0.08		0.4	B 62
336	11	-21.3	330.6	+ 8.1	0.76	31	4	
337	12	-18.5	333.1	+ 9.5	0.49		2	B 64
338	12	-28.6	324.7	+ 3.7	0.11		0.23	
339	13	-25.0	327.8	+ 5.6	0.53	34	1	
340	14	-31.7	322.3	+ 1.7	0.53	7	2	
341	14	-1.8	347.9	+18.0	17.58	63	71	
342	15	-30.1	323.8	+ 2.7	0.64	43	3	B 254
343	15	-27.0	326.4	+ 4.2	0.15	51	0.5	B 65, 66, 67
344	15	-29.7	326.6	+ 4.4	0.08		0.4	
345	15	-25.7	327.4	+ 4.9	0.23	16	0.4	
346	16	-28.6	325.2	+ 3.0	1.89	36	6	B 256
347	16	-9.6	341.2	+13.5	10.27	37	51	
348	16	-34.6	320.3	- 0.4	0.98		4	B 258
349	16	-36.0	319.1	- 1.1	0.64	30	2	B 257
350	16	-22.0	330.6	+ 6.8	0.23	39	1	
351	17	-6.7	343.9	+14.9	4.45	90	13	
352	18	-23.6	329.5	+ 5.4			1	B 72 Водокно глобулы
353	19	-22.4	330.7	+ 6.0	0.19		1	B 262 ВОЛОКНО
354	19	-29.2	325.0	+ 2.2	0.57		2	
355	19	-19.0	333.6	+ 7.8	2.61	32	10	B 259
356	20	-23.0	330.3	+ 5.4	0.11		0.5	B 261
357	20	-38.4	317.6	- 3.1	1.14	15	1	
358	20	-21.2	328.8	+ 6.4	0.61	16	3	
359	21	-31.9	323.0	+ 0.3	1.17	66	5	
360	21	-26.8	327.3	+ 3.1	0.72	61	4	
361	22	-24.0	329.7	+ 4.5		75	14.2	B 77
362	22	-14.1	338.2	+ 9.9	7.41	46	22	
363	23	-22.5	331.2	+ 5.1			15.7	B 269
364	24	-34.8	321.0	- 1.0	3.86		12	
365	26	-26.0	328.5	+ 2.7	5.68	17	28	
366	26	-18.4	334.9	+ 6.8	1.70	32	7	
367	26	-20.5	333.2	+ 5.7	2.58	38	13	B 268
368	26	-11.7	340.7	+10.3	8.78		26	
369	26	-15.5	337.4	+ 8.3	6.13	4	12	
370	28	-31.6	324.1	- 0.8	0.53	35	2	
371	28	+ 3.0	354.1	+17.3	15.88		32	
372	29	- 1.1	350.4	+15.1	0.79	44	0.79	
373	30	- 1.7	340.0	+14.6	0.67		1	
374	30	-22.9	331.7	+ 3.6	0.61	9	2	B 274
375	30	-16.9	336.7	+ 6.6	0.40	75	0.79	
376	31	-27.8	327.6	+ 0.7	0.95	15	4	
377	32	-25.7	329.5	+ 1.7	0.38		5	
378	32	-23.3	331.6	+ 3.0	0.38		2	B 272
379	33	- 5.5	347.1	+12.1	10.03		40	
380	33	-16.5	337.5	+ 6.4	0.43	71	0.43	
381	33	-19.8	334.7	+ 4.6	3.22	23	16	B 276
382	33	-24.1	331.0	+ 2.3	0.04		0.1	B 83
383	33	-30.6	325.5	- 1.2	0.95	27	4	
384	34	-28.9	327.1	- 0.3	1.17	5	4	

№№	$a_{1900}$	$b_{1900}$	$l_{1900}$	$b_{1900}$	$\sigma$	$\varphi$	$p$	Примечания Чубо Чубо
385	17 <sup>h</sup> 34 <sup>m</sup>	-36°.6	320°.5	-4°.5	4.81	5°	5	
386	35	-22.8	332.4	+ 2.6	0.30	1		B 277
387	36	-30.0	326.4	- 1.4	1.48	27	6	
388	36	-27.0	326.5	+ 4.0	1.25	19	4	
389	36	-23.8	311.7	+ 1.9	0.30	5	0.6	
390	36	-17.3	337.2	+ 5.3	0.21	75	0.43	
391	37	-34.7	322.5	- 4.0	0.95			
392	39	-10.0	343.1	+ 8.4	1.62	6	6	
393	39	-22.4	332.9	+ 0.4	1.44	7	7	B 279
394	39	-38.0	319.9	- 6.0	0.38	3	1	
395	40	-16.4	338.6	+ 5.1	1.25	4	4	
396	41	-25.1	331.1	+ 0.3	3.29	71	10	
397	42	-19.1	336.3	+ 3.2	1.16	61	5	
398	42	-18.4	336.9	+ 3.5	2.01	53	6	
399	42	-14.0	340.3	+ 5.8	2.35	0	9	B 284
400	42	- 6.1	347.6	+ 9.8	0.94		2	
401	42	+ 2.6	355.4	+ 14.0	18.01	36	36	
402	43	- 4.4	349.3	+ 10.4	0.98	47	4	
403	44	-10.4	344.1	+ 7.2	1.86	13	7	
404	44	- 3.2	350.4	+ 10.8	2.32	28	5	
405	44	-20.6	335.4	+ 2.0				
406	44	-37.4	320.9	- 6.6	0.72	56	5	
407	44	-21.8	334.5	+ 1.0	1.70	22	8	
408	45	-29.2	328.0	- 2.6	0.45			
409	46	-33.8	321.5	- 7.6	1.21			
410	47	-16.8	319.0	+ 3.2	2.68	52	11	
411	48	-26.8	330.7	- 0.9	4.35	27	17	
412	48	-32.2	345.8	- 4.7	0.46			
413	48	-14.9	340.8	+ 4.1	3.75	17	11	
414	48	-13.6	341.9	+ 4.7	1.43	32	4	
415	48	- 5.7	348.8	+ 8.7	1.80	42	5	
416	48	- 7.2	347.4	+ 7.9	2.19	30	7	
417	48	-10.5	344.6	+ 6.4	2.07	0	8	
418	49	-28.2	329.3	- 2.9	0.64	30	3	
419	49	-35.1	323.4	- 6.3	0.76			
420	49	-36.2	322.4	- 6.9	0.61	5	3	
421	50	-30.6	327.4	- 4.3	1.32	30	5	
422	50	-29.0	328.8	- 3.4	0.11	20	0.6	B 289
423	50	-18.7	337.7	+ 1.8	2.38			
424	51	- 8.5	346.7	+ 6.7	2.53	40	10	
425	51	- 4.0	350.6	+ 8.8	2.38	55	7	
426	51	-22.6	334.5	- 0.4	1.04			
427	51	-27.7	330.1	- 2.9	0.40	68	3	
428	51	-29.7	328.0	- 3.9	0.19	9	0.8	
429	52	-31.9	326.5	- 5.2	0.30	7	1	
430	52	-17.6	338.9	+ 1.9	0.09	38	0.46	B 84a
431	53	-21.6	335.6	- 0.3	1.37	88	4	
432	53	-17.4	339.1	+ 1.8	0.21			
433	54	-15.1	341.2	+ 2.8	1.04	0.85		
434	54	-17.9	338.8	+ 1.4				
435	54	-20.6	356.3	0.0	0.06	0.18		
436	55	-31.6	329.1	- 6.6	1.89			
437	55	-29.4	329.1	- 4.6	0.34	56	10	B 291 Волокнист. туман.
438	55	-18.0	338.1	+ 1.6	0.34	1		
439	56	-19.0	338.2	+ 0.4	0.09	0.27		B 297
440	56	-34.0	325.1	- 7.1	0.57	5	22	
441	56	-31.0	328.6	- 5.1	0.64	38	2	
442	57	-13.4	343.1	+ 3.0	3.84			
443	57	+ 0.2	355.1	+ 9.6	3.99	51	15	
444	58	- 4.8	350.8	+ 7.0	3.90	17	12	
445	59	-3.6	328.4	- 5.9	3.05	9		
446	60	-28.6	330.3	- 5.2	0.49	1		
447	60	-17.5	340.0	+ 0.2	3.50	33	14	
448	61	-29.4	329.6	- 5.8	1.01	54	3	
449	61	-11.3	345.4	+ 3.2	4.57	35	14	

## К статистическому изучению темных туманностей

№№	$a_{1900}$	$b_{1900}$	$l_{1900}$	$b_{1900}$	$\sigma$	$\varphi$	$p$	Примечания Чубо Чубо
450	18 <sup>h</sup> 02 <sup>m</sup>	-27°.8	331°.2	- 5°.2	0.49		1	B 90
451	02	-16.5	341.0	+ 0.4	3.87	45°	15	
452	03	- 2.8	353.2	+ 6.8	8.02		32	
453	04	-24.3	334.4	- 3.9	9.49	7	47	
454	04	-28.4	330.8	- 5.8	0.18		0.73	
455	04	-26.9	332.2	- 5.1	0.61		2	
456	04	-20.4	337.8	- 1.6	4.36		13	
457	07	-13.1	344.6	+ 1.0	6.46	6	26	
458	07	-31.9	377.8	- 7.7	2.22	41	9	B 305
459	08	- 2.6	353.9	+ 5.8	7.07	2	35	
460	08	-18.6	339.9	- 1.9	0.30	13	0.91	B 304
461	10	-28.9	331.0	- 7.2	0.40		0.40	Волокно
462	10	-21.3	337.7	- 3.6	0.85		1	
463	11	-17.4	341.3	- 2.0	2.29		9	
464	11	-18.2	340.6	- 2.3	0.03		0.15	B 92
465	12	-22.4	337.0	- 4.6	1.08		4	
466	12	-31.5	329.0	- 8.8	0.12		0.24	
467	13	- 3.6	336.1	- 5.3	0.27		0.54	
468	13	-26.5	333.5	- 6.7	0.24		0.49	
469	14	-24.5	335.4	- 5.9	0.10	71	0.61	
470	14	-27.4	332.7	- 7.3	0.58		1	
471	14	-32.1	328.6	- 9.5	0.18	58	0.55	
472	14	-31.3	329.3	- 9.1	0.66		0.06	
473	15	- 4.7	352.9	+ 3.3	4.42	17	18	
474	15	-20.7	338.9	- 4.3	3.29		16	
475	15	-28.4	332.1	- 8.0	0.91		2	
476	15	+ 0.9	357.9	+ 5.9	8.11		45	
477	15	-24.9	335.1	- 6.3	0.30	56	0.61	
478	16	- 7.9	350.2	+ 1.6	3.84	12	19	
479	16	-15.2	343.8	- 1.9	4.18		17	
480	16	-27.7	332.8	- 7.8	0.40	24	0.98	
481	17	-18.9	340.6	- 3.9	1.58		8	
482	17	-12.5	346.3	- 6.8	1.58	15	6	B 95
483	17	-25.7	334.6	- 7.1	1.34	2	4	
484	19	-16.6	343.0	- 3.3	1.74		7	
485	19	-24.0	336.4	- 6.7	1.34	80	5	
486	19	-13.5	345.7	- 1.7	1.62	13	6	
487	20	- 8.0	350.6	+ 0.6	7.47		30	
488	21	-30.4	330.8	-10.1	1.98		4	
489	21	-21.6	338.7	- 6.0	0.55	3	2	
490	21	-24.7	336.0	- 7.4			1	
491	22	-28.3	332.8	- 9.3	2.13	15	6	
492	22	- 3.8	354.5	+ 2.8	19.20	28	96	
493	23	-20.2	340.1	- 5.8				
494	23	-10.0	349.2	- 0.9	1.83		9	B 97
495	23	+14.9	11.3	+10.6			3	Волокно
496	23	-26.3	334.7	- 8.6	0.43	52	1	
497	23	-18.0	341.5	- 4.8	1.22	4	4	B 311
498	23	-25.6	335.4	- 7.2	0.34	10	1	
499	23	-13.7	346.0	- 2.7	0.88	8	3	
500	23	-22.9	337.9	- 7.0	0.58	78	2	
501	24	-24.3	336.6	- 7.5	1.52		5	
502	25	+12.9	9.7	+ 9.3	0.76	8	2	
503	25	-21.2	339.5	- 6.7	0.30		1	
504	25	-22.3	338.5	- 7.2	0.67	5	1	
505	26	-29.2	332.4	-10.5	0.37	7	0.74	
506	26	-26.2	335.1	- 9.1	0.24	0	1	
507	26	-15.7	344.5	- 4.3	1.49	83	4	B 312
508	27	-27.6	334.0	-10.0	0.85	0	3	
509	27	-18.7	342.0	- 5.9	1.43	9	4	
510	27	+ 0.9	359.3	+ 3.3	22.71	89	114	
511	27	-14.1	346.0	- 3.7	0.03		0.03	
512	27	- 8.2	351.2	- 1.0	0.73	20	2	
513	27	+12.4	9.6	+ 8.6	1.68	2	2	
514	28	+ 4.1	2.2	+ 4.5	7.38	48	30	

№№	$a_{1900}$	$b_{1900}$	$l_{1900}$	$b_{1900}$	$\sigma$	$\varphi$	$P$	Примечания ЧубоЗуббо
515	18 <sup>h</sup> 29 <sup>m</sup>	-13°4	346°8	-3°9	0.24		0.24	
516	29	-19.7	341.3	-6.8	1.58	26°	6	
517	29	-10.6	349.4	-2.5	2.90		14	
518	29	-14.4	345.9	-4.3	0.94	4	0.94	
519	30	-23.5	338.0	-8.7	0.53		1	
520	31	-13.4	347.1	-4.3	0.03		0.09	
521	31	-8.8	351.2	-2.2	0.61	20	2	
522	31	-24.7	337.0	-9.5	0.55		2	
523	31	-10.0	350.1	-2.7	1.43	39	6	
524	32	-25.9	336.0	-10.2	2.38		10	
525	32	-22.2	339.3	-8.6	0.85	80	3	
526	32	-19.2	342.0	-7.2	0.34		1	
527	32	-12.3	348.2	-4.0	1.68	52	7	
528	32	-6.0	352.8	-1.4	0.70	17	3	B 103
529	33	-15.3	345.6	-5.8	0.88	5	1	
530	33	-27.5	334.7	-11.5	0.85	14	3	
531	34	-17.2	344.0	-6.7	2.86		6	
532	34	-6.2	353.8	-1.6	0.70	64	3	
533	34	-11.4	349.2	-4.0	0.73	36	3	
534	35	-21.7	340.1	-8.9	1.04			
535	35	-20.7	340.9	-8.5	0.76		3	
536	36	-24.1	338.0	-10.2	0.27		2	
537	37	-24.7	337.6	-10.7	0.34	35	0.34	
538	38	-18.2	343.6	-8.0	0.64	5	1	
539	38	-10.6	350.4	-4.5	0.37	7	1	
540	39	-19.7	342.4	-8.9	0.12	48	0.25	
541	39	-12.2	349.1	-5.5	2.32	54	9	
542	41	-21.4	341.0	-10.0	1.13	43	5	
543	41	-15.0	346.8	-7.2	1.43	34	4	
544	41	-8.2	352.8	-4.1	0.94			
545	41	-7.2	353.7	-3.6	1.22	8	3	
546	42	-13.4	348.3	-6.6	1.28		1	
547	42	-9.3	352.0	-4.8	0.30	45	5	
548	42	-23.7	339.0	-11.3	6.55	47	33	
549	44	-20.4	342.2	-10.3	1.83	19	5	
550	44	-14.8	348.7	-7.7	1.43	48	4	
551	45	-4.9	356.2	-3.3	4.14	30	21	
552	45	-3.0	357.9	-2.5	3.84	26	19	
553	46	-6.7	354.3	-3.6	0.15	79	0.68	
554	46	-10.7	351.2	-6.3	1.86	9	4	
555	46	-7.2	354.3	-4.5	0.46	9	0.91	
556	48	-7.3	354.4	-5.2	1.13	42	1	
557	49	-1.3	359.9	-2.5	0.24	34	0.98	
558	49	-5.2	356.4	-4.4	0.52			
559	50	+4.4	5.1	-0.1	53.6	10	215	
560	50	-8.3	353.8	-6.1	0.55	40	0.55	
561	51	-11.8	350.8	-7.9	2.53	47	10	
562	51	-18.9	344.4	-11.1	0.21	30	6	
563	51	-15.0	347.7	-8.9	1.86		6	
564	51	-9.6	352.8	-6.8	0.27	10	0.55	
565	53	-17.3	346.0	-10.7	4.02		12	
566	53	-13.4	349.5	-9.0	5.88		18	
567	53	-0.7	0.9	-3.1	0.21	25	0.64	
568	53	+17.8	17.3	+5.5	0.43	39	2	
569	54	-7.3	355.1	-5.5	0.88	14	2	
570	54	-3.7	358.4	-4.8	1.68	32	7	B 325, 4, 3
571	54	-5.2	357.0	-5.5		33	3	B 128, 132
572	54	+10.9	11.2	+2.0	2.56	32	12.80	
573	54	+12.2	19.7	-10.1	0.98	25	5	
574	55	+18.6	18.3	+5.4	1.95	13	8	
575	55	+15.6	15.5	+4.1	0.70	69	2	
576	55	-16.6	346.9	-10.6	0.27	11	0.55	

ЧубоЗуббо

## К статистическому изучению темных туманностей

67

№№	$a_{1900}$	$b_{1900}$	$l_{1900}$	$b_{1900}$	$\sigma$	$\varphi$	$P$	Примечания ЧубоЗуббо
577	18 <sup>h</sup> 56 <sup>m</sup>	-15°3	348°1	-10°2	1.25	4°	2	
578	56	-9.7	353.3	-8.0	1.52	14	2	
579	56	-1.4	0.6	-4.2	0.3	60	1	
580	56	-0.4	1.5	-3.7	0.58	61	2	
581	58	+3.7	5.6	-2.2	0.27	1		
582	59	-8.2	354.9	-8.0	1.16	5	3	
583	59	-7.8	355.3	-8.0	0.94	8	0.94	
584	19.00	-6.5	356.6	-7.4	0.98		3	
585	00	+21.2	21.0	+5.6	0.30	3	0.92	
586	01	-12.3	351.4	-10.3	1.46	13	4	
587	02	-4.0	359.0	-6.7	0.98	63	4	
588	03	+18.4	18.9	+4.0	0.43	3	0.85	
589	03	+22.3	22.3	+5.5	0.40	2	1	
590	03	+20.0	20.3	+4.4	0.79		2	
591	04	-6.2	357.3	-8.2	1.25	25	4	
592	05	+16.7	17.6	+2.4	0.88		3	
593	06	+23.8	24.0	-5.4	0.15		0.30	
594	06	+17.8	18.7	+2.6	0.98	16	4	
595	07	+15.2	16.6	+1.4	1.22		4	
596	08	-4.9	358.9	-8.4				
597	09	+17.4	18.7	+2.0	0.12	17	0.61	
598	10	+25.4	25.9	+5.6	0.18	2	0.55	
599	11	-1.0	2.8	-7.3	0.24	80	0.98	B 137
600	11	+20.5	21.6	+3.0	2.71		11	
601	11	+16.6	18.2	+1.1	0.64		3	
602	11	+15.0	17.0	+0.4	0.12		0.37	
603	12	+22.8	23.8	+3.2	0.27		0.55	
604	12	+14.6	16.6	0.0	0.15		0.46	
605	12	+10.0	13.4	-1.9	47.85		239	
606	13	-1.6	2.4	-7.8	0.03		0.15	B 139
607	13	+0.8	4.6	-6.9	1.25	22	5	B 138
608	14	+26.4	27.2	+5.3	0.23	31	1	
609	14	+7.5	10.6	-3.9	0.43	26	2	
610	14	+7.4	10.5	-4.0				B 330
611	15	-2.0	2.4	-8.7	1.16	10	5	
612	15	+1.7	5.7	-6.9	0.37	2	1	B 141
613	15	+5.0	8.6	-5.4	10.33	26	41	
614	15	+23.2	24.5	+3.5	0.18		0.55	
615	16	+20.7	22.4	+2.1	4.97		25	
616	18	+17.7	19.8	+0.2	6.25		31	
617	18	+27.4	28.5	+5.0	0.06		0.06	
618	21	+0.72	5.3	-8.3	2.44	25	10	
619	23	+23.9	25.9	+2.6	0.06		0.24	
620	25	+9.2	13.5	-5.4	2.68	6	11	
621	25	+23.5	25.8	+1.6	0.15	87	0.61	
622	25	+26.2	28.2	+3.0	1.28	26	3	
623	26	+23.9	26.7	+1.6	3.50	27	18	
624	26	+25.0	27.3	+2.2	0.53		0.52	
625	27	+21.4	24.3	+0.2	7.38	87	37	
626	27	+25.2	27.6	+2.1	0.46	50	1	
627	28	+29.4	31.3	+4.0	0.06		0.06	
628	28	+16.1	19.8	-2.7	8.93		45	
629	29	+13.0	16.4	-4.9				
630	29	+24.3	27.0	+1.3	1.04		2	
631	31	+12.1	16.7	-5.3	0.06		0.24	B 337
632	31	+12.0	16.6	-5.4				B 336 Глобула
633	31	+21.7	25.1	-0.5	12.25		61	
634	32	+30.4	32.6	+3.8	0.06		0.06	
635	32	+9.7	14.7	-6.7	2.22		9	
636	32	+7.3	12.6	-7.9			0.10	B 335
637	33	+25.3	28.3	+1.0	0.43	33	2	
638	33	+1.1	7.3	-11.2	14.45		43	
639	33	+4.5	10.3	-9.5	3.38	10	10	
640	34	+8.1	13.6	-7.9			3	

№№	$a_{1900}$	$b_{1900}$	$I_{1900}$	$b_{1900}$	$\sigma$	$\varphi$	$P$	Примечания для обозрения
641	19 <sup>h</sup> 35 <sup>m</sup>	+17°3	21°7	-3°5	0.40	1		
642	35	+26.5	29.6	+1.2	0.15	0.61		
643	35	+27.5	30.6	+1.7	0.79	19°	3	
644	36	+10.2	15.7	-7.3	0.70	1		B 141 Кольцеобразная
645	36	+10.8	16.21	-7.0	0.70	4		B 143 Кольцеобразная совместно с № 644
646	37	+27.2	30.4	+1.2	2.06	10		
647	38	+7.2	13.3	-9.2		0.15		B 338
648	38	+31.9	34.9	+3.4	0.12	0.12		
649	38	+29.4	32.4	+2.1	0.06	0.16		
650	39	+28.8	32.0	-1.9	0.15	0.61		
651	39	+26.9	30.4	+0.6	0.54	18	3	
652	39	+18.8	23.5	-3.6	0.82	2		
653	39	+8.3	14.4	-8.9	11	7		B 339
654	39	+31.9	34.6	+3.2	0.09	0.09		
655	40	+17.5	22.5	-4.4	0.30	0.30		
656	40	+32.2	35.1	+3.3	0.21	0		
657	41	+27.6	31.2	+0.7	0.09	0.64		
658	41	+32.2	35.2	+3.1	0.18	76	0.37	
659	42	+30.7	34.0	+2.1	20	0.12		
660	42	+6.9	13.6	-10.15				
661	43	+31.7	34.9	+2.7	0.30	46	2	
662	44	+27.6	31.6	+0.1	0.46	23	1	
663	44	+30.2	33.8	+1.5	0.18	23	0.91	
664	46	+22.0	27.0	-3.2	2.13	62	9	
665	46	+29.1	33.1	+0.6	0.88	39	4	
666	47	+30.2	34.1	+1.2	0.30	81	0.92	
667	50	+39.2	42.1	+5.0	0.43			
668	51	+30.7	35.1	+0.4	0.79			
669	52	+33.8	37.7	+2.0	0.91	8	3	
670	54	+31.8	36.2	+0.6	2.29	5	9	
671	55	+34.8	39.0	+2.1	2.44	3		B 144
672	56	+24.6	30.5	-3.8	2.44	10		
673	57	-2.4	7.1	-18.1	14.02	4		
674	58	+39.0	42.8	+3.8	2.04	56		
675	59	+37.5	41.7	+2.8	0.12	1		
676	20 01	+36.4	40.1	+1.8	0.76	4	0.49	B 145 Треугольник
677	04	+31.8	37.4	-1.2	5.52	23	22	B 146
678	04	+34.8	39.9	+0.5	0.30			
679	06	+35.4	40.6	+0.5	1.18			
680	06	+40.2	44.6	+3.2	0.55	68	1	B 343
681	08	+38.7	41.6	+2.0	4.72			
682	09	+42.6	46.9	+4.1	3.41	36	10	
683	11	+48.1	51.7	+7.0	1.10			
684	12	+44.6	48.9	+4.3	0.82	11	2	
685	16	+40.1	45.7	+1.6	2.35	9		
686	16	+36.8	43.0	-0.3	13.93	29	56	
687	23	+39.7	46.1	+0.3	0.49	31	2	
688	24	+45.8	51.1	+3.9	0.18	25	0.55	
689	32	+65.1	67.4	+14.6	0.09	11	0.36	
690	32	+63.2	65.8	+13.4	0.24	10	0.98	
691	33	+39.0	46.7	-1.7	18.50			
692	34	+31.7	41.2	-6.4	10.97	42	44	
693	35	+56.7	60.8	+9.1	2.22	38	9	
694	35	+42.8	50.0	+0.5	11.92			
695	42	+67.3	69.9	+15.0	0.30	8	2	
696	42	+48.2	54.9	+3.0	0.76			
697	44	+38.3	47.6	-3.8	2.38	23	10	
698	47	+59.7	64.2	-3.8				
699	50	+55.1	61.0	+6.6	2.26	74	9	Волокно
700	52	+43.5	52.5	-1.4	3.50	72	18	
701	52	+41.2	50.8	-3.1	4.72			
702	54	+45.7	54.4	-0.2	0.12	23		B 352
703	56	+46.5	55.2	0.0	0.27	1		
704	56	+57.7	63.5	+7.6	0.67	3		

№№	$a_{1900}$	$b_{1900}$	$I_{1900}$	$b_{1900}$	$\sigma$	$\varphi$	$P$	Примечания для обозрения
705	20 <sup>h</sup> 57 <sup>m</sup>	+47°7	56°2	+0°7	2.62	39°	10	
706	57	+55.0	61.5	+5.7	0.30		2	
707	57	+77.1	73.9	+16.3	1.43		4	
708	59	+45.6	54.9	-1.0	0.73		2	
709	59	+37.7	49.2	-6.3	2.41	31	5	
710	21 00	+55.5	62.2	+6.5	0.98		4	
711	01	+46.4	55.7	-0.6	0.18		0.36	
712	01	+67.3	71.0	+13.7	0.64	65	3	
713	02	+44.0	54.2	-2.4	2.13	2	11	
714	02	+43.0	53.3	-3.2	0.06		0.24	B 358
715	02	+52.2	60.0	+3.6	21.03		105	
716	03	+64.2	68.8	+11.4	4.88		15	
717	07	+41.1	52.7	-5.1	4.50		21	
718	07	+42.5	52.6	-4.2		26	0.25	Волокно
719	08	+45.8	56.2	-1.9	0.12		0.37	
720	09	+47.2	57.2	-1.1	0.30		1	
721	09	+39.4	51.8	-6.6	2.32	16	5	
722	10	+43.3	54.6	-3.9	0.18	2	0.18	
723	10	+61.1	67.6	+8.8	0.21	5	0.85	
724	11	+46.4	57.0	-1.9	0.21	12	0.64	
725	12	+47.9	58.1	-0.9	0.12		0.25	
726	14	+42.9	54.8	-4.7	0.46	1	2	
727	16	+47.0	60.4	-2.0	4.54	51	18	
728	16	+52.4	61.7	+1.9	0.34			
729	19	+50.6	60.8	+0.2	0.06		0.18	
730	20	+57.8	65.8	+5.4		15	17	Кольцеобразная
731	21	+49.8	60.5	-0.6	0.03		0.15	B 362
732	22	+48.7	59.8	-1.5	0.12		0.49	B 363
733	22	+62.6	69.3	+8.8	0.52		2	
734	23	+50.4	61.1	-0.3	1.10	64	4	
735	23	+49.3	60.4	-1.3	0.21	63	0.64	
736	28	+44.7	57.9	-5.1	0.46	47	1	
737	30	+47.5	60.6	-3.7	1.62	47	5	
738	30	+57.0	66.3	+4.0			0.24	
739	30	+62.7	70.0	+8.2	0.73	4	3	
740	31	+53.9	64.3	+2.1	1.07	4	4	B 364
741	32	+56.2	65.9	+3.2	0.03		0.15	Волокно
742	33	+57.0	66.6	+3.7	0.06		0.24	
743	34	+57.3	66.9	+3.8	0.06		0.24	Волокно
744	35	+43.1	57.9	-6.6	1.49	56	5	
745	35	+55.7	65.9	+2.5	0.21		0.85	B 160
746	37	+59.3	68.5	+5.1	0.79		2	
747	38	+43.9	58.8	-6.9	0.09	72	0.46	
748	38	+57.4	67.3	+3.6	0.09		0.36	B 161 Волокно
749	38	+49.2	62.1	-2.8	0.52	51	1	Волокно
750	38	+46.8	60.7	-4.7	1.68	38	7	
751	39	+56.3	66.7	+2.8	0.03		0.12	B 163 Волокно
752	41	+53.3	65.2	+0.1	0.70		2	
753	42	+51.2	64.0	-1.6	1.07	14	4	
754	43	+48.9	62.6	-2.8			0.25	
755	44	+57.5	68.0	+3.1	0.15	36	0.46	
756	44	+59.2	69.1	+4.5			0.25	
757	45	+47.1	61.8	-5.2	0.55	44	2	
758	45	+59.9	69.6	+4.9			0.25	
759	48	+59.6	69.8	+4.5	0.15	59	0.61	Кольцеобразная Волокно
760	51	+56.2	68.0	+1.5	5.97	76	18	
761	55	+45.3	62.1	-7.8			0.25	
762	56	+58.1	69.7	+2.7	0.43		2	B 353 Кольцеобразная В 169, 170, 171
763	59	+52.4	66.8	-2.3	0.82	44	2	

№	$a_{1800}$	$b_{1800}$	$\beta_{1800}$	$b_{1800}$	$\sigma$	$\varphi$	$p$	Примечания Фоботуббю
764	22 <sup>400m</sup>	+76°8	81°2	+17°6	3.54		14	
765	04	+44.8	63.1	- 9.0	11.06		33	
766	04	+58.8	71.0	+ 2.8	0.12	39°	0.49	Волокно, глобулы
767	11	+53.2	68.7	- 2.5	1.52	25	3	B 174
768	16	+63.1	74.5	+ 5.5	2.22	89	11	
769	17	+62.1	74.1	+ 4.6	0.55		2	
770	23	+60.5	73.8	+ 2.8	1.43	2	6	
771	24	+59.2	73.4	+ 1.7	9.30		37	
772	27	+62.3	75.2	+ 4.1	3.57		11	
773	30	+59.2	74.5	+ 1.1	1.77			
774	30	+63.8	76.2	+ 5.3	4.39	57	7	
775	33	+56.5	73.1	- 1.4	0.18	89	9	
776	35	+74.6	81.8	+14.6	0.58	6	0.37	
777	42	+60.6	76.0	+ 1.8	8.38	71	2	
778	43	+52.2	72.5	- 5.8	1.19		42	
779	44	+56.9	74.7	- 1.5	0.30	39	0.61	
780	52	+62.0	77.1	+ 1.6				
781	53	+61.0	76.9	+ 0.6				
782	55	+69.0	80.7					
783	59	+65.2	79.6	+ 9.0	3.23	9	13	
784	23 06	+46.1	73.5	+ 5.2	5.58		6	
785	08	+49.9	75.2	-12.9	0.06			
786	16	+66.9	81.8	- 9.3	0.27		0.24	
787	17	+73.5	84.1	+ 6.2	6.92	61	35	
788	17	+70.4	81.1	+12.4	0.15	7	0.61	
789	26	+58.5	80.4	+ 9.6	0.67			
790	33	+71.3	84.7	- 2.1	13.10		3	
791	35	+63.2	82.7	+ 10.0	3.32	42	52	
792	42	+54.9	81.7	+ 2.1			13	
793	51	+58.0	83.5	- 7.2	0.73		38	
794	52	+57.9	83.7	- 3.4	0.37		1	
795	52	+59.1	83.8	- 3.5				
796	52	+61.3	84.2	- 2.3	0.27		1	
797	55	+68.7	85.6	- 0.2	1.22		4	
				+ 7.1	6.40	13	26	Глобула

### III. Структурные особенности темных туманностей

#### § 1. Вводные замечания

Рассматривая фотографии Млечного Пути в атласе Ресса, трудно отделаться от впечатления, что, с одной стороны, темные туманности создают клюковатую структуру Млечного Пути, как будто лишенную какой либо цельности, а с другой стороны,—на фоне кажущегося хаотического распределения темных туманностей, в отдельных областях неба выступают некоторые особенности и вполне определенные закономерности в их видимом распределении. То же самое можно сказать относительно структурных и морфологических особенностей отдельных темных туманностей. Среди множества всевозможных форм, в этом структурном разнообразии, можно выделить ряд характерных деталей и произвести некоторую группировку объектов по общим признакам.

Выявление вида и характера деталей, а также закономерностей в распределении и ориентации темных туманностей в отдельных областях неба, представляется интересным даже с точки зрения изучения динамики темных облаков. Эти структурные особенности отражают, по всей вероятности, динамические процессы в темных облаках и являются единственным до настоящего времени наблюдаемым фактом, доставляющим нам хотя бы скучные сведения о движении и развитии этих объектов.

Нам уже известны, с достаточно хорошим приближением, значения многих характеристик темных туманностей: средних размеров, масс, плотностей, размеров и физических свойств составляющих их частиц и т. д. Так что можно себе представить в самой общей форме те возможные динамические процессы и пути развития темных облаков, которые могут встретиться в условиях межзвездной среды.

Все силы, влияющие на состояние темных облаков, можно условно (по результату их действия) разделить на две группы. К первой группе относятся силы, способствующие конденсации и уплотнению материи в темных облаках, уменьшению размеров последних и прианию им более или менее правильной сферической формы. Ко второй группе относятся силы, которые деформируют, разрушают и делят темные облака на отдельные части.

В числе сил первой группы можно назвать гравитационные силы самого темного облака. Собственный потенциал должен увеличивать плотность темного облака за счет уменьшения его размеров. Этот процесс должен сопровождаться увеличением размеров пылевых частиц, образованием метеорных тел.

В этом же направлении действует световое давление внешних звезд. Если темное облако со всех сторон будет окружено звездами высокой светимости, то давлением своего излучения последние могут уплотнять темное облако, так как размеры частиц и плотность туманности создают благоприятствующую этому процессу почву.

Среди сил, относящихся ко второй группе, прежде всего следует назвать дифференциальное действие гравитационного потенциала всей Галактики. В отношении темных туманностей оно должно быть эффективным, так как их размеры значительны, а плотности сравнительно ничтожны. Из формулы, которая выводится из известного выражения Оорта

$$\ln \frac{R_1}{R_2} = A(t_1 - t_2) \sin 2(l - l),$$

где  $R$  радиус темной туманности, следует, что увеличение размеров в два раза в направлении плоскости Галактики происходит приблизительно за период в  $10^7$  лет [41]. Таким образом, растягивание темных туманностей вдоль плоскости Галактики, происходящее вследствие дифференциального галактического вращения, должно быть ощутимым.

При наблюдении сложных вихревых и волокнистых форм деталей темных туманностей напрашивается мысль о турбулентном характере движения материи в темных облаках. Так как благоприятствующие условия для перехода ламинарного движения пылевой среды в турбулентное должны создаваться в межзвездном пространстве (прохождение звезды сквозь облака, столкновение облаков между собой, давление радиации близкой звезды, торможение межзвездной среды и т. п.) и, кроме того, грубая оценка числа Рейнольдса для пыли дает примерно  $10^9$  [42], то допущение турбулентности движения делается более правдоподобным. Однако, если в случае светлых диффузных туманностей, все же представляется возможным делать некоторые выводы с помощью оценок флюктуаций в поверхностных яркостях туманностей,—при изучении вопроса турбулентности движения в темных туманностях встречаются серьезные затруднения. Здесь невозможно оценить плотность, а также определить скорость отдельных деталей темных туманностей.

Таким образом, на пылевое облако влияют силы различной природы и разного происхождения, в одних случаях—способствующие уплотнению и уменьшению размеров, в других—деформации, разрушению, дроблению,

Исходя из общих соображений, очень трудно представить картину суммарного, результирующего эффекта этих сил. Здесь не приходит на помощь критерий гравитационной устойчивости, так как в нем не учитывается световое давление и такие случайные факторы, как прохождение звезды сквозь облако, столкновение облаков, торможение и т. д. Наш материал и метод не позволяют углубиться в вопросы кинематики деталей темных туманностей, однако, по статистике данных об ориентации вытянутостей и деталей темных туманностей можно строить суждение о доминирующих факторах, влияющих на структуру темных туманностей.

Изучение структурных особенностей темных туманностей интересно для осуществления некоторой группировки, если не с целью классификации, отражающей в себе путь эволюции темных облаков, то во всяком случае — для облегчения изучения и выявления характерных черт.

Нам представляется, что лучшим из известных нам методов определения форм и выявления деталей темных туманностей является изучение этих объектов на фотографиях непосредственно визуально. Несмотря на известную субъективность этого способа, он все же может дать материал, в некоторых отношениях удовлетворяющий требованиям. Метод Вольфа, как мы уже указали, для этих целей менее эффективен, так как при пользовании им, благодаря многим неизбежным осреднениям, теряются тонкости контуров темных туманностей.

## § 2. Различные формы темных туманностей

а) Среди структурно интересных темных туманностей прежде всего следует упомянуть маленькие, круглые, очень темные образования — так называемые глобулы. Они наблюдаются в подавляющем большинстве случаев на фоне светлых диффузных туманностей и ярких звездных облаков, где их легко обнаружить, благодаря правильной форме и сильному погружению.

Впервые на них обратили внимание Бок и Рейли в 1947 г. [13] на фоне Мессье 8, звездных облаков Офиуха, Стрельца и др. Впоследствии в исследованиях Г. А. Шайна и В. Ф. Газе [27], В. Г. Фесенкова и Д. А. Рожковского [44] подчеркивалось, что характерной особенностью диффузных туманностей является частое присутствие глобул на их фоне. Средний видимый размер глобул оценивался около 4', а истинные радиусы по данным Бока и Рейли содержатся между 0.03 и 0.4 парсека. Е. Л. Рускол [36] дает для среднего радиуса значение 0.12 парсека; В. Г. Фесенков и Д. А. Рожковский — 0.15 пс.

В. Г. Фесенков и Д. А. Рожковский, исследуя увеличенные негативы, констатировали наличие множества глобул на фоне некоторых светлых диффузных туманностей и, анализировав их расположение между собой и по отношению ко включениям темной материи, пришли к выводу, что глобулы физически связаны с диффузными туманностями, являясь составной частью последних. Но, с другой стороны, не исключено, что глобулы просто проектируются на фоне диффузных туманностей, не имея с ними физической связи.

Е. Л. Рускол, исходя из того положения, что на глобулы не проектируется ни одна звезда, определила максимальное расстояние глобул от наблюдателя. Оно равно 230 пс. Таким образом, пространство, в котором можно обнаружить глобулы не на фоне диффузных туманностей, оказывается весьма небольшим.

Мы не ставили себе целью выделить глобулы в нашем Каталоге и изучить их отдельно. Это, во-первых, потому, что, как нам кажется, пока нет строгого определения понятия «глобула», так как часто встречаются темные туманности, которые отличаются от описанных выше глобул только немного большими размерами, а этого недостаточно для заключения о физическом различии между ними. С другой стороны, встречаются очень темные, черные «точки» некруглой формы и, вообще, симметричность глобул является до некоторой степени условной. Встречаются глобулы более или менее размытые, эллиптические и неправильной формы, а, кроме того, фотографии некоторых глобул на 100-дюймовом рефлекторе указывают на волокнистое строение последних [45]. Во-вторых, масштаб атласа Росса нельзя считать вполне подходящим для этой цели.

Глобулы почти непрозрачны, что наводит на мысль, что наблюдается феномен конденсации межзвездной материи высокой степени. А этот факт был оценен, как имеющий интерес, скорее с точки зрения космогонии. По идее, высказанной Уипплом [47] и Спитцером [46], глобулы можно расценивать, как стадию, предшествующую образованию звезд путем конденсации межзвездной материи. Темное облако, под действием светового давления со всех сторон, а также собственной силы тяготения, должно конденсироваться, уменьшаясь до малых размеров, что и наблюдается в виде глобул. Изложенный эволюционный путь, если он представляется более или менее непрерывным, требует, чтобы в природе наблюдалось большое число глобул и, вообще, должны преобладать темные туманности малых размеров, если не хотим допустить разрыва между эволюциями звездной и диффузной составляющих. Высказанное положение подтверждается некоторыми результатами настоящего исследования (см. главу IV).

б) Другим структурно интересным видом темных туманностей являются отдельные темные волокна, которые наблюдаются преимущественно на фоне ярких звездных облаков. В качестве примера можно привести темные туманности из нашего списка под №№ 54, 719, 757, 760 и др. Для наиболее типичных мы даем фото № 1, не требующее пояснений.

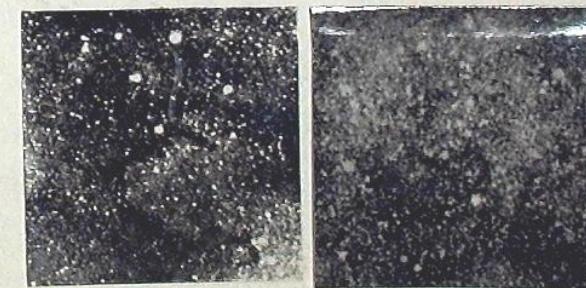


Фото 1

Обнаружить такие темные волокна не на фоне ярких звездных облаков очень трудно, так как иногда ширина волокна меньше среднего расстояния между звездами и существует опасность принять кажущуюся темную линию за волокно.

Как нам известно из литературы, темные волокна специально не исследованы и поэтому привести некоторые сведения о них, хотя и довольно скучные, нам кажется, все же целесообразно.

Темные волокна наблюдаются иногда отдельно, а в некоторых случаях они проектируются на более сероватую темную туманность. Они чаще имеют зигзагообразную форму и редко наблюдаются в виде прямой линии. Ширина таких волокон равна в среднем 7', а длина заключается от 0°.5 до 2°.5. Ясно, что темные волокна должны находиться на сравнительно близких расстояниях от нас, либо быть молодыми образованиями. Можно грубо оценить расстояние до темных волокон, исходя из соображений, аналогичных тому, что мы имели в случае глобул [36]. Можно определить, на какое расстояние следует удалить волокно средних видимых размеров, чтобы на его поверхности не проектировалась ни одна звезда. Максимальное расстояние, по нашему грубому определению, получается 250 пс.

Ввиду крайней малочисленности известных нам темных волокон, мы не могли обнаружить каких-либо закономерностей в формах и расположении таких объектов. Не обнаружены также черты, указывающие на связь с ближайшими темными или светлыми туманностями или со звездным фоном. Темные волокна особенно четко вырисовываются на фоне светлых диффузных туманностей и, поэтому, представляется многообещающим изучение в этом аспекте фотографий из атласа диффузных туманностей Г. А. Шайна и В. Ф. Газе [48].

Некоторые темные туманности позволяют сделать выводы, правда, несколько дискуссионные, о связи глобул с темными волокнами.

Рис. 6 воспроизведен из атласа Барнарда. Здесь замечаются отдельные центры конденсации. На фотографиях они являются весьма темными. Это явление, т. е. расщепление темного волокна на отдельные

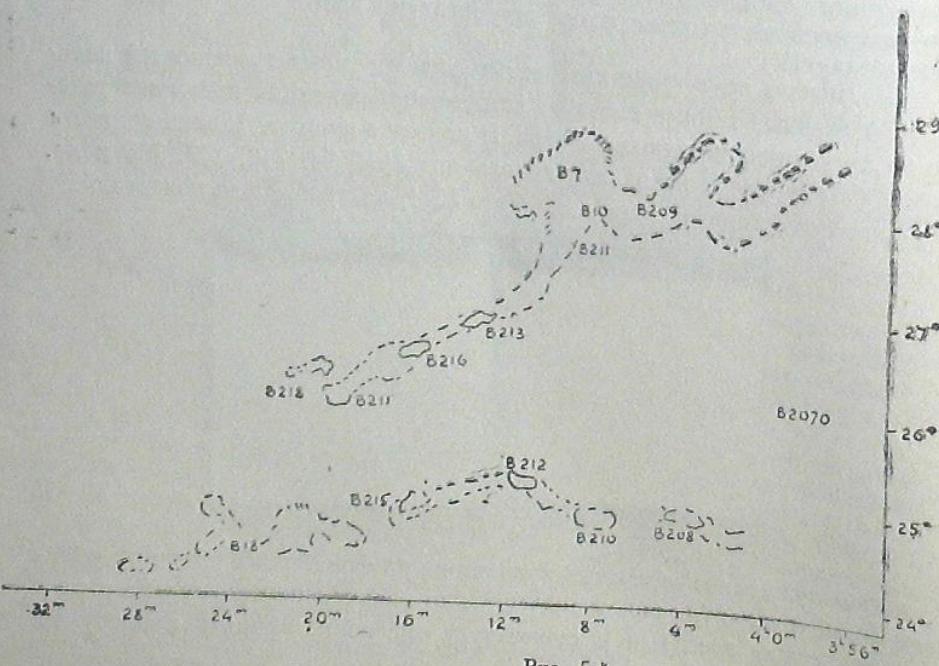


Рис. 6.

глобулы, особенно легко можно заметить на примере темной туманности № 352. На фото 2 явно замечаются отдельные центры конденсации в темном волокне. Здесь равные по величине и почернению глобулы, чис-

лом пять, расположенные почти на одинаковом расстоянии друг от друга, соединяются между собой тонкими черными штрихами, без сомнения реальными. По близости от этого волокна находятся несколько глобул, похожих на первые по размерам и почернению. Можно указать еще на некоторые темные туманности, в которых это явление замечается в большей или меньшей степени: №№ 553, 560, 763, 766 и др. Найдены также группы глобул, расположенных не беспорядочно, где соединяющие линии, впрочем, уже исчезли.

б) Несомненно, интересными с структурной точки зрения являются темные туманности, которые можно условно назвать кольцеобразными. Типичной в этом отношении является туманность № 755, изображение которой представлено на фото 3.

Тонкое темное кольцо, видимый радиус которого равен 33'.5, окружает звезду 81 $\pi^3$  Cygni ( $\alpha = 21^h43^m6^s$ ;  $\delta = +48^\circ51'$ ) 4.26 видимой звездной величины и спектрального класса В3. Звезда находится в центре этого кольца, что трудно считать случайным. Картина по внешнему виду напоминает «темную планетарную туманность». Если принять звезду и туманность за одну систему, то истинный радиус этого кольца будет равен 2.5 пс. Ее отделяет от нас расстояние в 250 пс.



Фото 2 фтф



Фото 3 фтф

Можно указать еще на несколько других темных туманностей, которые более или менее похожи на описанную выше. У них не найдены в центре яркие звезды, и, вместе с тем, они являются более неправильными.

На существование темных кольцеобразных туманностей было указано Морхусом еще в 1927 г. [40]. В северо-западной части туманности «Америка» им было замечено темное кольцо, похожее на «Птичье гнездо». Аналогичные туманности указаны в области Лирь и окрест Лебедя. Морхус лишь констатировал существование кольцеобразной темной туманности, но не приводил никаких заключений о происхождении и природе такого образования.

г) При изучении особенностей форм темных туманностей, мы должны учесть то положение, что на видимую форму темных пятен сильно влияет звездный фон, который сам является неравномерным. Мы разделили темные туманности на несколько групп по морфологическим очертаниям, но отнюдь не с целью классификации. В таблице II дано это разделение, а также указано число темных туманностей, принадлежащих той или иной группе, в процентах.

Большинство из правильных темных туманностей имеет форму эллипса. Эта эллиптичность выражается в большинстве случаев достаточно хорошо, но имеются случаи, когда она получается после сглаживания.

Таблица II

Типы темн. туман. бюлл. библиотеки Офиуха	Число темн. ту- ман. в % бюлл. библиотеки Офиуха %-%	Примечания Убогубо
1. Неправильные	56.0	В группе объединены темные туманности как неопределенной сложной формы, так и треугольные, многогранные и волокнистые.
2. Эллиптические	26.9	Кроме эллиптических, в группу входят и темные туманности круглых форм.
3. Волокна	9.4	Сюда входит как отдельные темные волокна, так и узкие линейные темные туманности, а также темные каналы больших размеров.
4. Глобулообразные	7.3	Эти туманности по размерам немного больше, чем глобулы, но похожи на глобулы своим большим покривлением.

Самым крайним видом вытянутых туманностей, с точки зрения их формы, являются темные волокна, а также длинные черные каналы. Следует заключить, что вытянутости замечаются в большинстве у туманностей средних и малых размеров.

Мы выделили отдельно темные туманности волокнистой структуры. Здесь, конечно, нельзя говорить с такой уверенностью, как в случае диффузных туманностей, так как волокнистость выражена очень слабо.

### § 3. Некоторые структурно интересные области Млечного Пути

Некоторые области Млечного Пути обнаруживают ряд структурно интересных особенностей в смысле распределения в них темных туманностей. Характеристика этих областей нам представляется уместной. Первым долгом, следует указать на два противоположных направления  $l = 340^\circ - 350^\circ$  и  $l = 130^\circ - 140^\circ$ , которые примерно совпадают с направлениями на центр и антицентр Галактики.

Во-первых, здесь замечается значительная концентрация темных туманностей (особенно, в направлении  $340^\circ - 350^\circ$ ), что подтверждается наличием в этих направлениях сильного поглощения света, которое начинается со сравнительно близкого расстояния от Солнца [53].

Во-вторых, замечается асимметрия в видимом распределении темных туманностей относительно галактического экватора. В направлении  $l = 340^\circ - 350^\circ$  темные туманности сконцентрированы преимущественно на северной стороне от галактического экватора, а в направлении  $l = 130^\circ - 140^\circ$  — на южной.

Рассматривая внимательно фотографию № 30 атласа Росса, можно заметить следующую особенность. Сероватая, узкая, длинная линия соединяет между собой темные туманности №№ 69, 73, 85, 105, 106. Эта, немного согнутая, линия начинается около  $\alpha = 4^h 26'$ ,  $\delta = 24^\circ 7'$ , является продолжением более темного длинного волокна под №№ 46,

### К статистическому изучению темных туманностей

54 и тянется к северо-западу. Эта темная линия, длиной примерно в  $15^\circ$ , в реальности которой трудно сомневаться, так как она повторяется частично и на фотографии № 31, схематически представлена на рис. 7. Она должна находиться на очень близком расстоянии от нас или быть относительно молодым образованием, ибо невозможно надолго сохранить такую вытянутую форму. Скорее всего, можно ожидать, что она является следом (остатком), отражающим в себе какой-то процесс, в котором участвовали указанные выше темные туманности. Аналогичные явления можно заметить и в темных туманностях №№ 264, 273 на фотографии Росса № 3.

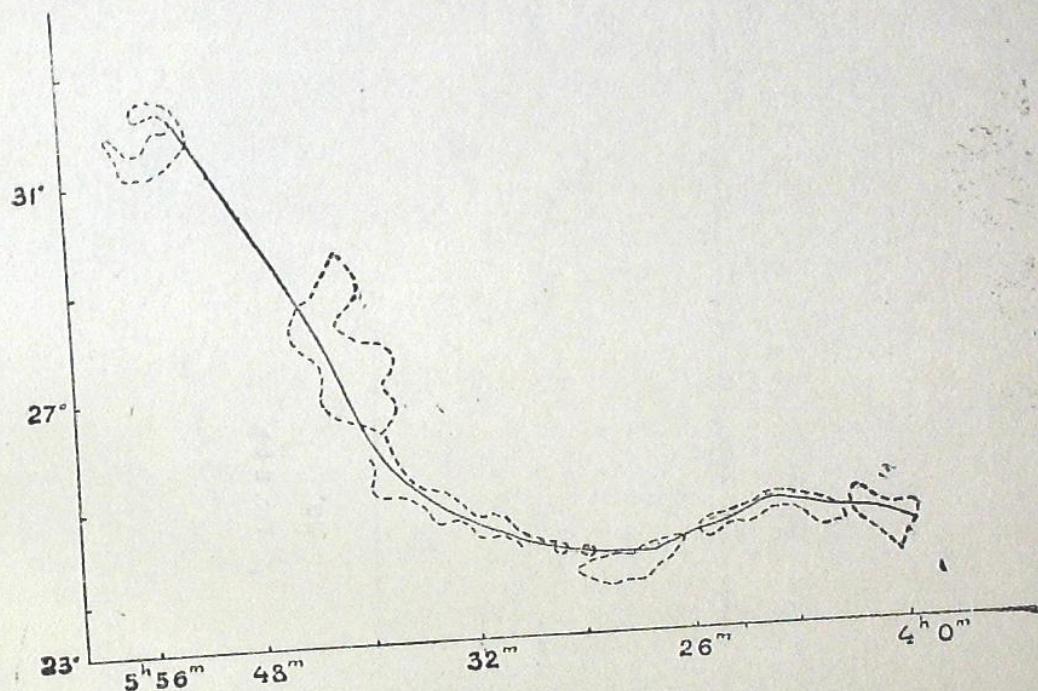


Рис. 7 бб.

Следует упомянуть также ряд, образованный темными туманностями в созвездиях Стрела, Лисичка. Темные туманности под №№ 574, 585, 589, 298, 617, 627, 634, 648, 654, 656, 658, мало отличающиеся между собой по величине и покривлению, расположены в ряд на линии, почти параллельной галактическому экватору, и создают впечатление длинной темной полосы, разделенной на отдельные темные туманности. Это явление схематически представлено на рис. 8.

В некоторых областях Млечного Пути замечается определенная закономерность в расположении и ориентации темных туманностей. Можно указать, например, на область к северо-западу от  $\rho$  Офиуха. Расположенные к северо-западу от звезд  $\rho$  Офиуха, 22,  $\alpha$ ,  $\delta$ ,  $\gamma$  Скорпиона, HD 148579 и др. темные туманности образуют группу, конфигурация которой, а также ориентация вытянутостей, обращают на себя внимание. Начиная от 22 Скорпиона, темная полоса № 264 тянется на  $5^\circ$  и последовательно на определенные темные туманности малых размеров, большинство из которых ориентированы почти параллельно указанной полосе. Севернее от темной туманности № 264, около звезды BD-24°12684,

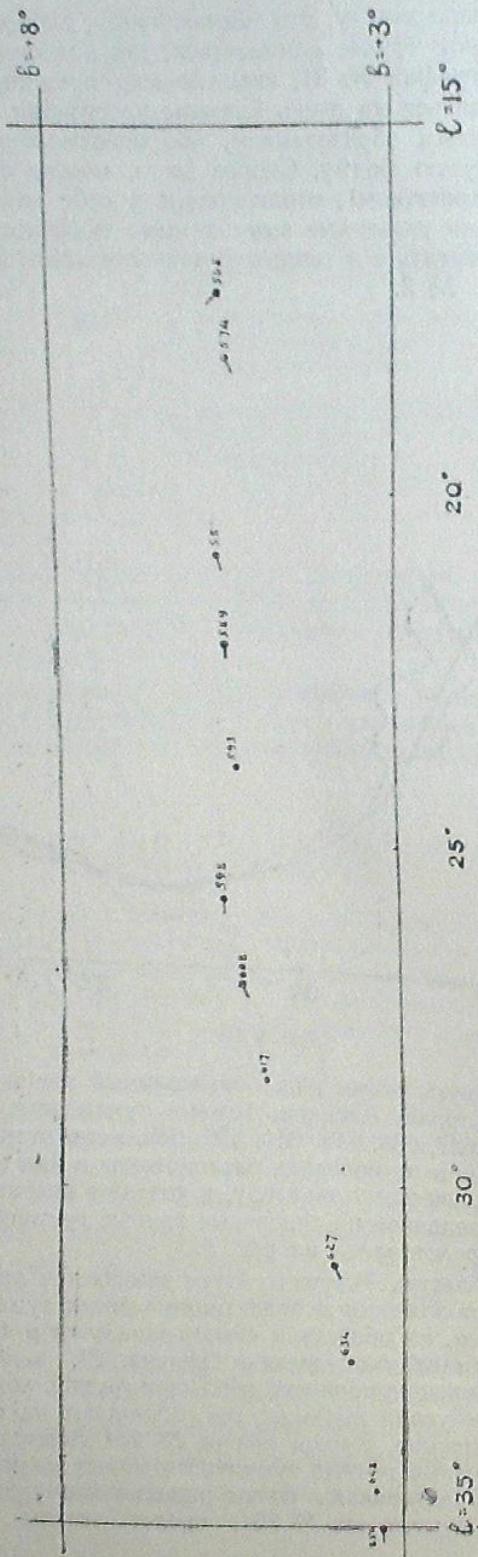


Рис. 8 бб.

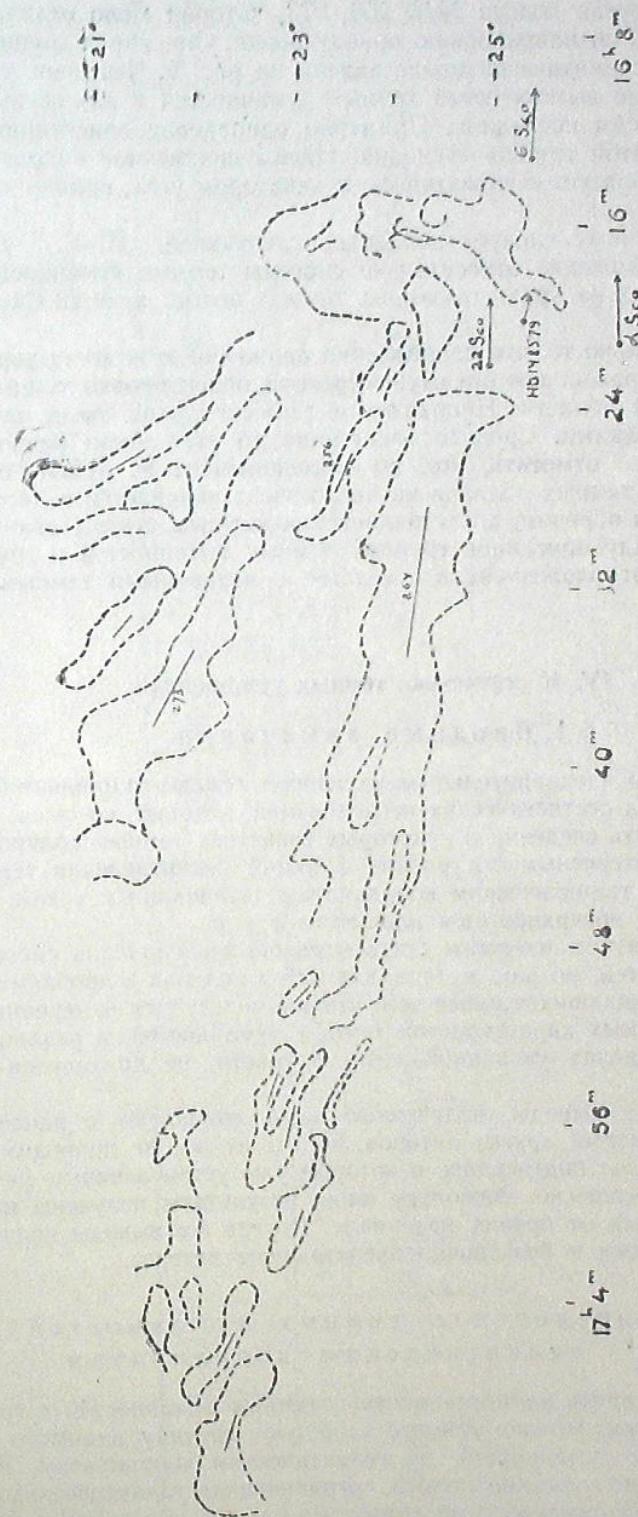


Рис. 9 бб.

начинается другая полоса №№ 256, 273, которая мало отличается (на  $12^\circ$ ) от первой по направлению ориентировки. Описанная группа темных туманностей схематически представлена на рис. 9. Чертежи указывают на направление вытянутостей темных туманностей и длины их пропорциональны весам последних. Примерно одинаковая ориентация темных туманностей этой группы очевидна. Преимущественное направление их ориентации образует с галактическим экватором угол, примерно, равный  $35^\circ$ .

К сказанному следует добавить следующее. Н. Е. Гулд [49] определила движение относительно системы темных туманностей звезд, расположенных на краю указанных темных полос:  $\alpha, \delta$ , 22 Скорпиона и HD 148579.

Замечательно то, что направления движения этих звезд хорошо совпадают с направлением преимущественной ориентировки темных туманностей в этой области. Направления движений этих звезд на чертеже указаны стрелками. Среднее расстояние до этих звезд равно 100 пс. Следует также отметить, что, по исследованиям Р. Мюллера [50], влияние этих темных облаков на число звезд начинается с расстояния в 100 пс. Таким образом, представляется вероятным существование какой-то связи между описанной группой темных туманностей и группой ярких звезд, расположенных в соседстве с названными темными туманностями.

#### IV. К статистике темных туманностей

##### § 1. Вводные замечания

Располагая предварительным каталогом темных туманностей, можно выполнить ряд статистических исследований, которые, со своей стороны, могут доставить сведения о некоторых свойствах темных облаков. Представляется интересным построение функций распределения темных туманностей по галактическим координатам, позиционным углам ориентации, видимым поверхностным площадям и т. п.

Из литературы известны статистические исследования системы темных туманностей, но наш материал и метод подхода к проблеме отличаются от применявшихся ранее тем, что мы пользуемся измеренными значениями видимых характеристик темных туманностей, в реальности которых, в пределах указанной выше точности, не приходится сомневаться.

Некоторые выводы, полученные нами, совпадают с ранее известными результатами других авторов, но мы их все же приводим, считая уместным тут же подтвердить некоторые уже установленные факты, что вовсе не безинтересно, поскольку наши результаты получены на новом и отличающемся от прочих материале. Другие же выводы являются по существу новыми и безусловно представляют интерес.

##### § 2. Распределение темных туманностей по галактическим координатам

Если расставить на карте центры темных туманностей с соответствующими весами, можно усмотреть общую картину видимого распределения темных туманностей по галактическим координатам. Рассмотренная нами галактическая полоса, ограниченная галактическими широтами  $\delta = \pm 25^\circ$  и галактическими долготами от  $\ell = 0^\circ$  до  $\ell = 220^\circ$  и от  $\ell = 310^\circ$

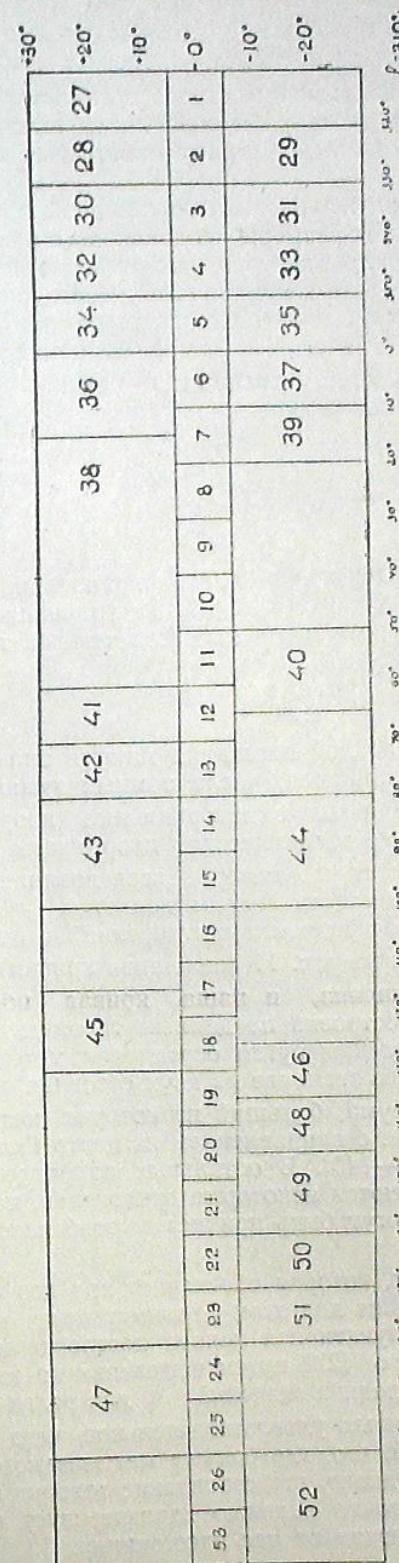


Рис. 10 бб.

до  $l=360^\circ$ , была разбита на 53 площадки, расположение которых представлено на рис. 10.

Площадки №№ 1—26 выбраны строго в галактической полосе, будучи расположены вдоль экватора и ограничены галактическими широтами  $b=\pm 5^\circ$ . При этом каждая из них охватывает площадь на небе  $10^\circ \times 10^\circ$ .

Остальные площадки расположены с северной и южной сторон от галактического экватора. Их размеры неодинаковы и они не симметричны относительно галактического экватора, что вызвано видимым неравномерным распределением темных туманностей. Ясно, что способ разделения изучаемой полосы на отдельные площадки не имеет никакого значения для статистических вычислений, подобных нашим.

Для темных туманностей, входящих в какую-либо определенную площадку, были вычислены средние для площадки взвешенные значения прямого восхождения и склонения по формулам:

$$\bar{\alpha} = \frac{\sum p\alpha}{\sum p}, \quad \bar{\delta} = \frac{\sum p\delta}{\sum p}. \quad (1)$$

С целью контроля, вычисления велись параллельно по экваториальным и галактическим координатам. Средним значениям приписывались веса  $P$ , являющиеся суммами весов для всех темных туманностей, входящих в данную площадку:

$$\sum p_i = P \quad (2)$$

В таблице III для каждой площадки даются значения следующих характеристик: номера площадок, числа темных туманностей, суммарные веса  $P$ , средние взвешенные экваториальные координаты  $\alpha$ ,  $\delta$ , а также средние взвешенные галактические координаты  $l$ ,  $b$ .

Представляет определенный интерес исследование распределения суммарного веса  $P$  по галактическим долготам  $l$  и сопоставление его с распределением коэффициента поглощения  $a_0$  по долготе  $l$ .

Этот ход представлен на рис. 11 (сплошная кривая).

$P$ —отвлеченная величина, и наша кривая носит относительный характер. Кривая построена по данным таблицы III. Сглаживание производилось по трем точкам путем осреднения, т. е. для каждой точки кривой бралось среднее значение из двух соседних и данной.

Заметны два максимума, больший из которых совпадает с направлением  $l=340^\circ$ — $350^\circ$ , т. е. с направлением на центр Галактики, а малый — на антицентр:  $l=130^\circ$ — $140^\circ$ . В остальных направлениях ход кривой равномерен. Правда, имеются некоторые отклонения, но они носят случайный характер и не могут быть приписаны особенностям микроструктуры распределения.

Прерывистая кривая, которая обозначает ход коэффициента поглощения  $a_0$  по галактическим долготам  $l$ , заимствована из работы Б. Е. Кукаркина [19], а пунктирная кривая построена нами по данным карты П. П. Паренаго [22], путем выделения на этой карте наших областей и вычисления средних значений  $a_0$  для различных значений  $l$ .

Совпадение этих кривых удовлетворительное, чего следовало ожидать из тех соображений, что, где больше межзвездного вещества, там больше и поглощение. Однако, это совпадение говорит и в пользу того, что величина  $P$  достаточно надежно характеризует количество межзвездной материи на близких от нас расстояниях.

Таблица III

№№	$\bar{\alpha}_{1900}$	$\bar{\delta}_{1900}$	$l$	$b$	$n$	$P$
1	16 $h$ 51 $m$ .82	—35°.43	316°.62	+ 3°.15	22	58.41
2	17 28.80	—29.02	326.12	+ 0.72	30	136.0
3	17 54.07	—21.54	335.75	— 0.50	31	232.40
4	18 10.88	—13.99	344.26	— 0.26	27	191.57
5	18 26.21	— 3.23	355.48	+ 1.57	21	337.57
6	18 47.47	+ 4.29	4.62	+ 0.47	6	245.64
7	19 13.94	+12.42	14.94	+ 1.48	13	345.19
8	19 26.42	+21.80	24.56	+ 0.55	22	181.44
9	19 53.76	+28.17	33.22	+ 1.41	26	134.70
10	20 27.17	+38.26	45.48	— 1.25	17	235.28
11	20 59.69	+48.74	57.31	+ 1.15	20	177.70
12	21 36.32	+51.48	63.41	— 0.87	28	76.99
13	22 36.09	+60.26	75.20	+ 1.84	8	72.86
14	23 57.81	+61.99	85.07	+ 0.40	11	201.50
15	1 18.07	+62.86	94.33	+ 1.21	13	183.00
16	2 19.19	+60.08	102.10	+ 0.34	5	45.73
17	3 49.78	+53.24	116.27	+ 0.96	6	79.0
18	4 29.85	+44.97	126.61	— 0.24	11	80.61
19	4 53.01	+37.20	135.36	— 1.88	10	81.30
20	5 27.26	+29.64	145.56	— 0.42	7	118.76
21	5 56.48	+22.35	155.59	+ 1.21	3	50.0
22	6 9.87	+15.30	163.01	+ 0.74	14	153.85
23	6 28.11	+ 4.55	174.59	— 0.50	11	74.48
24	6 56.90	— 2.30	184.09	+ 3.09	10	71.97
25	7 12.18	—12.96	195.22	+ 0.90	9	132.0
26	7 25.21	—22.24	204.81	— 1.01	9	147.0
27	16 25.23	—33.76	314.39	+ 8.40	23	81.77
28	16 42.49	—22.24	325.84	+12.90	44	144.92
29	17 55.96	—32.98	326.01	— 6.70	15	52.85
30	17 9.12	—15.61	335.09	+11.66	27	195.85
31	18 29.04	—25.20	336.32	— 9.30	35	101.71
32	17 18.57	— 6.88	349.93	+14.40	16	371.00
33	18 43.56	—16.28	345.91	— 8.30	22	107.80
34	17 54.79	— 0.33	354.33	+ 9.80	10	195.79
35	18 56.91	— 8.24	354.66	— 7.57	15	49.04
36	18 24.83	+13.61	10.38	+ 9.61	3	7.00
37	19 34.39	+ 0.74	7.14	—11.63	10	163.13
38	18 57.80	+19.94	19.69	+ 5.46	8	13.95
39	19 28.85	+ 8.53	13.33	— 6.63	11	52.25
40	21 43.88	+43.51	59.43	— 7.90	6	84.00
41	21 02.53	+59.28	65.21	+ 8.09	15	71.21
42	22 11.24	+65.75	75.49	+ 7.98	5	33.00
43	23 52.30	+70.96	85.93	+ 9.32	14	173.61
44	1 13.00	+51.98	95.15	— 9.67	5	47.00
45	5 13.90	+56.94	121.33	+12.53	8	28.70
46	3 54.61	+36.80	127.72	—10.70	6	310.00
47	7 29.48	— 6.04	191.23	+ 7.98	6	23.00
48	4 38.45	+27.05	141.30	—10.62	29	287.50
49	5 5.05	+17.39	153.04	—11.47	10	121.00
50	5 35.49	+ 8.70	164.55	— 9.84	15	94.98
51	5 50.62	— 1.87	175.81	—11.77	15	258.15
52	7 08.31	—25.70	305.94	— 6.05	4	53.85
53	7 50.08	—30.07	214.39	— 0.13	10	111.00

При построении обеих кривых, для данной  $l$  брались значения  $P$  во всей полосе  $b=\pm 30^\circ$ , так что эти кривые характеризуют широкую галактическую полосу с широтами  $b=\pm 30^\circ$ .

Представляется интересным построить аналогичную кривую для узкой галактической полосы с широтами  $b=\pm 5^\circ$ . Она представлена на

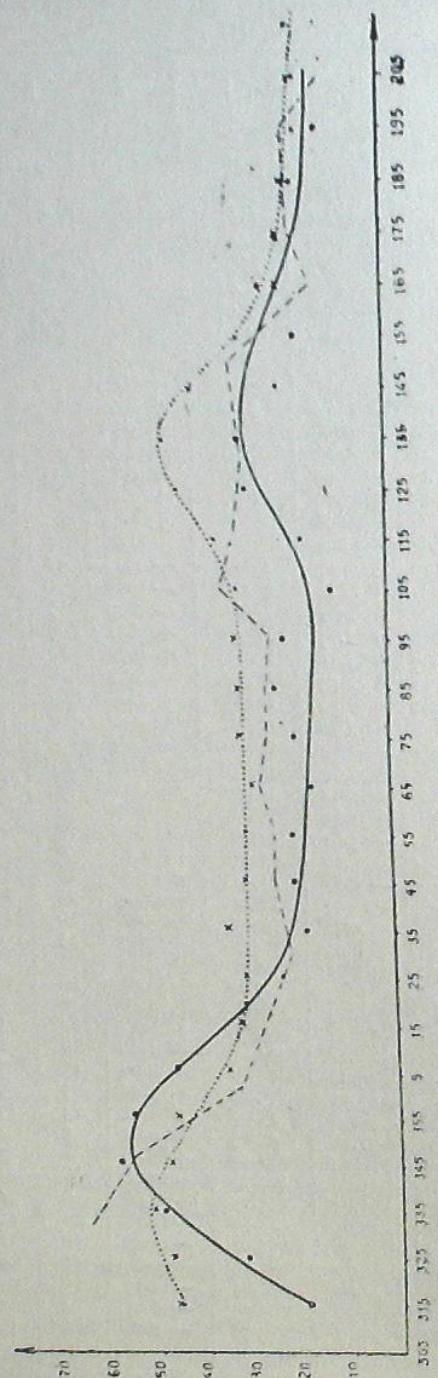


Рис. 11 б5б.

рис. 12 (сплошная кривая). На ней уже не выделяется второй максимум в направлении на антицентр Галактики, т. е. создается впечатление, что суммарный вес темной материи максимально сконцентрирован в направлении на центр Галактики и падает в обоих направлениях по  $l$ , достигая минимума где-то около антицентра.

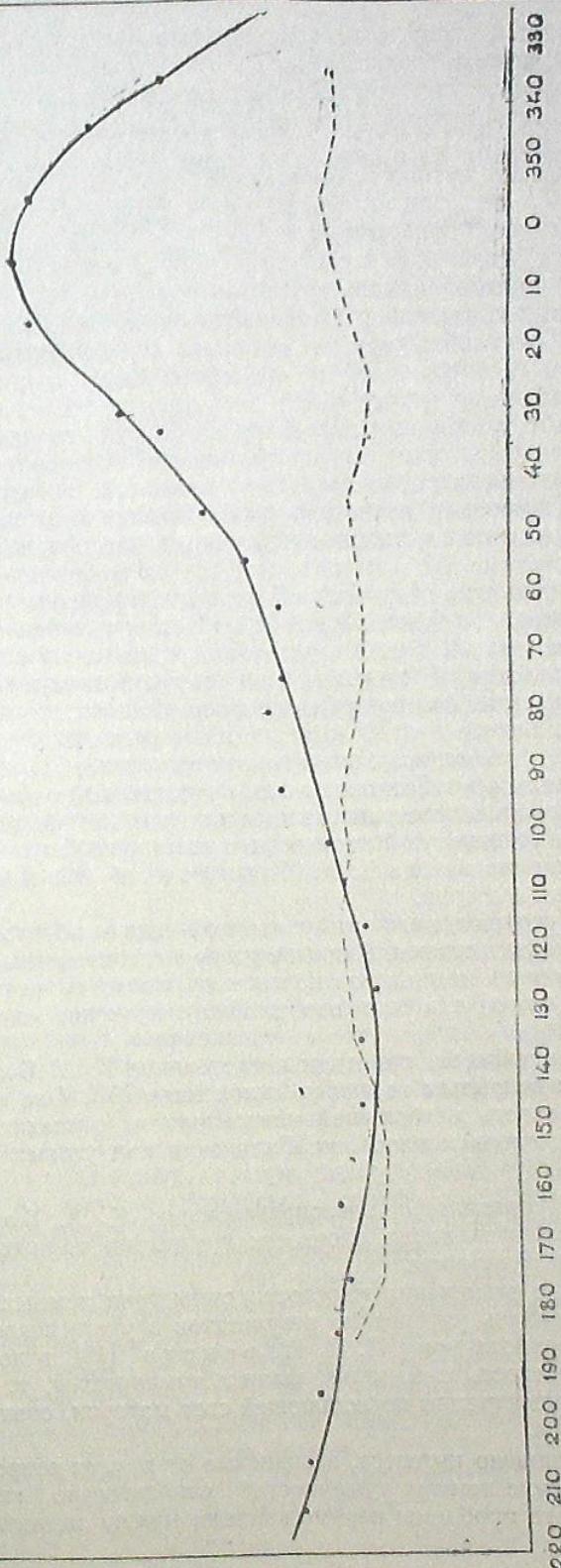


Рис. 12 б5б.

Таким образом, распределение по  $l$  суммарного веса темных туманностей, расположенных в узкой галактической полосе, носит правильный характер, т. е. хорошо согласуется с представлением о том, что пространственная плотность темных туманностей падает от центра Галактики вдоль ее радиуса.

Что касается темных туманностей, находящихся вне узкой полосы  $b = \pm 5^\circ$ , то они должны быть причиной появления второго максимума в направлении на антицентр Галактики. Дальше мы видим, что между этими двумя группами темных туманностей существует более существенная разница.

Прерывистая кривая на рис. 12 построена по данным М. А. Ващакидазе [32]. Она изображает ход величины поглощения света по галактической долготе, выведенный по избыткам цвета долгопериодических цефенов. Несовпадение между собой этих кривых объясняется тем, что видимые темные туманности находятся на близких от нас расстояниях.

Предварительный каталог темных туманностей позволяет определить положение плоскости симметрии темных туманностей. В исследовании Е. К. Харадзе [7] имеется указание на существование некоторой асимметрии пылевой материи относительно галактического экватора, выражющейся в покраснении света звезд. Анализируя Каталог показателей цвета 14000 звезд в 43 площадках Каптейна, Харадзе приходит к заключению, что поглощение света больше на северной стороне от галактического экватора, чем на южной. Причем, указанная асимметрия возрастает с увеличением галактической широты, т. е. в узкой галактической полосе  $b = \pm 7.5^\circ$  асимметрия почти отсутствует; она становится заметной в полосе  $b = \pm 13^\circ$ , а в полосе  $b = \pm 18^\circ$  выражается определенной. Автор отмечает также важную роль близких к нам поглощающих облаков в появлении указанной асимметрии. Следовательно, представляется интересным определение положения в пространстве плоскости симметрии темных облаков. В случае несовпадения этой плоскости с экватором Галактики, мы получим подтверждение вывода Е. К. Харадзе об асимметрии в распределении темной материи.

С другой стороны, важность указанной задачи обуславливается следующими обстоятельствами. Видимое распределение темных туманностей не может не влиять на видимое положение плоскости симметрии других небесных объектов, так как оно вносит искажение систематического характера.

В качестве примера, приведем исследование К. А. Бархатовой, относящееся к открытым звездным склонениям [51]. Она пришла к выводу, что плоскость наибольшей концентрации рассеянных звездных скоплений наклонена к плоскости Галактики под углом:

$$i = -27^\circ. \quad (3)$$

Это было правильно интерпретировано К. А. Бархатовой, как следствие несовпадения плоскости симметрии темных туманностей с галактическим экватором.

Определение положения плоскости симметрии темных туманностей может содействовать улучшению результатов в учете поглощения света по методу, разработанному П. П. Паренаго [16], в котором допускается, что плоскость симметрии темных туманностей, т. е. плоскость наибольшей концентрации поглощающей свет материи, совпадает с экватором Галактики.

Также не лишено интереса, независимо от других вопросов, само по себе распределение темных туманностей относительно галактического экватора. В свете проблемы взаимодействия между звездной и диффуз-

ной составляющими нашей Галактики, оно может послужить материалом для изучения некоторых вопросов, относящихся к динамическим и кинематическим проблемам нашей Галактики, конечно, с учетом того обстоятельства, что мы имеем все же ограниченные данные о темных туманностях, находящихся лишь на сравнительно близких расстояниях от Солнца.

Определение положения полюса плоскости симметрии темных туманностей производилось нами по методу Ньюкомба [52]. Вычисления велись с четырьмя знаками с учетом весов  $P$  для  $\alpha$ ,  $\delta$ . Координаты полюса плоскости симметрии темных туманностей, вычисленные нами, оказались следующими:

$$\left. \begin{array}{l} A_0 = 186^\circ.5, \\ D_0 = +30^\circ 6, \end{array} \right\} \quad (4)$$

$$i = 4^\circ. \quad (5)$$

Как видно, эти плоскости наклонены одна к другой, правда, под небольшим углом, но несовпадение—налицо и имеет величину, которой нельзя пренебрегать при изучении некоторых вопросов звездной астрономии.

Рис. 13 представляет галактическую полосу, на которой нанесены средние взвешенные координаты  $l$  и  $b$ . Величины квадратов соответствуют суммарным весам  $P$ . Как видно, система темных туманностей является плоской, с хорошо выраженной концентрацией в плоскости Галактики. 65% всех темных туманностей расположены в узкой полосе с галактическими широтами  $\pm 5^\circ$ .

Внимательное рассмотрение расположения точек на рис. 13 наводит на мысль, что видимое распределение темных туманностей представляет собой совокупность двух плоских систем, одна из которых лежит строго в галактической плоскости, а вторая наклонена к первой под определенным углом и, проектируясь на небо, создает синусоидальную кривую.

Действительно, сгруппируем в одну—I—группу те темные туманности, плоскость симметрии которых совпадает с плоскостью Галактики. Темные туманности, входящие в эту группу I, расположились в узкой галактической полосе, ограниченной в пределах  $\pm 5^\circ$  по галактической широте. Как исключение, в направлении галактического центра от  $l = 320^\circ$  до

$= 350^\circ$  мы имели возможность расширить эту полосу до  $b = \pm 10^\circ$ . Увеличение ширины больше, чем на  $\pm 10^\circ$ , уже выводит плоскость симметрии группы I из положения, совпадающего с плоскостью Галактики. Все остальные темные туманности сгруппированы в другую—II—группу.

На рис. 14 представлено распределение темных туманностей II группы. Кружки на чертеже обозначают средние галактические широты звезд спектрального класса В ярче 5.25 звездной величины, вероятно принадлежащих Местной системе. Эта картина распределения заимствована из работы Шепли [34]. Совпадение распределения туманностей с этими звездами очевидное, что нельзя не рассматривать, как факт, утверждающий наличие связи между темными туманностями II группы и звездами спектрального класса В, принадлежащими Местной системе.

Для I группы, методом П. П. Паренаго [54], вычислены поправки к координатам полюса Галактики. Они оказались незначительными и почти не изменили положение полюса.

Для  $\Delta\Omega$  и  $\Delta i$  мы получили следующие значения:

$$\Delta\Omega = 0^\circ.06; \Delta i = 0^\circ.05 \quad (6)$$

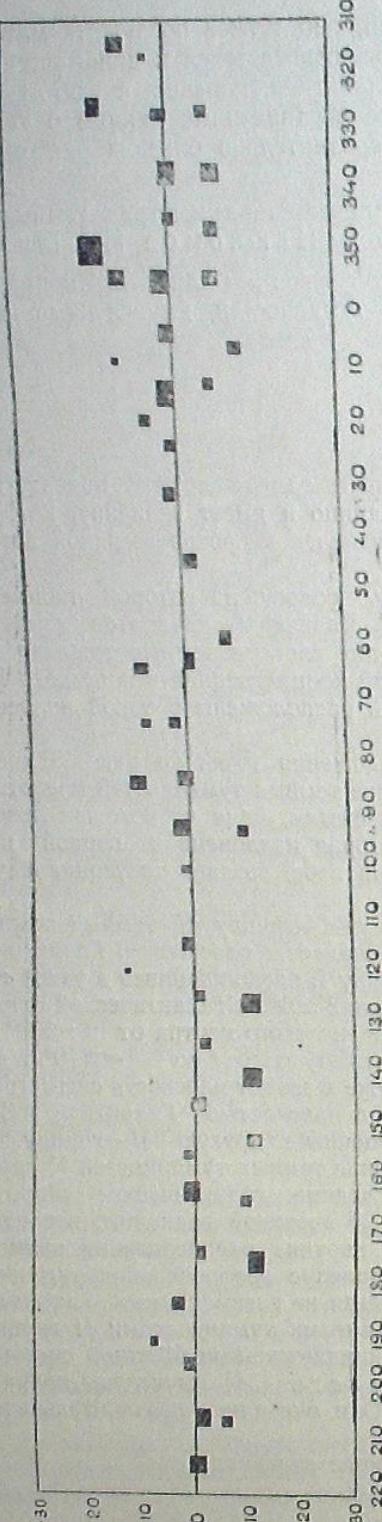


Рис. 13 бэб.

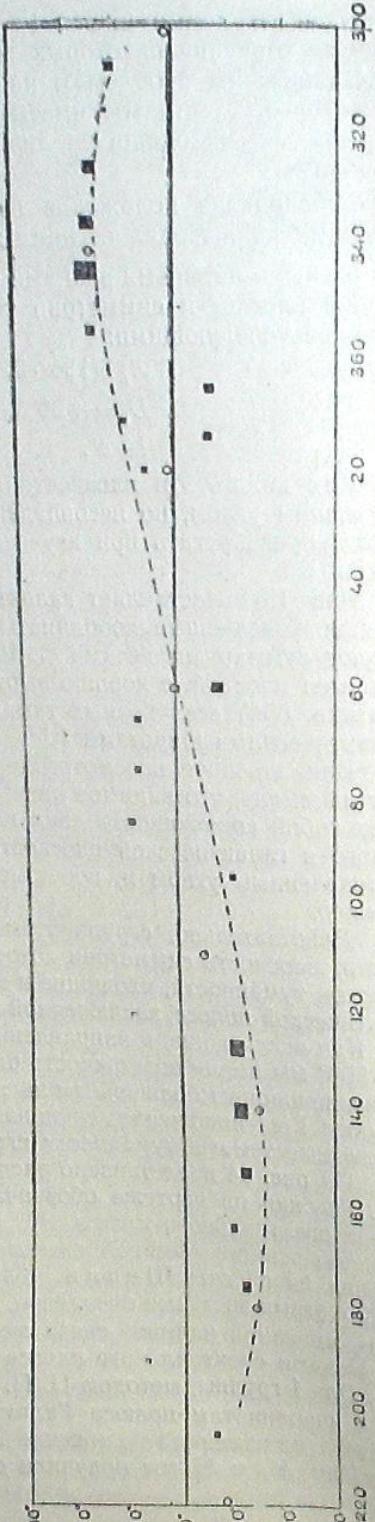


Рис. 14 бэб.

Таким образом, не подлежит никакому сомнению, что темные туманности группы I расположены симметрично относительно галактического экватора.

Что касается темных туманностей II группы, то здесь наблюдается иная картина. Определение положения полюса плоскости симметрии для этой группы произведено также методом Ньюкомба. Вычисленные нами координаты полюса оказались следующими:

$$\begin{aligned} A_0 &= 178^\circ 42', \\ D_0 &= +32^\circ 19', \\ i &= 10^\circ 34'. \end{aligned} \quad (7)$$

Если (7) сравнить с координатами полюса пояса Гулда, то совпадение надо считать удовлетворительным, учитывая то обстоятельство, что имеется значительное расхождение в установлении координат полюса пояса Гулда.

Таким образом, наш материал подтверждает существование асимметрии в распределении темной материи. Нам представляется, что ответственными за это явление должны быть близкие к нам темные туманности, которые в окрестностях Солнца создают определенную группу. Можно утверждать, что наблюденные темные туманности делятся на две группы, отличающиеся одна от другой расположением в Галактике. Первая группа тесно связана с остальными членами Галактики, обнаруживая известную концентрацию в плоскости Галактики. Вторая группа темных туманностей не является строго плоской, и плоскость симметрии ее наклонена к плоскости симметрии Галактики под углом  $10^\circ 6'$ .

Следовательно, видимое распределение темных туманностей второй группы хорошо совпадает с распределением звезд Местной системы, из чего следует, что, во-первых, концентрацию ярких звезд вдоль полюса Гулда нельзя считать следствием сравнительно большой прозрачности межзвездного пространства вдоль этого пояса, так как именно там и сконцентрированы темные туманности. К такому выводу пришли в Абастуманской обсерватории Е. К. Харадзе [30] и М. А. Вашакидзе [20], исследовав поглощение света в областях Местной системы и симметричной с ней. Во-вторых, не лишено основания полагать, что темные туманности второй группы имеют физическую связь с Местной системой. С этими выводами согласуется указанный выше факт, заключающийся в том, что темные туманности второй группы вносят в распределение суммарного веса по галактической долготе некоторую иррегулярность, выражющуюся в появлении второго максимума в направлении на антицентр Галактики.

Аналогичную картину, т. е. разделение системы темных туманностей на две группы, можно усмотреть на карте темных туманностей К. Лундмарка [34].

Все вопросы, связанные с распределением темных туманностей по галактическим координатам, мы изучали до сих пор с учетом введенных нами же статистических весов, т. е. мы попытались учесть индивидуальность различных направлений на небе, в смысле количественных различий в них межзвездной материи. При определении плоскости симметрии, каждой площадке приписывался вес  $P$ , представляющий собою сумму весов  $\rho$  отдельных туманностей, входящих в данную площадку.

Однако, как говорилось в главе II, § 3, при выводе формулы  $\bar{M} = k\rho$ , которая является указанием на пропорциональность средней массы среднему статистическому весу, сделано допущение, что в изучаемом пространстве среднее расстояние до туманностей одинаково для всех направлений в плоскости Галактики. Это означает, что мы допусти-

ли отсутствие резких структурных разнообразий в пространственном распределении темных туманностей в сравнительно малом цилиндре с радиусом основания 700 пс. Если отказаться от грубо статистической постановки вопроса, это допущение может показаться недостаточно строгим.

С другой стороны, при определении  $\rho$  индивидуальных темных туманностей, мы оценивали величины  $\Delta N(m)$  глазомерно, так что величины  $\rho$  отягощены ошибками, присущими глазомерным методам.

В связи с этим, оказалось целесообразным повторить вычисления координат полюсов плоскостей симметрии темных туманностей без учета статистических весов  $\rho$ .

Таблица IV является аналогичной таблице III. В ней даются средние координаты для всех 53 площадок без учета весов  $\rho$ . Первый столбец содержит номера площадок, второй и третий—средние значения и  $\bar{\delta}$ , вычисленные по формулам:

$$\bar{a} = \frac{\sum a}{n}, \quad \bar{\delta} = \frac{\sum \delta}{n}.$$

Таблица IV

№	$\bar{a}$	$\bar{\delta}$	T	$\bar{b}$	n
1	16 <sup>h</sup> 54 <sup>m</sup> .55	-35 <sup>o</sup> .56	316 <sup>o</sup> .9	+ 2 <sup>o</sup> .2	22
2	17 24.37	-29.37	326.0	+ 0.4	30
3	17 49.94	-21.10	335.6	+ 0.6	31
4	18 12.67	-14.45	344.1	- 0.9	27
5	18 35.24	- 6.40	354.6	- 2.0	21
6	18 50.17	+ 1.62	2.3	- 1.4	6
7	19 08.8	+14.91	16.5	+ 0.8	13
8	19 25.55	+22.71	25.0	+ 1.1	22
9	19 43.86	+30.52	34.0	+ 1.6	24
10	20 17.08	+38.81	44.7	+ 0.4	17
11	21 0.68	+45.38	55.0	- 1.3	19
12	21 37.21	+53.69	64.9	+ 0.8	28
13	22 27.40	+59.02	73.6	+ 1.3	8
14	0 7.31	+60.72	85.9	- 1.0	13
15	1 17.86	+60.90	94.5	- 0.8	14
16	2 9.60	+60.66	100.7	+ 0.4	5
17	4 1.17	+53.48	117.2	+ 2.4	6
18	4 31.09	+45.96	125.7	- 0.1	11
19	4 57.80	+35.92	136.9	- 1.8	10
20	5 23.72	+30.04	145.0	- 0.8	7
21	5 58.00	+20.57	157.0	+ 0.8	3
22	6 14.71	+13.52	165.1	+ 0.9	14
23	6 35.45	+ 6.27	173.9	+ 1.9	11
24	7 0.0	- 4.40	186.3	+ 2.3	10
25	7 17.33	-13.90	196.6	+ 1.5	9
26	7 26.00	-21.60	204.3	- 0.5	9
27	16 27.35	-31.94	315.9	+ 9.3	23
28	16 49.52	-23.00	326.2	+11.1	44
29	17 48.60	-33.66	324.6	- 5.6	15
30	17 11.67	-17.01	334.3	+ 0.3	27
31	18 21.03	-25.71	335.8	- 7.5	35
32	17 32.00	-07.48	345.2	+11.2	16
33	18 40.47	-17.32	344.7	- 7.4	23
34	17 51.50	+ 1.18	353.2	+10.0	10
35	18 56.00	- 7.98	354.8	- 7.1	15
36	18 23.10	+13.40	10.2	+ 9.5	3
37	19 16.96	+ 0.58	4.8	- 7.9	8
38	19 04.00	+22.21	22.4	+ 5.2	8

№	$\bar{a}$	$\bar{\delta}$	T	$\bar{b}$	n
39	19 <sup>h</sup> 30 <sup>m</sup> .90	+ 80.58	13 <sup>o</sup> .7	- 7 <sup>o</sup> .0	11
40	21 31.42	+43.36	57.5	- 6.5	6
41	20 59.51	+60.23	65.6	+ 8.9	15
42	22 3.40	+67.30	75.7	+ 9.6	5
43	23 54.14	+71.86	86.5	+ 9.8	14
44	1 43.00	+53.42	90.04	- 8.6	5
45	4 53.43	+53.81	122.3	+ 8.8	7
46	3 45.50	+19.21	124.7	-10.1	6
47	7 28.16	- 5.63	190.7	+ 7.9	6
48	4 33.17	+26.56	140.7	-11.6	29
49	5 4.50	+23.93	147.5	- 8.0	10
50	5 34.93	+ 8.15	164.9	-10.3	15
51	5 50.10	- 1.34	172.8	-10.3	15
52	7 14.75	-29.92	210.4	- 6.8	4
53	7 48.40	-28.40	212.7	+ 0.1	10

Четвертый и пятый столбцы дают средние галактические координаты  $\bar{l}$ ,  $\bar{b}$ , и, наконец, шестой—число туманностей  $n$ .

На основе этой таблицы были вычислены положения полюсов плоскостей симметрии для каждой группы темных туманностей. Принцип разделения туманностей на две группы такой же, как и в предыдущем случае, при учете статистических весов.

Определение положений полюсов плоскостей симметрии производилось методом Ньюкомба. Для контроля, вычисления велись параллельно как в экваториальных, так и в галактических координатах. Полученные результаты собраны в таблице V.

Таблица V

	A	D	i	$\Omega$
1. Вся система темных туманностей с применением статист. весов . . . . .	186 <sup>o</sup> .5	+30 <sup>o</sup> .6	4 <sup>o</sup>	276 <sup>o</sup> .5
без применения статист. весов . . . . .	187.5	+29.8	2.5	277.5
2. I группа темных туманностей с применением статист. весов . . . . .	190.0	+28.0	0	280.0
без применения статист. весов . . . . .	190.1	+28.2	0	280.1
3. II группа темных туманностей с применением статист. весов . . . . .	178.6	+32.3	10.6	268.6
без применения статист. весов . . . . .	177.6	+29.0	11.0	267.6

Как видно из таблицы V, координаты полюсов плоскостей симметрии темных туманностей каждой группы как с применением, так и без применения статистических весов, получаются практически равными. Так что все выводы, сделанные в данном параграфе относительно распределения темных туманностей по галактическим координатам, остаются в силе.

### § 3. Распределение темных туманностей по позиционным углам ориентировки

Предварительный Каталог темных туманностей позволяет изучить распределение темных туманностей по величинам позиционных углов ориентировки  $\varphi$ . Мы задались целью установить, существует ли какое нибудь преимущественное направление в видимой ориентировке темных туманностей или они ориентированы хаотично, не подчиняясь каким-либо обнаруживаемым общим закономерностям. Актуальность этого вопроса подтверждается высказываниями акад. Г. А. Шайна [55] в связи с изучением аналогичной ориентировки, правда, существенно отличных объектов,—светлых газовых волокон в диффузных туманностях.

Построение функции распределения темных туманностей по  $\varphi$ , т. е. функции  $f_\varphi(\varphi)$ , интересно с точки зрения выявления природы сил, действующих на темные облака. Мы уже говорили в третьей главе о возможной природе сил, которые могут создавать вытянутости темных туманностей, и подчеркнули, что более вероятно, что в разных случаях могут действовать силы разной природы. Но, если трудно решить точно вопрос о природе сил, интересно все-таки выяснить, по крайней мере, общий средний эффект этих сил.

Распределение темных туманностей по углам ориентировки исследовано Е. Л. Рускол [36] на небольшом материале (68 объектов), взятом из каталога Барнarda. Результаты Рускол находятся в хорошем согласии с нашими, несмотря на малочисленность исследованных им объектов.

При выборе материала для проведения статистики углов ориентации  $\varphi$ , мы должны учесть следующее обстоятельство. Для таких объектов, как—эллиптические, темные волокна, грушевидные и треугольные, можно с большой уверенностью провести линии направлений вытянутостей. Это возможно нередко и для неправильных темных туманностей. Для большей надежности выводов мы старались увеличить число туманностей, вовлекаемых в статистическую обработку. Поэтому, все туманности, обнаруживающие явную вытянутость (включая и неправильные), составили материал для изучения распределения углов.

Однако, против включения в статистику неправильных туманностей можно выдвинуть следующее соображение. Вытянутость неправильной туманности может быть иллюзорна, будучи вызвана наложением одной туманности на другую и это может привести к тому, что на эффект вытягивания отдельных туманностей вдоль галактической плоскости накладывается эффект общей концентрации поглощающей материи к плоскости Галактики.

Таким образом, следует изучить влияние эффекта наложения туманностей на характер распределения по  $\varphi$ .

Для определения степени концентрации темных туманностей к экватору Галактики, построим график распределения туманностей по галактическим широтам  $b$ . Он представлен на рис. 15.

Кривую можно приблизенно выразить линейной функцией:

$$n = n_0 - \gamma b, \quad (8)$$

где  $n_0$ —число туманностей на галактическом экваторе, а величина  $\gamma$ —угловой коэффициент.

Изменение плотностей по долготе  $l$  для данной задачи не имеет значения, и поэтому мы им пренебрегаем.

Вероятность того, что туманность будет иметь координаты  $(l, b)$ , т. е.  $P(l, b)$ —есть величина, пропорциональная плотности в точке  $(l, b)$ , и, следовательно, выражается через:

$$P(l, b) dl db = k(n_0 - \gamma b) dl db;$$

при этом,

$$P(l + \Delta l, b) = P(l, b)$$



Рис. 15 б.б.

Допустим, туманность имеет положение  $l, b$ , (рис. 16). Наложение одной туманности на другую осуществляется, когда их координаты  $(l_1, b_1)$  и  $(l_2, b_2)$  будут отличаться между собой не больше, чем на средний диаметр  $\Delta l = \Delta b = d$ , т. е.

$$\begin{aligned} |l_1 - l_2| &< \Delta l, \\ |b_1 - b_2| &< \Delta b. \end{aligned}$$

Выберем четыре варианта наложения туманностей. Два из них создают ориентацию, параллельную экватору Галактики, а два варианта—

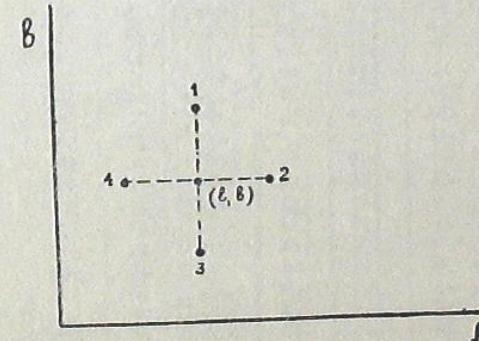


Рис. 16 б.б.

перпендикулярную. Задача заключается в том, чтобы определить—насколько вероятнее варианты, создающие параллельную ориентацию, по сравнению с вариантами, создающими перпендикулярную ориентацию. Она решается просто.

Вероятность осуществления первого варианта (см. рис. 16) равна:

$$P_1 = P(l, b) P(l, b + \Delta b).$$

Аналогично напишем для остальных вариантов:

$$P_2 = P(l, b) P(l + \Delta l, b),$$

$$P_3 = P(l, b) P(l, b - \Delta b),$$

$$P_4 = P(l, b) P(l - \Delta l, b).$$

Поставленную задачу решает соотношение:

$$\frac{P_1 + P_3}{P_2 + P_4} = \frac{P(l, b + \Delta b) + P(l, b - \Delta b)}{2P(l, b)}.$$

В силу (8), т. е. линейности функции  $P(l, b)$ , числитель соотношения равен  $2P(l, b)$ , т. е. получается, что

$$\frac{P_1 + P_3}{P_2 + P_4} = 1.$$

Таким образом, все ориентации, создаваемые наложением, одинаково вероятны.

В том случае, когда туманность лежит на галактическом экваторе, получается формула:

$$\frac{P_1 + P_3}{P_2 + P_4} = 1 - \frac{\Delta b}{20} = 0.92,$$

при допущении, что средний диаметр туманности равен  $1^{\circ}6$ .

Таким образом, эффект наложения туманностей не может существенно изменить характер распределения туманностей по  $\varphi$ .

Однако, для большей строгости мы выбрали в каталоге только эллиптические туманности и темные волокна, относительно которых не может быть никакого сомнения в смысле реальности их формы. Список этих туманностей дается в таблице VI.

Таблица VI (продолжение)

№	$\varphi$										
15	19°	228	50°	318	19°	439	5°	554	9°	677	23°
19	31	229	90	322	50	444	17	555	9	680	68
23	40	230	75	325	19	447	33	556	42	682	36
30	23	232	12	334	22	453	7	557	34	686	29
32	0	234	39	336	31	459	2	560	40	687	31
45	13	239	70	339	34	469	71	561	47	688	25
50	79	241	49	340	7	477	56	564	10	689	11
58	26	244	89	343	51	480	24	567	25	690	10
59	54	249	47	345	16	482	15	568	39	693	42
77	18	254	9	347	37	486	13	569	14	695	8
80	21	256	19	350	39	489	3	571	33	697	23
87	28	258	20	358	16	491	15	573	25	700	72
102	39	260	30	359	66	495	29	574	13	709	31
112	10	264	33	362	46	499	8	578	14	712	65
118	30	269	59	365	17	500	78	579	60	713	2
128	39	270	19	367	38	502	8	580	61	718	26
133	34	271	49	370	35	504	5	582	5	722	2
138	40	273	13	376	15	505	7	585	3	723	5
142	84	274	2	374	5	507	83	586	13	724	12
149	76	275	23	387	27	508	0	589	2	727	51
156	28	276	18	389	5	509	9	591	25	734	64
163	40	277	14	393	7	513	2	594	16	735	63
183	67	278	51	396	71	516	26	597	17	737	47
184	62	282	34	399	0	518	4	607	22	739	4
188	24	283	83	402	47	521	20	609	26	747	72
190	13	284	14	406	3	537	35	611	10	749	51
191	17	288	27	407	22	538	5	613	26	757	44
194	3	289	13	410	52	539	7	620	6	763	44
195	42	290	20	415	42	540	48	625	87	766	44
196	33	294	82	418	30	541	54	637	33	775	39
200	13	295	87	422	20	542	43	656	0	779	89
203	19	297	81	424	40	543	34	661	23	782	9
206	25	301	1	427	68	548	47	662	23	787	7
214	26	306	20	429	7	549	19	666	81	790	42
220	72	307	22	430	38	553	79	669	8	797	13
226	1	313	49	431	88						

### К статистическому изучению темных туманностей

Для этих туманностей статистика проведена отдельно и на диаграммах 17 и 19 (которые в основном построены для правильных и неправильных туманностей, взятых вместе) им соответствуют заштрихованные части. Как видно из диаграммы, большинство темных туманностей ориентировано в направлении, мало отличающемся от направления, лежащего в галактическом экваторе в картины плоскости. Но более интересным является тот факт, что минимум числа темных туманностей совпадает не со значением для  $\varphi = 90^\circ$ , а лежит около  $\varphi = 65^\circ$ . На аналогичной диаграмме Рускол минимум тоже лежит около  $\varphi = 65^\circ$ .

На рис. 17 представлена диаграмма, указывающая число темных туманностей, имеющих разные видимые углы ориентации от  $0^\circ$  до  $90^\circ$ . Как видно из диаграммы, большинство темных туманностей ориентировано в направлении, мало отличающемся от направления, лежащего в галактическом экваторе в картины плоскости. Но более интересным является тот факт, что минимум числа темных туманностей совпадает не со значением для  $\varphi = 90^\circ$ , а лежит около  $\varphi = 65^\circ$ . На аналогичной диаграмме Рускол минимум тоже лежит около  $\varphi = 65^\circ$ .

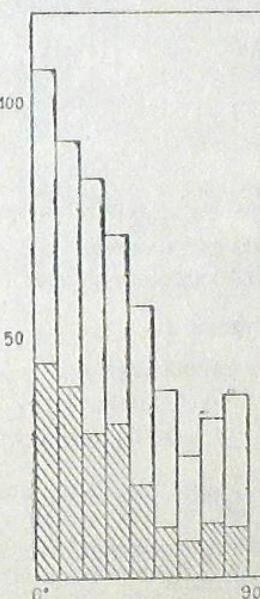


Рис. 17 бб.

Как становится известным из новейших исследований академика Г. А. Шайна, наличие магнитных полей в Галактике может быть ответственным за преимущественную ориентацию темных туманностей параллельно экватору Галактики.

В пространстве темные туманности могут ориентироваться своими вытянутостями по-разному, и представляется интересным вопрос—какова эта ориентация по отношению к плоскости Галактики. Наименьший угол между направлением вытянутости и плоскостью Галактики обозначим буквой  $\varphi$  (рис. 18), а угол, составленный этим же направлением с картиной плоскостью,—буквой  $\Theta$ . Для перехода от  $f_1(\varphi)$  к  $f_2(\varphi)$ —функции распределения по истинным углам наклона вытянутостей темных

туманностей к плоскости Галактики — мы используем примененный Рукол метод, который более справедлив для нашего случая. (Допущение  $f_3(\Theta) = \text{const}$ , которым пользовалась Рукол, требует, чтобы статистика проводилась по всему кругу галактической полосы, — условие, которое значительно лучше соблюдается в нашем исследовании).

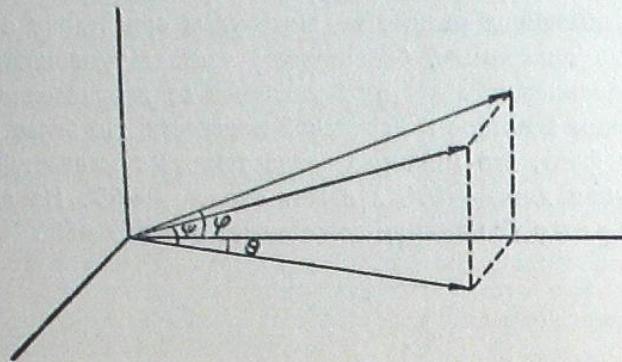


Рис. 18 баб.

Задача изучения закона пространственной ориентации темных туманностей сводится к следующему: имеем три случайные величины  $\varphi$ ,  $\psi$ ,  $\Theta$ , которые связаны между собой соотношением (см. рис. 18):

$$\operatorname{tg} \psi = \operatorname{tg} \varphi \cos \theta, \quad (9)$$

и требуется найти функцию распределения  $f_2(\psi)$ , когда известны функции распределения  $f_1(\varphi)$  и  $f_3(\Theta)$ . Функция  $f_1(\varphi)$  известна из наблюдения, а относительно функции  $f_3(\Theta)$  можно сделать то или иное допущение, например:

$$f_3(\Theta) = \text{const}. \quad (10)$$

Как известно из теории вероятностей, эта задача сводится к решению интегрального уравнения типа:

$$f_2(\psi) d\psi = \frac{\text{const} d\varphi}{\cos^2 \psi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f_1(\varphi) d\varphi}{(1 + \operatorname{tg}^2 \varphi) \sqrt{\operatorname{tg}^2 \varphi - \operatorname{tg}^2 \psi}}. \quad (11)$$

Для решения этого уравнения можно применить здесь и графический метод, который вполне приемлем для нашего случая. Он заключается в оценке вероятностей для каждого значения  $\psi$  соответственно значениям  $\varphi$  от  $0^\circ$  до  $90^\circ$ , путем измерения на графике соотношения площадей, заключенных между прямыми  $\varphi$  и семейством кривых  $\operatorname{tg} \psi = \operatorname{tg} \varphi \cos \theta$ . Так составлена таблица, с помощью которой от функции  $f_1(\varphi)$  можно перейти к  $f_2(\psi)$ . После пересчета функции  $f_2(\psi)$  приняла вид, представленный на рис. 19.

Как видно, вытянутости темных туманностей преимущественно ориентированы параллельно плоскости Галактики.

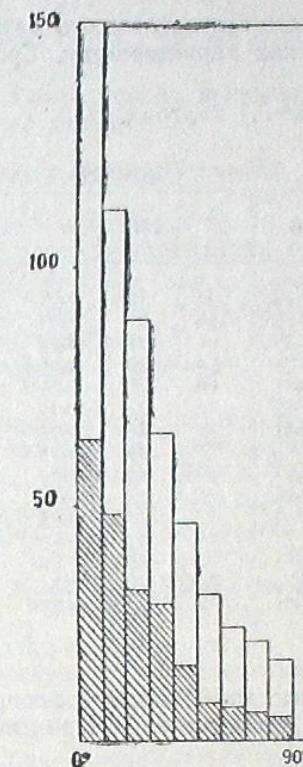


Рис. 19 баб.

#### § 4. Распределение темных туманностей по поверхностным площадям

Как уже было отмечено, видимая поверхностная площадь есть телесный угол, под которым видно наибольшее сечение темного облака с картинной плоскостью. Она находится в простой зависимости от истинного значения этого сечения, выраженной посредством расстояния  $r$  до темного облака:

$$\Sigma = \sigma r^2. \quad (12)$$

Сумма всех  $\sigma$  составляет 1900 квадратных градусов, т. е. все темные туманности на небе покрывают площадь, равную 1900 квадратным градусам, что примерно составляет 40—50% поверхности Млечного Пути. По Бекеру [6], она составляет 30—40%, что нам кажется немногим преувеличенным.

Распределение темных туманностей по видимым поверхностным площадям представлено таблицей VII. В ней даются значения числа темных туманностей  $n$  (частоты) для каждой  $\sigma$ , меняющейся через 0.5 кв. град. Из таблицы видно, что чаще всего встречаются темные туманности малых размеров и число их уменьшается с увеличением  $\sigma$ . Мы не могли определить видимую площадь для тех темных туманностей,  $\sigma$  которых меньше 0.1 кв. град. Поэтому, таблица начинается от  $\sigma = 0.1$  кв. градусов. Мы не включили в таблицу значения  $\sigma$ , превосходящие 15 кв. градусов, так как таких случаев всего лишь несколько.

Для совокупности нашего статистического материала, мы вычислили значения ряда статистических характеристик. Средняя арифметическая оказалась равной

$$\bar{\sigma} = 2.1 \text{ кв. град.}$$

Таблица VII (обратно)

№	$\sigma$	n	№	$\sigma$	n
1	0.25	252	16	7.75	4
2	0.75	136	17	8.25	5
3	1.25	92	18	8.75	1
4	1.75	51	19	9.25	6
5	2.25	60	20	9.75	1
6	2.75	27	21	10.25	7
7	3.25	27	22	10.75	2
8	3.75	31	23	11.25	4
9	4.25	18	24	11.75	2
10	4.75	14	25	12.25	2
11	5.25	17	26	12.75	1
12	5.75	19	27	13.25	1
13	6.25	9	28	13.75	2
14	6.75	5	29	14.25	1
15	7.25	10	30	14.75	1

Но темные туманности такой видимой площади не встречаются чаще других, так как коэффициент асимметрии имеет значение больше нуля:

$$S_k = 2.21,$$

так что налицо крайняя левая асимметрия.

Для среднего квадратического отклонения  $\alpha$  мы получили

$$\alpha = 2.7 \text{ кв. град.},$$

откуда следует, что  $\sigma$  для 89% рассмотренных темных туманностей заключается в интервале  $0.1 < \sigma < 8.0$  кв. град.

По Крейкену, среднее расстояние до темных туманностей, характеризуемых большими поглощениями, равно 150 пс. Тогда, так как средний видимый радиус по нашим данным равен 0°.81, средний истинный радиус темных туманностей получается

$$\bar{R} = 2.1 \text{ пс.}$$

При построении кривой распределения темных туманностей по  $\sigma$ , мы должны учесть то обстоятельство, что в интервале  $0 < \sigma < 0.1$  кв. град. у нас отсутствуют данные. Это вызвано тем, что на нашем материале невозможно фиксировать темные туманности,  $\sigma$  которых меньше 0.1 кв. град. Однако, этот интервал имеет важное значение, так как он может заполнить оставшуюся часть и этим предоставить нам возможность дискутировать вопросы, касающиеся темных туманностей со всевозможными значениями  $\sigma$  от 0 до  $\infty$ .

Таким образом, экстраполяция кривой распределения в сторону малых  $\sigma$  как-бы расширяет пространство, внутри которого возможно изучение темных туманностей.

Поясним этот вопрос подробнее. Мы не можем фиксировать те темные туманности, для которых  $0 < \sigma \leq 0.1$  кв. град. Это значит, что мы не замечаем тех туманностей, истинная площадь  $\Sigma$  которых меньше

пределной  $\Sigma_{min}$ , которая создает видимую  $\sigma = \frac{\Sigma_{min}}{r^2} \leq 0.1$  кв. град. С другой стороны, и что важнее, мы не замечаем также такую туманность, которая удалена от нас дальше, чем  $r_{max}$ , т. е. на расстояние, при котором туманность создает видимую  $\sigma = \frac{\Sigma}{r_{max}^2} \leq 0.1$  кв. град. Таким обра-

зом, наше распределение по  $\sigma$  доставляет нам сведения о тех темных туманностях, которые расположены внутри сферы, радиус которой можно оценить следующим образом. Средний истинный радиус  $\bar{R}$  по оценке П. П. Паренаго равен 2.3 пс. Такая туманность создает видимую площадь  $\sigma = 0.1$  на расстоянии 700 пс. Так что наша кривая распределения  $f(\sigma)$  характеризует туманности, удаленные от нас не больше, чем на 700 пс.

Когда мы производим экстраполяцию кривой в сторону малых  $\sigma$ , этим мы допускаем, что для нас становятся видимыми туманности с очень малыми  $\sigma$ , т. е. удаленные от нас больше, чем на 700 пс. Иначе говоря, мы этим расширяем изучаемое пространство. И чем дальше будет экстраполяция кривой в сторону малых  $\sigma$ , тем больше будет радиус изучаемого пространства. Туманности, имеющие  $\sigma = 0.01$  кв. град., будут удалены от нас в среднем на 2000 пс, а туманности  $\sigma = 0.001$  кв. град.—на 7000 пс.

Таким образом, экстраполяция кривой  $f(\sigma)$  имеет существенное значение и поэтому требует более осторожного подхода к ней.

Поставим вопрос—какой вид должна иметь кривая  $f(\sigma)$  в интервале  $0 < \sigma \leq 0.1$  кв. градуса? Возможны всего два варианта.

1. Кривая продолжает подниматься вверх, приближаясь асимптотически или пересекая ось ординат.
2. Кривая достигает максимума где-то около точки  $\sigma = 0.1$ , и, опускаясь вниз и в точке  $\sigma = 0$  пересекает начало координат. Мы должны выяснить—который из этих двух крайних вариантов более близок к истине.

Мы уже указывали выше, что нами не преследовалась цель выделить и особо изучить глобулы и, кроме того, мы не включали в каталог множества глобул, находящихся на фоне светлых диффузных туманностей. Видимая поверхностная площадь глобул как раз и заключается в интервале  $0 < \sigma \leq 0.1$  кв. град. К этому интервалу следует причислить и отдельные волокна. Так что, ежели мы приняли бы во внимание огромное количество глобул и темных волокон, кривая  $f(\sigma)$  в интервале  $0 < \sigma \leq 0.1$  поднялась бы довольно высоко.

Выявление характера функции  $f(\sigma)$  возможно из следующих общих соображений. Возьмем какую-нибудь физическую модель системы темных туманностей. Допустим, что все темные туманности имеют одинаковые истинные размеры и, что в пространстве они распределены равномерно, т. е.

$$\Sigma = \text{const}, \quad D(r) = \text{const}.$$

В таком случае, как это увидим дальше, функция распределения  $f(\sigma)$  будет иметь вид:

$$f(\sigma) = \frac{\text{const}}{\sigma^{n_1}}. \quad (13)$$

Таким образом, это предположение о характере  $D(r)$  и  $\Sigma$  дает функцию  $f(\sigma)$ , которая для малых  $\sigma$  быстро возрастает (быстрее, чем дают наблюдения) и асимптотически приближается к оси ординат.

Можно сделать еще более общие предположения. Допуская  $D(r)=\text{const}$  и принимая для распределения туманностей по истинным площадям  $\Sigma$ , т. е. для  $\varphi(\Sigma)$  вид:

$$\varphi(\Sigma) d\Sigma = \frac{4h^3}{V\pi} \Sigma^2 e^{-h\Sigma} d\Sigma,$$

аналогичный распределению модулей случайных величин, распределенных нормально,  $f(\sigma)$  должна принять следующий вид (доказательство будет дано ниже):

$$f(\sigma) = \frac{\omega D_0 I\left(\frac{9}{4}\right)}{V\pi h^{3/2}} \sigma^{-3/2}. \quad (14)$$

Таким образом, и в этом случае получается  $f(\sigma)$  убывающей во всем интервале  $0 < \sigma < \infty$ .

Все вышеизложенные соображения и примеры говорят в пользу первого варианта, и поэтому нам кажется более правильным допущение, что кривая  $f(\sigma)$  поднимается вверх в интервале  $0 < \sigma \leq 0.1$ . Следует подчеркнуть, что выведенные выше формулы (13) и (14) не имеют физического смысла в точке  $\sigma=0$ . Эту точку мы должны исключить из рассмотрения, так как само понятие «туманность с нулевой площадью» лишено физического смысла, а для всех остальных конечных значений  $\sigma$  число туманностей получается конечным. Неизбежно примирение с тем недостатком, что при  $\sigma=0$   $f(\sigma)=\infty$ . С аналогичными неизбежностями мы нередко встречаемся в астрономии. Вспомним, например, функцию звездной плотности Зеелигера  $D(r)=\gamma r^{-\lambda}$  или  $\lg D(r)=a - b(\lg r - c)^2$ , которые также не имеют смысла в точке  $r=0$ .

Для большей ясности мы рассмотрим, как некоторый пример, выражение нашего распределения, экстраполированное по второму варианту. Такое распределение, когда кривая начинается от начала координат, поднимается до максимума, а затем опускается, очень часто успешно выражается посредством функции:

$$f(\sigma) d\sigma = \frac{4h^{2n+1}}{V\pi} \sigma^{2n} e^{-h\sigma^2} d\sigma. \quad (15)$$

Эта функция достигает максимума в точке:

$$\sigma = \frac{\sqrt{n}}{h}. \quad (16)$$

Легко убедиться, что функция (15) не может изобразить наблюдаемое распределение. Действительно, наша наблюдаемая кривая  $f(\sigma)$ , если она выражена функцией (15), должна достигнуть максимума где-то в интервале  $0 < \sigma \leq 0.1$ . Тогда, на основе равенства (16), можно заключить, что

$$h \geq 10.$$

А при таком значении  $h \geq 10$  функция (15) в точке  $\sigma=1$  принимает значение порядка  $10^{-80}$ . Это значит, что мы не должны видеть ни одной туманности,  $\sigma$  которой больше одного квадратного градуса, что никак нельзя примирить с наблюденным фактом. Таким образом, наблюдаемое распределение никак нельзя выразить функцией вида (15).

На рис. 20 нанесены точки, указывающие частоты туманностей для каждой  $\sigma$ , меняющейся через 0.1 кв. град. Положение точек можно изобразить равнобочкой гиперболой, параметр  $C^2$  которой можно определить, как среднее от произведения  $n\sigma$ , так что наше распределение можно выровнять выражением:

$$f(\sigma) = \frac{73.00}{2\sigma}. \quad (17)$$

Эта кривая изображена на рис. 20 (сплошная кривая). Из рисунка очевидно, что функция (17) достаточно хорошо выравнивает распределение по  $\sigma$ .

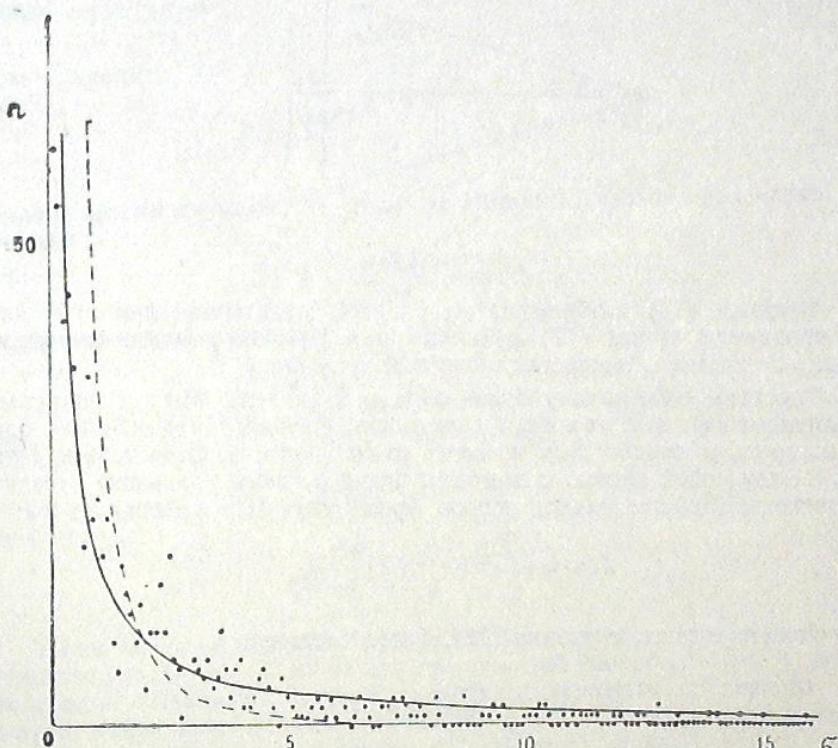


Рис. 20 бзб.

Вид функции  $f(\sigma)$  зависит от аналитических выражений следующих двух функций: функции пространственной плотности темных туманностей  $D(r)$  и функции распределения темных туманностей по истинным сечениям  $\Sigma$ , т. е.  $\varphi(\Sigma)$ . Относительно этих функций сделаем сперва самое тривиальное допущение:

$$D(r)=\text{const}, \quad \Sigma=\text{const}, \quad (18)$$

т. е. допустим, что темные туманности распределены в пространстве равномерно и имеют одинаковые размеры. В таком случае нетрудно убедиться, что функция распределения будет иметь вид (13).

Действительно, в этом случае  $\sigma$  будет зависеть от расстояния  $r$ . Представим себе конус с телесным углом  $\omega$ , ось которого направлена по лучу зрения (рис. 21). Число темных туманностей в элементарном объеме будет:

$$\omega r^2 D(r) dr, \quad (19)$$

Оно и есть число темных туманностей, имеющих видимую поверхность площадь  $\sigma = \frac{\Sigma}{r^2}$ .

Заменяя в (19)

$$r^2 = \Sigma \sigma^{-1}, \quad dr = -\frac{1}{2} \Sigma^{-\frac{1}{2}} \sigma^{-\frac{3}{2}} d\sigma,$$

получим для функции  $f(\sigma)$  выражение (13).

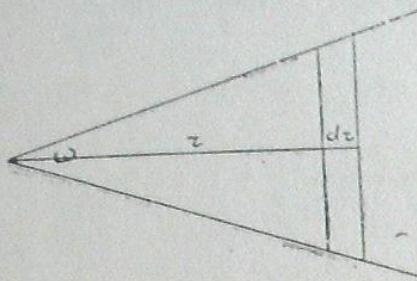


Рис. 21 б).б.

Функция (13) изображена на рис. 20 (пунктирная линия) и явно не совпадает с видом (17) функции  $f(\sigma)$ . Причина этого несовпадения лежит, очевидно, в несправедливости допущения (18).

Поставим себе задачу более общего характера. Мы интересуемся аналитическими выражениями следующих функций:  $D(r)$ ,  $\varphi(\Sigma)$ ,  $f(\sigma)$ , одна из которых, а именно  $f(\sigma)$ , известна из наблюдений. Связать эти функции между собой можно с помощью интегрального уравнения звездной статистики. Действительно, первое уравнение Шварцшильда:

$$A(x) = \omega \int_0^\infty r^2 D(r) \varphi(X) \frac{\partial X}{\partial x} dr,$$

для нашего случая, с учетом (12), будет иметь вид:

$$f(\sigma) = \omega \int_0^\infty r^4 D(r) \varphi(r^2 \sigma) dr. \quad (20)$$

Сделав какое-нибудь предположение относительно  $D(r)$ , можно из этого уравнения определить  $\varphi(\Sigma)$ , считая левую сторону уравнения известной.

Сперва ограничимся той частью кривой  $f(\sigma)$ , которую дает непосредственно наблюдение, т. е. не будем делать никаких допущений относительно характера экстраполяции кривой в интервале  $0 < \sigma < 0.1$ . Следовательно, имеем:

$$f(\sigma) = \frac{C^2}{2\sigma},$$

где

$$0.1 \leq \sigma \leq 15.$$

Это означает, что мы изучаем пространство внутри цилиндра с радиусом основания  $H = 700$  пс. В таком случае интегрирование мы должны вести по  $r$  от нуля до  $H$  и, кроме того, в таком небольшом простран-

стве вполне свободно можно принять плотность туманностей одинаковой, т. е.  $D(r) = D_0 = \text{const}$ . После сказанного, уравнение (20) примет вид:

$$\frac{C^2}{2\sigma} = \omega D_0 \int_0^H r^4 \varphi(\sigma r^2) dr \quad (21)$$

Из этого уравнения определим функцию  $\varphi(\Sigma)$ .

После обозначения  $\sigma r^2 = x$ , уравнение (21) перепишется так:

$$\sigma^{3/2} = \frac{\omega D_0}{C^2} \int_0^{\sigma H^2} x^{3/2} \varphi(x) dx.$$

Введем переменную

$$\sigma H^2 = t.$$

Тогда получим:

$$t^{3/2} = \frac{\omega D_0 H^3}{C^2} \int_0^t x^{3/2} \varphi(x) dx.$$

Возьмем производную по  $t$  от обеих сторон последнего уравнения. Получим:

$$\frac{3}{2} t^{1/2} = \frac{\omega D_0 H^3}{C^2} t^{3/2} \varphi(t),$$

откуда определим функцию

$$\varphi(t) = \frac{3C^2}{2\omega D_0 H^3} \frac{1}{t}$$

или

$$\varphi(\Sigma) = \frac{\Sigma'_0}{\Sigma}, \quad (22)$$

где

$$\Sigma'_0 = \frac{3C^2}{2\omega D_0 H^3}.$$

Таким образом, функция распределения темных туманностей по истинным площадям  $\Sigma$  имеет вид равнобочкой гиперболы. Эта функция имеет один недостаток, который становится заметным с первого же взгляда: точка  $\Sigma=0$  является ее особой точкой. Поэтому, общее число туманностей—интеграл от функции (22) от нуля до бесконечности—получается бесконечным и, кроме того, функция (22) не имеет среднего значения. Однако, все эти недостатки отпадают, если исключим точку  $\Sigma=0$  и условимся определить нижнюю границу площади туманностей  $\Sigma_{\min}$  по физическим соображениям. Будем рассматривать функцию (22) в ограниченном интервале  $(\Sigma_{\min}, \Sigma_{\max})$ , тогда общее число туманностей получится конечным и среднее значение тоже определится.

Когда мы говорим огодности выражения (22) для представления функции распределения, мы должны подчеркнуть одно важное обстоятельство. Выражение (22), как функция распределения, имеет вполне реальный и определенный смысл, так как оно является XI типом кривых распределения Пирсона, т. е. в основе такого распределения лежит определенная стохастическая схема.

Мы уже говорили о том, что экстраполяция кривой  $f(\sigma)$  расширяет изучаемое пространство. Постараемся изучить характер функций  $D(r)$ ,  $\varphi(\Sigma)$  и  $f(\sigma)$  в пространстве от 0 до  $\infty$ , как это делается при рассмотрении уравнений звездной статистики относительно звездных функций.

Сперва докажем, что при предположении относительно функций  $D$  и  $\varphi(\Sigma)$ :

$$D(r) = \text{const} \quad \text{и} \quad \varphi(\Sigma) d\Sigma = \frac{4h^3}{V\pi} \Sigma^2 e^{-h^2 \Sigma^2} d\Sigma, \quad (23)$$

$f(\sigma)$  должна иметь вид, несовпадающий с видом функции  $f(\sigma)$ , полученным из наблюдений. При допущении (23), уравнение Шварца примет вид:

$$f(\sigma) = \omega \frac{4h^3 D_0}{V\pi} \sigma^2 \int_0^\infty r^8 e^{-h^2 r^4} dr.$$

После подстановки:  $r\sqrt{h} \sqrt{\sigma} = t$ , получим:

$$f(\sigma) = \omega \frac{4\omega D_0}{V\pi h^{5/2}} \frac{1}{\sigma^{5/2}} \int_0^\infty t^8 e^{-t^4} dt = \frac{\omega D_0 \Gamma\left(\frac{9}{4}\right)}{V\pi h^{5/2}} \frac{1}{\sigma^{5/2}},$$

т. е.

$$f(\sigma) = -\frac{C'}{\sigma^{5/2}},$$

где

$$C' = \frac{\omega D_0 \Gamma\left(\frac{9}{4}\right)}{V\pi h^{5/2}}$$

постоянная величина.

Имея одно уравнение (20) с двумя неизвестными функциями  $D(r)$ ,  $\varphi(\Sigma)$ , невозможно однозначно определить обе функции, однако все же можно получить некоторые выводы общего характера.

Действительно, уравнение

$$f(\sigma) = \omega \int_0^\infty r^4 D(r) \varphi(\sigma r^2) dr$$

уже говорит о том, что при допущении

$$\varphi(\Sigma) = \text{const},$$

оно не может дать функцию  $f(\sigma)$ , сходную с наблюденной, так как тогда мы получили бы

$$f(\sigma) = \text{const} \int_0^\infty r^4 D(r) dr = \text{const}.$$

Из последнего интеграла также вытекает, что  $D(r)$  не может быть возрастающей функцией во всем интервале  $(0, \infty)$ , что и естественно из физических соображений.

Аналогичное можно показать и относительно функции  $D(r)$ . Допущение  $D(r) = \text{const}$ , после подстановки  $\sigma r^2 = u$ , приводит уравнение (20) к следующему виду:

$$f(\sigma) = \text{const} \sigma^{-5/2} \int_0^\infty u^{3/2} \varphi(u) du = \text{const} \sigma^{-5/2}.$$

Функция  $\varphi(\Sigma)$  тоже не может быть возрастающей функцией во всем интервале  $(0, \infty)$ .

Таким образом, когда мы изучаем большое пространство, функцию плотности  $D(r)$  уже нельзя считать постоянной. К этому заключению можно было притти также из физических соображений.

Для пространственной плотности темных туманностей П. П. Паренаго допустил справедливым экспоненциальный закон:

$$D(r) = D_0 e^{-\frac{r \sin b}{\beta}}, \quad (24)$$

который, как увидим дальше, не противоречит наблюденным данным.

Возьмем для функций  $f(\sigma)$  и  $D(r)$  виды, соответственно, (17) и (24) и определим функцию  $\varphi(\Sigma)$  из уравнения (20).

Будем иметь:

$$\frac{C^2}{2\sigma} = \omega D_0 \int_0^\infty r^4 e^{-\frac{r \sin b}{\beta}} \varphi(r^2 \sigma) dr$$

Введем обозначения

$$r^2 \sigma = u^2, \quad \frac{\sin b}{\beta} = \gamma;$$

тогда

$$\frac{C^2}{2\sigma} = \omega D_0 \sigma^{-\frac{5}{2}} \int_0^\infty u^4 e^{-\frac{u^2}{V\sigma}} \varphi(u^2) du. \quad (25)$$

Обозначим:

$$\frac{\gamma}{V\sigma} = x, \quad u^2 \varphi(u^2) = S(u^2), \quad \frac{C^2 \gamma^3}{2D_0 \omega} = A_0.$$

После этого (25) примет вид:

$$\int_0^\infty u^2 S(u^2) e^{-xu} du = \frac{A_0}{x^3}. \quad (26)$$

Легко убедиться, что уравнение (26) удовлетворяется при

$$S(u^2) = \frac{1}{2} A_0.$$

Таким образом,

$$u^2 \varphi(u^2) = A_0,$$

из чего следует, что

$$\varphi(\Sigma) = \frac{\Sigma_0}{\Sigma},$$

где

$$\Sigma_0 = \frac{C^2 \gamma^3}{4\omega D_0}.$$

Таким образом, для функции распределения темных туманностей по истинным поверхностным площадям  $\Sigma$ , т. е. для  $\varphi(\Sigma)$ , мы получили последнее выражение; при этом мы исходили из вида (17) функции  $f(\sigma)$ , полученного по данным наблюдениям, и из вида (24) для функции  $D(r)$ , предложенного П. П. Паренаго и наилучше обоснованного из известных нам выражений пространственной плотности темных туманностей.

### § 5. Распределение темных туманностей по статистическим весам

При определении во второй главе настоящего исследования понятия «статистические веса темных туманностей» мы указали, что вес  $p$  связан с массой туманности равенством

$$M = kp^2.$$

Очевидно, что функция распределения темных туманностей по статистическим весам  $p$  представляет определенный интерес.

Таблица VIII (обрато)

№	P	n	n'	N	N'	A	№	P	n	n'	N	N'	A
1	0.25	107	125	107	125	18	19	9.25	13	13	607	612	5
2	0.75	84	69	191	194	3	20	9.75	13	12	620	625	4
3	1.25	40	52	231	246	15	21	10.25	14	11	634	635	1
4	1.75	41	43	272	289	17	22	10.75	14	11	648	646	2
5	2.25	43	37	315	226	11	23	11.25	9	10	657	656	1
6	2.75	40	33	355	359	4	24	11.75	10	9	667	665	2
7	3.25	31	29	386	388	2	25	12.25	8	9	675	674	1
8	3.75	31	27	417	415	2	26	12.75	8	8	683	682	1
9	4.25	30	24	447	439	8	27	13.25	7	8	690	690	0
10	4.75	31	23	478	462	16	28	13.75	7	7	697	697	0
11	5.25	20	21	498	483	15	29	14.25	4	6	701	703	2
12	5.75	20	20	518	503	15	30	14.75	4	6	705	709	4
13	6.25	18	19	536	522	14	31	15.25	7	5	712	714	2
14	6.75	18	18	554	540	14	32	15.75	6	5	718	719	1
15	7.25	14	16	568	566	12	33	16.25	3	4	721	723	2
16	7.75	14	15	582	571	11	34	16.75	3	3	724	726	2
17	8.25	6	15	588	586	2	35	17.25	4	2	728	728	0
18	8.75	6	14	594	600	6	36	17.75	3	1	731	729	2

Таблицей VIII представлено распределение темных туманностей по статистическим весам  $p$ . В первом столбце даются значения  $p$ , меняющиеся через каждые 0.5 величины от 0.25 до 17.75, а во втором столбце — соответствующие числа темных туманностей  $n$ . В таблицу не включены темные туманности, веса  $p$  которых больше 18.0, так как такие туманности встречаются крайне редко. Как видно из таблицы, чаще всего встречаются темные туманности с малыми значениями  $p$  и число их быстро уменьшается с увеличением  $p$ .

Для нахождения математического выражения функции распределения темных туманностей по весам  $p$ , т. е.  $F(p)$ , был использован метод моментов [57]. Центральные моменты нашего распределения имеют значения:

$$\mu_2 = 19.822, \quad \mu_3 = 94.921, \quad \mu_4 = 1271.282.$$

Для критерия Пирсона получено значение:

$$x = \frac{\beta_1(\beta_3 + 3)^2}{4(4\beta_1 - 3\beta_2)(2\beta_2 - 3\beta_1 - 6)} = -0.29,$$

где

$$\beta_1 = \frac{\mu_3^2}{\mu_2^2} = 1.157, \quad \beta_2 = \frac{\mu_4}{\mu_2^2} = 3.236.$$

Таким образом, из тринадцати возможных типов кривых Пирсона подходящим для нашего случая оказывается тип 1. Однако так как имеем выражение:

$$5\beta_2 - 6\beta_1 - 9 = 0.238,$$

что можно считать равным нулю, — данное распределение можно выразить кривой Пирсона типа XII, который является частным случаем типа 1. Так что для  $F(p)$  получается выражение:

$$F(p) = p_0 \left( \frac{a + p}{b - p} \right)^m \quad (27)$$

Параметры кривой определяются по формулам [59]:

$$a = \sqrt{\mu_2(V\beta_3 + \beta_1) + V\beta_1} = 13.9$$

$$b = \sqrt{\mu_3(V\beta_3 + \beta_1) - V\beta_1} = 4.3$$

$$m = \sqrt{\frac{\beta_1}{3 + \beta_1}} = -0.527$$

$$p_0 = \frac{N}{2V\mu_2(3 + \beta_1)\Gamma(m+1)\Gamma(1-m)} = 13.3$$

Для  $m$  взят знак минус, так как  $\mu_3 > 0$ . Функция (27) простирается от  $-a$  до  $b$  и для того, чтобы она изображала наше распределение, мы должны переместить начало координат на величину  $a$  вдоль оси абсцисс. Следовательно, для функции  $F(p)$ , приравнивая  $m = 0.527 \approx 0.5$ , получим:

$$F(p) = p_0 \sqrt{\frac{a-p}{p}}, \quad (28)$$

где

$$z = a + b.$$

Несколько хорошо выравнивает выражение (28) частоты нашего распределения, можно убедиться вычислением критерия согласия Колмогорова-Смирнова. В таблице VIII третий столбец дает значения частот  $n'$ , вычисленных по формуле (28). Для критерия согласия Колмогорова-Смирнова получено значение

$$\lambda = 0.66,$$

что свидетельствует о том, что выражение (28) достаточно хорошо изображает функцию распределения темных туманностей по статистическим весам  $p$ . В этом убеждает нас и рис. 22, на котором точки нанесены по таблице VIII, а кривая проведена согласно выражению (28).

Таким образом, кривая  $F(p)$  меняется в интервале  $0.1 \leq p \leq 18$  и характеризует распределение темных туманностей, расположенных ближе, чем 700 п.с. Для этих туманностей мы можем построить функцию распределения по массам  $S(M)$ . Функции  $F(p)$  и  $S(M)$  связаны уравнением Шварцшильда

$$p_0 \sqrt{\frac{a-p}{p}} = \omega k D_0 \int_0^M r^4 S(kpr^2) dr, \quad (29)$$

где сделано допущение, что в изучаемом пространстве плотность туманностей постоянна, т. е.

$$D(r) = D_0 = \text{const},$$

и для функции  $F(p)$  взят вид (28).

Обозначим

$$\frac{P_0}{\omega k D_0} = a, \quad kpr^2 = x;$$

тогда уравнение (29) перепишется так:

$$2k^3 a p^2 V \sqrt{\alpha - p} = \int_0^{kH^2 p} x^2 S(x) dx,$$

что после подстановок:

$$kH^2 p = t, \quad akH^2 = b,$$

примет вид:

$$\frac{2a}{H^5} t^2 V \sqrt{b - t} = \int_0^t x^2 S(x) dx.$$

Беря производную по  $t$  от обеих сторон последнего уравнения, получим:

$$S(t) = \frac{a}{H^5} \frac{4b - 5t}{V \sqrt{b - t^2}}.$$

Таким образом, функция распределения темных туманностей по массам  $M$  имеет вид:

$$S(M) = \frac{a}{5H^5} \frac{0.8b - M}{V \sqrt{bM - M^2}}. \quad (30)$$

Величина  $M$  меняется в интервале:  $M_{\min} \leq M \leq M_{\max} = 0.8b$ .

Численные значения  $M_{\min}$  и  $M_{\max}$  невозможно определить из-за неизвестного значения коэффициента пропорциональности  $k$  в равенстве  $M = kpr^2$ .

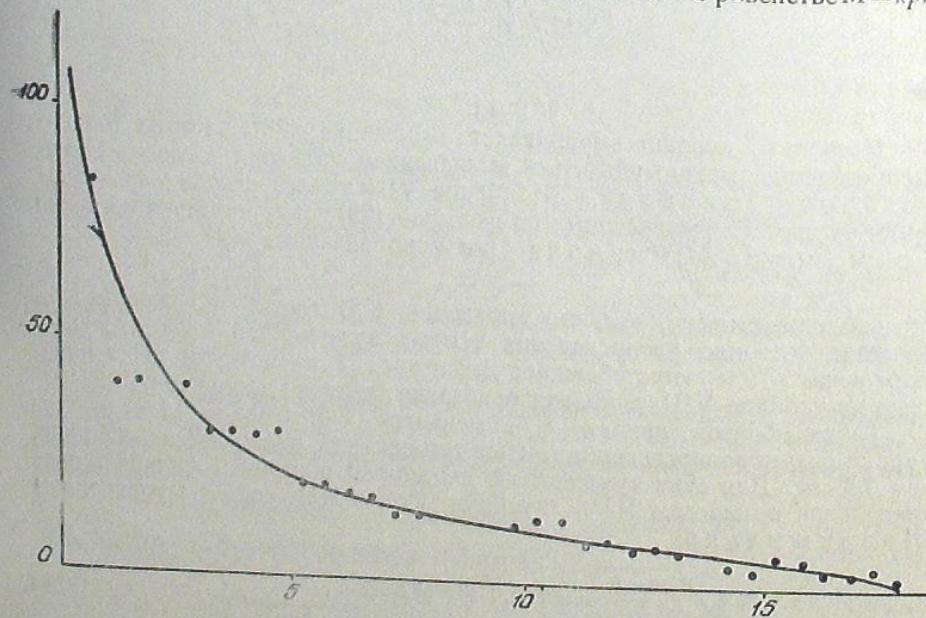


Рис. 22 бб.

Функция (30) является убывающей, т. е. чаще других встречаются темные туманности с малыми массами  $M$  и число их убывает с увеличением  $M$ . Если в формуле (30) число 0.8 округлить до 1.0, тогда  $S(M)$  будут иметь один и тот же вид.

В заключение настоящей главы, мы хотели бы подчеркнуть следующее обстоятельство. Все функции распределения  $J(\varphi)$ ,  $\varphi(\Sigma)$ ,  $r(p)$  и  $S(M)$  построены нами по данным наблюдений или получены решением уравнения звездной статистики. Эти функции мало отличаются друг от друга. Мы были вынуждены сделать некоторые допущения, упрощающие задачу вскрытия зависимостей между различными характеристиками темных туманностей. Например, мы пренебрегли дисперсией в абсолютных звездных величинах, допустили пропорциональность  $\sqrt{V} = V \sqrt{\Sigma}$ , считали  $A(m)$  одинаковой для всех фотографий атласа Росса и др. Поэтому, наши функции распределения отображают действительность с некоторым приближением. Однако, сделанные допущения не могут изменить характер функций распределения, т. е. не должно быть сомнения в том, что все они являются убывающими функциями.

#### Основные результаты исследования

1. В галактической полосе, представленной атласом Росса и Кальверт, нами зафиксированы почти все темные туманности. Соответственно фотографиям атласа, составлены карты, на которых нанесены контуры темных туманностей, центры, направление вытянутости и номер. На них же проведена вся измерительная работа. На основе этого материала составлен предварительный каталог темных туманностей, который в ближайшем времени будет дополнен и расширен нами. Возможно, что нам удастся опубликовать также и карты с контурами туманностей. В настоящем же виде каталог содержит экваториальные координаты  $\alpha$  и  $\delta$ , галактические координаты  $l$  и  $b$ , видимую поверхностную площадь  $\sigma$ , позиционный угол  $\varphi$  и статистический вес  $p$ . В примечании даются номера из каталога Барнарда, а также отмечены некоторые структурные особенности туманностей.

2. а) Изучены видимые формы темных туманностей и произведена их группировка по морфологическим признакам. Большинство из правильных темных туманностей имеют форму более или менее правильного эллипса разной вытянутости. При этом, большое значение вытянутости наблюдается в большинстве случаев у темных туманностей малых размеров. Кроме того, встречаются темные туманности самых разнообразных форм: круглые, треугольные, многогранные, бесформенные, волокнистые и др.

б) Выделены темные туманности, представляющие структурно интересные виды: глобулы, отдельные темные волокна, кольцеобразные темные туманности и др. Констатированы факты, свидетельствующие о связи между темными волокнами и глобулами и наводящие на мысль о расщеплении темных волокон на отдельные глобулы.

в) Указаны некоторые области Млечного Пути, как например, направления на созвездия Офиух, Орион, Лебедь, Лисичка и др., где наблюдаются явления, свидетельствующие о существовании связи как между темными туманностями, образующими отдельные характерные группы, так и между темными туманностями и близко находящимися яркими звездами,— выражаящейся в совпадении направлений ориентировки туманностей с направлениями движений групп звезд.

3. Распределение суммарного веса всех наблюдавшихся темных туманностей по галактической долготе  $l$  характеризуется существованием двух максимумов в направлениях на центр и антицентр Галактики. Оно находится в хорошем согласии с ходом коэффициента поглощения по галактической долготе по Б. В. Кукаркину. Ответственными за появление второго, малого максимума в направлении на антицентр Галактики, должны быть туманности, расположенные вне узкой галакти-

ческой полосы  $b = \pm 5^\circ$ . Темные туманности, находящиеся внутри этой полосы, имеют только один максимум в направлении на центр Галактики.

4. Определено положение плоскости симметрии системы темных туманностей. Координаты полюса этой плоскости суть:

$$\begin{aligned} A_0 &= 186^\circ.5, \\ D_0 &= +30^\circ.6, \end{aligned}$$

и эта плоскость наклонена к плоскости Галактики под углом  $i = 4^\circ$ .

Этот факт подтверждает указанную Е. К. Харадзе асимметрию в распределении поглощающей свет материи по отношению к галактическому экватору.

5. Все темные туманности разделены на две группы по признаку их расположения по галактической широте  $b$ . Темные туманности, принадлежащие I группе, расположены в узкой галактической полосе с широтами  $-5^\circ \leq b \leq +5^\circ$ , а все остальные туманности, находящиеся вне этой полосы, принадлежат ко II группе. Тогда как темные туманности I группы ничем не выделяются из общей видимой структуры Галактики и их плоскость симметрии совпадает с плоскостью Галактики, темные туманности II группы образуют отдельную систему и их плоскость симметрии наклонена к плоскости Галактики под углом  $10^\circ.6$ . Темные туманности I и II групп различаются между собой и распределением их суммарного веса по галактической долготе.

Положение полюса плоскости симметрии темных туманностей II группы:

$$\begin{aligned} A_0 &= 178^\circ.42', \\ D_0 &= +32^\circ.19' \end{aligned}$$

достаточно близко к полюсу пояса Гулда. Следовательно, во-первых, подтверждается реальность Местной системы и, во-вторых, представляется вероятным существование физической связи между темными туманностями II группы и Местной системой.

6. Изучено распределение темных туманностей по углам ориентации  $\varphi$  и установлено, что большинство темных туманностей своими вытянутостями ориентированы параллельно плоскости Галактики, что свидетельствует о том, что из всевозможных факторов, влияющих на форму и ориентацию темных туманностей, доминирующим является действие магнитного поля всей Галактики.

7. Исследованы функции распределения темных туманностей по видимым  $\sigma$  и истинным  $\Sigma$  поверхностным площадям  $f(\sigma)$  и  $\varphi(\Sigma)$ , а также функция пространственной плотности  $D(r)$ .

а) Функция  $f(\sigma)$  дается непосредственными измерениями. Наш материал дает возможность произвести измерения в интервале  $0.1 < \sigma < \infty$  кв. град. Подсчеты показали, что число темных туманностей возрастает с уменьшением  $(f)_\sigma$ . Если произвести экстраполяцию для оставшегося интервала  $0 < \sigma < 0.1$  кв. гр., можно считать, что кривая  $f(\sigma)$  хорошо представляется равносторонней гиперболой, т. е.

$$f(\sigma) = \frac{C^2}{2\sigma}.$$

б) Относительно пространственной плотности  $D(r)$  установлено, что невозможно считать пространственное распределение темных туман-

ностей равномерным, т. е. допущение  $D(r) = \text{const}$  противоречит наблюденным фактам. Также не может быть функция  $D(r)$  монотонно возрастающей функцией. Предложенный П. П. Паренаго экспоненциальный закон для пространственной плотности темных туманностей, т. е.

$$D(r) = D_0 e^{-\frac{r \sin b}{\beta}},$$

не противоречит данным, полученным из нашего материала.

в) Функция распределения темных туманностей по истинным поверхностным площадям  $\Sigma$ , т. е.  $\varphi(\Sigma) = \text{const}$ , не может иметь вид  $\varphi(\Sigma) = \text{const}$ , а также несправедливо  $\Sigma = \text{const}$ . Наконец, она также не может быть

возрастающей функцией. Принимая для названных функций вид  $f(\sigma) = \frac{C^2}{2\sigma}$

и  $D(r) = D_0 e^{-\frac{r \sin b}{\beta}}$ , можно определить функцию  $\varphi(\Sigma)$ . Она должна иметь вид:

$$\varphi(\Sigma) = \frac{\Sigma_0}{\Sigma}.$$

Следовательно, темные туманности встречаются в Галактике чаще всего малых размеров.

8. Построена функция распределения темных туманностей по статистическим весам  $p$ . Она имеет вид:

$$F(p) = p_0 \sqrt{\frac{\alpha - p}{p}}.$$

9. Относительно функции распределения темных туманностей по массам  $M$ , т. е.  $S(M)$ , установлено, что она имеет вид:

$$S(M) = \frac{a}{5H^6} \frac{0.8b - M}{\sqrt{bM - M^2}}.$$

Август, 1954 г.

#### ЛИТЕРАТУРА—ФОТОГАЛАКТИКА

1. Воронцов-Вельяминов Б. А.—Газовые туманности и новые звезды, 1948.
2. Лебединский А. И.—Гравитационная конденсация звездного газа и образование звездных облаков. ДАН СССР, 84, № 1, 1952.
3. Fabry C. Interstellar space, MN 98, 68, 1938.
4. Паренаго П. П.—Строение Галактики. Усп. астр. наук, 4, 69, 1948.
5. Воронцов-Вельяминов Б. А.—Диффузная газовая материя, Усп. астр. наук, 4, 208, 1948.
6. Becker.—Materie im interstellaren Raume, 1938.
7. Харадзе Е. К.—Каталог показателей цвета 14000 звезд и исследование поглощения света в Галактике на основе цветовых избытков звезд. Бюлл. Абаст. астрофиз. обс. № 12, 1952.
8. Wolf M.—Über den dunklen Nebel NGC 6960. AN 219, 109, 1923.
9. Dyson F. W., Melotte P. J.—The region of the Sky between  $3^\circ$  and  $5^\circ 30'$  and north declination  $20^\circ$  to  $35^\circ$ . MN 80, 3, 1919.
10. Pannekoek, A.—The distance of the dark nebulae in Taurus. Proc. kon. ak. Wetensch., Amst., 23, № 5, 1, 1920.
11. Амбарцумян В. А.—Флюктуации в числе внегалактических туманностей и галактическое поглощение. Бюлл. Абаст. астрофиз. обс. № 4, 17, 1940.

12. Маркарян Б. Е.—Флюктуации в видимом распределении звезд и космическое поглощение. Сообщ. Бюрак. астрофиз. обс. вып. 1, 1, 1946.
13. Wolf M.—Die Sternleer beim Americanevel. AN 223, 89, 1924.
14. Огородников К. Ф.—Теоретический анализ звездных подсчетов в темных областях. Изв. ГАО в Пулкове, 16, № 3 (123), 1—40, 1939.
15. Огородников К. Ф. и Добровольский О. В.—Влияние дисперсии светимостей на результаты звездных подсчетов в темных туманностях. Пулк. Цирк. № 28, 19, 1940.
16. Паренаго П. П.—О темных туманностях и о поглощении света в Галактике. АЖ 17, № 4, 1, 1940.
17. Мельников О. А.—Покраснение ранних с-звезд и закон космического поглощения. Пулк. Цирк. № 21, 3, 1937.
18. Kreiken E. A.—On the general aspect of the Milky Way.—Zf Aph. 17, 170, 1939
19. Кукаркин Б. В.—О природе поглощения света в плоскости Галактики. АЖ 17, № 1, 19, 1940.
20. Вашакидзе М. А.—Селективное поглощение света в Местной системе. Бюлл. Абаст. обс. № 4, 27, 1940.
21. Кукаркин Б. В.—Оптическая толщина селективного поглощения элементарной темной туманности. ДАН СССР, 42, № 6, 251, 1944.
22. Паренаго П. П.—О межзвездном поглощении света. АЖ 22, 3, 129, 1945.
23. Struve, O.—La constitution des nébuleuses par réflexion.—Ann. d'Aph. 1, 143, 1938.
24. Russell H. M.—Dark nebulae. Proc. Nat. Ac. Sc. № 8, 115, 1922
25. Левин Б. Ю.—Теория Ми и ее астрономические применения. АЖ 20, 3, 14, 1943.
26. Амбарцумян В. А. и Горделиадзе Ш. Г.—Проблема диффузных туманностей и космическое поглощение. Бюлл. Абаст. астрофиз. обс. № 2, 37, 1938.
27. Шайн Г. А. и Газе В. Ф.—Некоторые результаты исследования светлых галактических туманностей. Изв. Крым. астрофиз. обс. 6, 3, 1951.
28. Паренаго П. П.—Распределение плотности и численность различных галактических субсистем. АЖ 25, № 2, 123, 1948.
29. Фесенков В. Г.—К вопросу об общей массе поглощающей материи в галактической системе. ДАН СССР, 28, № 7, 593, 1940.
30. Харадзе Е. К.—К изучению пространственного поглощения света звезд в Местной системе. Бюлл. Абаст. астроф. обс. № 4, 39, 1940.
31. Kreiken E. A.—Some remarks on the apparent surface brightness of the Milky Way Zf Aph. 12, 340, 1926.
32. Вашакидзе М. А.—Изучение галактического поглощения света по избыткам цвета внегалактических туманностей и долгопериодических цефеид и другими методами. Бюлл. Абаст. астрофиз. обс. № 13, 1, 1953.
33. Шайн Г. А.—Пространственное покраснение и распределение яркости в Млечном Пути. АЖ 24, № 4, 293, 1950.
34. Паренаго П. П.—Курс звездной астрономии. II изд. 1946.
35. Лавдовский В. В.—Исследование темных туманностей в созвездиях Близнецов и Ориона по звездным подсчетам. Изв. Пулк. Обс. 16, (4), № 133, 1, 1941.
36. Рускол Е. А.—О форме и пространственной ориентировке темных туманностей. АЖ 27, № 6, 341, 1950.
37. Ross F. E.—Calvert Mary. Atlas of the Northern Milky Way, Chicago, 1934—6.
38. Barnard E. E.—Atlas of selected regions of the Milky Way Publ. Carnegie Inst. № 207, 1927.
39. Рускол Е. Л.—О форме и пространственной ориентировке темных туманностей на небе. Сообщ. Бюрак. астрофиз. обс. вып. VI, 1951.
40. Morehouse D. W.—A Ring Nebula (dark) in Cygnus. Pop. Astr. 35, № 1, 67, 1927.

41. Шайн Г. А. и Газе В. Ф.—Структура и масса диффузных газовых туманностей NGC 6523, 6618 и 2237. Изв. Крым. астрофиз. обс. 8, 80, 1952.
42. Greenstein J. L.—Intersteller matter. Astrophysics. A topical symposium p. 526, 1951.
43. Bok B., Reilly E. F.—Small dark nebulae. Aph. J. 105, 1947.
44. Фесенков В. Г. и Рожковский Д. А.—Структура газово-пылевых туманностей и их связь со звездами. АЖ 29, № 4, 381, 1952.
45. Bok B. J.—Dimensions and masses of dark nebulae—Harv. obs. mon. № 7, 53, 1948.
46. Spitzer L.—The dynamics of the interstellar medium II—Aph. J. 94, 232, 1941.
47. Whipple F. L.—Concentration of the interstellar medium—Aph. J. 104, 1, 1946.
48. Шайн Г. А. и Газе В. Ф.—Атлас диффузных газовых туманностей, 1952.
49. Gould N. E.—The dark lanes near  $\rho$  Ophiuchi. PASP, 63, № 374, 1951.
50. Müller R.—Dunkelnebel um  $\rho$  Ophiuchi Zf Aph. 3, 368, 1931.
51. Бархатова К. А.—Пространственное распределение рассеянных звездных скоплений. АЖ 26, 6, 336, 1949.
52. Полак И. Ф.—Введение в звездную астрономию, 1935.
53. Stebbins, J., Huffer C. M., Whitford A. E.—Selective absorption in space near the Sun.—Aph. J. 94, 215, 1941.
54. Паренаго П. П.—Новый метод определения положения галактического полюса. АЖ 13, 4, 1937.
55. Шайн Г. А. и Газе В. Ф.—О пространственной ориентации волокон и других структурных деталей в газовых туманностях. Изв. Крым. астрофиз. обс. 8, 3, 1952.
56. Воронцов-Вельяминов Б. А.—Сpirальная структура Галактики, АЖ 30, 1, 37, 1953.
57. Романовский В. И.—Математическая статистика, 1938.
58. « » —Применение математической статистики в опытном деле, 1947.
59. Элдертон В. П.—Кривые распределения численности и корреляция, 1924.
60. Greenstein J. L.—Theory of interstellar absorption. H. C. № 422, 1938.
61. " " " —A determination of selective absorption based on the spectrophotometry of reddened B stars. Aph. J. 87, 151, 1938.
62. Stebbins J., Huffer C. M., Whitford A. E.—Space reddening in the Galaxy. Aph. J. 90, 209, 1939.
63. Rudnick I.—On reddening in B-type stars. Aph. J. 83, 394, 1936.
64. Шаров А. С.—Обобщение формулы поглощения света в межзвездном пространстве, АЖ 29, № 1, 83, 1952.
65. Velghe A.—Contribution théorique et l'étude des nébuleuses obscures.—Ann. astr. obs. Uppsala 3, № 7, 1952.
66. Pannekoek A.—Further remarks on the dark nebulae in Taurus. Proc. Kon. Ak. Wetensch. Amst. 23, № 5, 14, 1920.
67. Pahlen E. Ueber Sternzählungen im Gebiete des Kohlensacks. AN 238, 269, 1930.
68. Miller F. D.—The analysis of general star-counts in obscured region. AJ. 46, 165, 1937.
69. Bok B. J.—The analysis of star counts HC № 37, 1931.
70. " " " —The distribution of stars in space. 1937.
71. Malmquist, K. G.—A contribution to the absorption problem. Stoekh. obs. ann. 13, № 4, 1939.
72. " " " —On the determination of distance, absorbing power and radial extension of a dark nebula—Ann. astr. obs. Uppsala, 1, № 7, 1943.
73. " " " —Some problems concerning dark nebulas. Ann. astr. obs. Uppsala 1, № 8, 1944.
74. Lyttkens E.—Problems of dark nebulae, treated by the method of moments. Ann. astr. obs. Uppsala, № 9, 1951.

ბნელი ნისლეულების სტატისტიკური  
უმცავლისათვის\*

ჯ. ხავთასი

(რეზუმე)

წინამდებარე ნაშრომი მიძღვნილია ბნელი ნისლეულების სტატისტიკური უმცავლისა და გათში ზოგიერთ კანონმიერებათა გამოვლინებისადმი. შესწავლისა და გათში ზოგიერთ კანონმიერებათა გამოვლინებისადმი. შესწავლისა და გათში ზოგიერთ კანონმიერებათა გამოვლინებისადმი. შესწავლისა და გათში ზოგიერთ კანონმიერებათა გამოვლინებისადმი.

მასალად გამოყენებულია როსასა და კალვერტის ირმის ნახტო-  
მის ფოტოგრაფიული ატლასი, რომელიც მთელი გალაქტიკური სარტყლის  
თათქმის სამ მეოთხედს ფარავს. კატალოგში მოცემულია ბნელი ნისლეულე-  
ბის შესახებ შემდეგი ცნობები: ეკვატორული და გალაქტიკური კოორდინა-  
ტები, ხილული ზედაპირული ფართი, ორიენტაციის პოზიციური კუთხე და  
სტატისტიკური წონები.

შესწავლილია ბნელი ნისლეულების სტრუქტურული თავისებურებანი და  
მოხდენილია მათი დაჯგუფება ხილული ფორმების მიხედვით. განხილულია  
გლობულების, ბნელი ბოკუობის, რგოლისებური ნისლეულებისა და სხვათა  
ზოგიერთი დამახასიათებელი თვისებანი. გამოყოფილია ირმის ნახტომის ზო-  
გიერთი უბნები, რომელებშიაც ბნელი ნისლეულები ჰქმნიან სტრუქტურულად  
საინტერესო ჯგუფებს.

შესწავლილია ბნელი ნისლეულების ხილული განაწილება ცის თაღზე.  
განსაზღვრულია ბნელი ნისლეულების სიმეტრიის სიბრტყის პოლუსის მდება-  
რეობა. აგებულია ბნელი ნისლეულების განაწილების ფუნქციები ხილული და  
კეშარიტი ფართების მიხედვით, მასებისა და სტატისტიკური წონების  
მიხედვით. დაგენილია რომ ყველა ეს ფუნქციები კლებადი ფუნქციებია.

ავტორ, 1954 წ.

\* ნაშრომი წარმოადგინს აეტორის საკანდიდატო დისერტაციის საფუძველს.

ИЗУЧЕНИЕ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ОРБИТ И НЕКОТОРЫЕ  
ЗАКОНОМЕРНОСТИ В ДВИЖЕНИЯХ ЗВЕЗД\*

Р. М. ДЗИГВАШВИЛИ

Введение

Предмет и цели настоящей работы заключаются в изучении некоторых особенностей движения звезд разных галактических подсистем в той мере, в какой это возможно путем построения галактических орбит звезд на основе известных выражений галактического потенциала. Наряду с этой главной задачей, в работе предпринято предварительное исследование относительных орбит звезд, выброшенных из скоплений в результате диссипации последних.

Следовательно, работа относится, в общем, к проблеме галактических орбит звезд. Эта важная проблема относительно нова и ее постановка и первые попытки решения подготовлены ходом развития современной звездной астрономии.

Хорошо известно, что центр тяжести интересов и исследований в деле изучения закономерностей движения небесных объектов лежал до нынешнего столетия в области таких тел, движениями которых управляет сила притяжения Солнца. Классическими трудами астрономов и математиков XVIII и XIX столетий были предельно полно и точно разработаны методы определения орбит, главным образом, тел солнечной системы. Однако, проблема звездных орбит долго не возникала, а возникнув, она в первое время находила выражение лишь в задаче определения орбит двойных звезд, решаемой, в общем, в свете и методами уже решенной к тому времени проблемы двух тел.

Еще тогда, когда двойные и кратные звездные системы стали изучать в отношении движения и орбит составляющих звезд, очень мало было известно об общих характеристиках динамики и кинематики галактической звездной системы в целом.

Пионерские исследования В. Гершеля в Англии, В. Я. Струве в Пулковской обсерватории и других дали весьма многое в смысле подготовки почвы для развития современной звездной астрономии. Это нашло выражение и в том, что в самом конце прошлого, XIX столетия Зеэлигер сумел составить интегральные уравнения звездной статистики и дать их решением закон пространственной плотности звезд. Хотя последний был искажен упрощенным исходным представлением о характере функции светимости и незнанием факта существования межзвездной материи и ее влияния на видимое распределение звезд, тем не менее, закон давал удовлетворительную по началу картину формы Галактики и особенностей распределения звезд в ней [1].

Уже в наш век было открыто вращение Галактики и был доказан факт межзвездного поглощения.

\* Статья представляет собой основу кандидатской диссертации автора.

Эти два открытия пролили новый свет на строение Галактики, особая сложность которой была показана Б. В. Кукариным, представившим Галактику, как совокупность ряда подсистем [2].

Установление галактического вращения, с одной стороны, подтвердило то обстоятельство, что наша Галактика, подобно другим галактикам, подчинена общим закономерностям движения, а с другой — позволило более или менее надежно оценить расстояние Солнца от центра Галактики.

Далее оказалось уже возможным построить специальную функцию Паренаго—Камма, посредством применения которой П. П. Паренаго исследовал кинематические характеристики Галактики [3].

Развитие наблюдательной астрономии, все увеличивавшееся накопление наблюдательных данных, составление, а затем и применение фундаментальных каталогов,—в том числе и знаменитых Пулковских звездных каталогов,—позволило за последние десятки лет провести огромные звездостатистические исследования распределения звезд, звездных движений и их общих закономерностей.

Все это подготовило почву для того, чтобы, наконец, была поставлена задача о галактических орбитах звезд.

Постановка и исследование этой проблемы могут иметь весьма важное значение для решения многих задач строения и развития Галактики.

Исследование галактических орбит звезд может состоять из двух задач: в первую очередь—нахождения аналитического выражения гравитационного потенциала Галактики, а затем—решения дифференциальных уравнений движения и изучения траекторий и свойств движений звезд.

Определение аналитического выражения потенциала является центральной частью проблемы.

Степень приближения выражения потенциала к истине обуславливает степень надежности определения элементов орбиты, хотя даже в случае существования точного потенциала не всегда возможно решение дифференциальных уравнений и осуществимо лишь приближенное и качественное изучение закономерностей движений звезд.

Для того, чтобы получить аналитическое выражение потенциала, надо знать закон распределения плотностей звезд, т. е. распределение масс в Галактике, но достаточно точного представления о последнем мы пока еще не имеем. Поэтому вывод вполне удовлетворительного, по точности, выражения гравитационного потенциала, исходя из распределения масс, пока невозможен.

Результатами исследований советских астрономов в последнее время было установлено, что Галактика имеет очень сложное строение [2], [4], состоя из различных подсистем.

Различные подсистемы обладают различными структурными и кинематическими характеристиками. Аналитическое выражение гравитационного потенциала Галактики должно быть суммой потенциалов, полученных для отдельных подсистем, но закономерности строения каждой подсистемы пока тоже недостаточно известны и этот путь получения гравитационного потенциала в настоящее время также нельзя считать верным или даже осуществимым.

Актуальность задачи определения потенциала побуждала исследователей к попыткам ее решения на основе некоторых допущений, упрощающих сложную форму и структуру Галактики. Так, например, одни

допускали, что Галактика является сжатым эллипсоидом с центральным ядром. Другие же представляли Галактику в виде плоского диска, с плотностью, падающей в обе стороны от галактической плоскости [5] и т. п. Но, так как все эти модели являются лишь грубо приближенной картиной строения Галактики, то выражения потенциала, получаемые на основе таких допущений, не являются удовлетворительными, оставаясь далекими от действительности.

Литература о галактических орбитах относительно бедна, и многие из опубликованных работ теперь имеют только историческое значение.

Тем не менее, некоторые из них все же дают более или менее приближенную картину реального движения.

Общий метод определения галактических орбит представляется следующим образом [6].

Допустим, что на материальную точку действует центральная сила, зависящая только от расстояния  $R$  и направленная вдоль радиуса. Обозначим эту силу через  $f(r)$ . Известно, что в таком случае существуют два интеграла движения: интеграл энергии и интеграл площадей. Дифференциальное уравнение движения можно написать в таком виде:

$$\frac{d^2u}{d\varphi^2} + u = \frac{f(r)}{h^2 u^2}, \quad (1)$$

где  $r$ —расстояние от центра до материальной точки,  $\varphi$ —полярный угол,  $h$ —постоянная интеграла площадей, а через  $u$  обозначена величина  $\frac{1}{r}$ .

В результате интегрирования, уравнение (1) примет вид:

$$\left( \frac{du}{d\varphi} \right)^2 = C - \frac{2}{h^2} \int f(r) dr - u^2, \quad (2)$$

где  $C$ —постоянная интегрирования.

Повторным интегрированием получим:

$$\varphi = \int \left\{ C - \frac{2}{h^2} \int f(r) dr - \frac{1}{r^2} \right\}^{-\frac{1}{2}} \frac{dr}{r^2}. \quad (3)$$

Выражение (3) является уравнением траектории в полярных координатах.

Использованием интеграла площадей получим:

$$t = \frac{1}{h} \int r^2 d\varphi + \text{const.} \quad (4)$$

Если из уравнения траектории (3) определим  $r$ , как функцию  $\varphi$ , тогда (4) даст  $t$  по  $\varphi$ .

Точка траектории, от которой возраставший до этого времени радиус-вектор начинает убывать, называется апоцентром, а точка, от которой убывающий радиус-вектор начинает возрастать, называетсяperiцентром. Если эти точки не являются особыми точками, то в них должно быть выполнено условие:

$$\frac{dr}{d\varphi} = 0, \quad (5)$$

т. е. касательная траектории в этих точках перпендикулярна радиусу-вектору.

Если полная энергия  $E < 0$ , то решение уравнения (5) дает два, положительный и действительный, корня:  $r_1$  и  $r_2$ , т. е.periцентрическое и апоцентрическое расстояния материальной точки. Значения  $r_1$  и  $r_2$  определяют границы области, вне которой материальная точка не может выйти и следовательно оконтуривают зону возможного движения данной точки.

В конкретных случаях и в зависимости от характера функции  $f(r)$ , требуется та или иная модификация этих уравнений, но, в общем, метод определения орбит заключается в вышеизложенном.

Рассмотрим некоторые работы, в которых изучались галактические или так называемые относительные орбиты звезд. Ознакомление с ними даст возможность яснее представить себе современное состояние вопроса.

Работа Штремгрена\*. В 1916 году Штремгрен [7] исследовал относительные орбиты звезд, т. е. орбиты звезд скопления относительно центра последнего, пренебрегая гравитационным потенциалом Галактики. Вопрос был поставлен им несколько формально. Его интересовало—какими будут орбиты звезд скопления в том случае, когда на звезду действует только гравитационная сила скопления.

Штремгрен допустил, что плотность звезд в сферическом скоплении меняется по следующему закону:

$$\rho = \left[ \frac{3}{3+r^2} \right]^{5/2}, \quad (6)$$

где  $\rho$ —плотность звезд скопления, а  $r$ —расстояние от центра скопления до данной звезды.

Масса сферического скопления до расстояния  $r$  будет равна:

$$Mr = \int 4\pi r^2 \rho dr = 4\pi V \sqrt{3} \frac{r^3}{(3+r^2)^{5/2}}. \quad (7)$$

Дифференциальные уравнения движения звезды можно написать в виде:

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= -4\pi V \sqrt{3} \frac{x}{(3+r^2)^{5/2}} \\ \frac{d^2y}{dt^2} &= -4\pi V \sqrt{3} \frac{y}{(3+r^2)^{5/2}}. \end{aligned} \quad (8)$$

Решая уравнения (8), Штремгрен получил орбиты звезд скопления относительно его же центра. Результаты, полученные Штремгреном, можно сформулировать следующим образом.

1. Звезда описывает вокруг центра скопления незамкнутую траекторию, вогнутая сторона которой обращена к центру скопления.

2. Звезда, при движении, всегда остается внутри полосы, значения наибольшего и наименьшего радиуса которой для каждой конкретной звезды зависят от начальных условий движения данной звезды.

\* Работе Штремгрена предшествовало исследование Зеэлигера, посвященное движению материальной точки, подверженной притяжению сжатым эллипсоидом вращения (АН 91), но, к сожалению, мы не имели возможности ознакомиться с ним подробно.

3. Линия апсид вращается вокруг центра скопления в сторону противоположную движению звезды.

Ясно, что пренебрежением гравитационным потенциалом Галактики искажается реальная картина движения, но Штремгрен вынужден был сделать такое упрощение, потому что знания о строении и кинематических параметрах Галактики тогда еще были весьма скучны.

Несмотря на это, работа Штремгрена все же дает некоторое представление об относительных орbitах звезд скопления.

Но, в общем, так как сферического скопления, свободного от влияния галактического потенциала, в действительности не существует, то орбиты, полученные Штремгреном, только грубо приближенно отображают характер движений звезд в скоплениях.

Работа Лензе. Работа Лензе [8] является последующим шагом в деле исследования галактических движений звезд. Лензе допустил, что звездная система имеет форму эллипсоида; изоповерхностями плотностей являются поверхности эллипсоидов. Если допустим, что  $a, b, c$  являются полуосами граничного эллипса, тогда полуосами эллипса равных плотностей будут  $\lambda a, \lambda b, \lambda c$ , где  $\lambda$  меняется от нуля до единицы. Плотность  $\rho$  в таком случае является функцией  $\lambda$ . Предполагается, что иррегулярные силы не существуют, т. е. столкновения звезд не имеют места, и следовательно, регулирующей силой движения звезд является общий потенциал данного эллипса.

Каждая поверхность эллипса, для которой звезда является внешней точкой, действует на звезду силой, компоненты которой имеют выражения:

$$\begin{aligned} dx &= -\frac{3}{2} k^2 V \left[ \frac{\rho x}{\Delta(a^2+u)} \right] du \\ dy &= -\frac{3}{2} k^2 V \left[ \frac{\rho y}{\Delta(b^2+u)} \right] du \\ d\zeta &= -\frac{3}{2} k^2 V \left[ \frac{\rho \zeta}{\Delta(c^2+u)} \right] du \end{aligned} \quad (9)$$

где  $k^2$ —гравитационная постоянная,  $V$ —объем всего эллипса,  $\Delta = V(a^2+u)(b^2+u)(c^2+u)$ , а  $u$ —положительный корень уравнения:

$$\frac{x^2}{a^2+u} + \frac{y^2}{b^2+u} + \frac{\zeta^2}{c^2+u} = \lambda^2. \quad (10)$$

Компоненты результирующей силы будут:

$$\begin{aligned} x &= -\frac{3}{2} k^2 V x \int_0^\infty \frac{\rho}{(a^2+u)\Delta} du \\ y &= -\frac{3}{2} k^2 V y \int_0^\infty \frac{\rho}{(b^2+u)\Delta} du \\ \zeta &= -\frac{3}{2} k^2 V \zeta \int_0^\infty \frac{\rho}{(c^2+u)\Delta} du. \end{aligned} \quad (11)$$

В общем случае интеграл площадей не существует, но, если допустим, что  $a=b$ , т. е. имеем дело с эллипсом вращения,—кроме интег-

рала энергии, может существовать также и интеграл площадей. Мы ограничиваемся здесь рассмотрением движения звезды вдоль галактической плоскости. Следовательно, допускаем, что  $z$  — компонента звезды и ее производные по времени равняются нулю. Тогда уравнения движения напишутся в виде:

$$\begin{aligned}\frac{d^2x}{dt^2} &= -\frac{3}{2} k^2 V_x \int_0^\infty \frac{\rho du}{(a^2+u)^2 (c^2+u)^m}, \\ \frac{d^2y}{dt^2} &= -\frac{3}{2} k V_y \int_0^\infty \frac{\rho du}{(a^2+u)^2 (c^2+u)^m}.\end{aligned}\quad (12)$$

Согласно Зеэлигеру, Лензе допускает, что плотность  $\rho = \rho_0 \lambda^m$ , где  $-2 \leq m \leq 0$ , а  $\lambda$  меняется от нуля до единицы.

Тогда интеграл площадей и интеграл энергии имеют вид:

$$\begin{aligned}r^2 \frac{d\varphi}{dt} &= c \\ \frac{dr}{dt} &= \pm \sqrt{V_0^2 - \frac{c^2}{r^2} - \frac{3k^2 A V \rho_0}{(m+2)a^{m+3}} (r^{m+2} - r_0^{m+2})},\end{aligned}\quad (13)$$

где  $V_0$  — начальная скорость звезды,  $r_0$  — начальное расстояние, а  $A$  — постоянная, которая имеет вид:

$$A = \int_0^\infty \frac{du}{(1+u)^{1/2(4+m)} (\varepsilon^2+u)^{1/2}}, \quad (14)$$

где

$$\varepsilon = \frac{c}{a}.$$

Рассмотрим здесь два случая.

I) **Линейное колебательное движение.** Последнее получается при допущении  $c=0$ . Период колебания  $T$ , т. е. интервал времени, который необходим для того, чтобы звезда с начальной скоростью  $V_0=0$  возвратилась к начальному положению, равен:

$$T = \frac{4BV(m+2)a^3}{V^3 k^2 A V \rho_0} \left(\frac{a}{r_0}\right)^{m/2}, \quad (15)$$

где

$$B = \int_0^1 \frac{d\zeta}{V \zeta^{m+2} - 1}.$$

2) **Круговое движение.** Оно получится, если допустим, что  $r$  является двухкратным корнем уравнения:

$$V_0^2 - \frac{c^2}{r^2} - \frac{3k^2 A V \rho_0}{(m+2)a^{m+3}} (r^{m+2} - r_0^{m+2}) = 0 \quad (16)$$

В таком случае, период обращения принимает вид:

$$u = \frac{2\pi V^2 a^3}{V^3 k^2 A V \rho_0} \left(\frac{a}{r_0}\right)^{m/2} \quad (17)$$

Отсюда получим интересную зависимость:

$$\frac{T}{u} = \frac{BV^2 m + 4}{\pi}. \quad (18)$$

Если  $m=0$ , тогда  $T=u$  и линейное движение является гармоническим колебанием.

Если же  $m=-1$ , тогда:

$$\frac{T}{u} = 2 \sqrt{\frac{2}{\pi}}. \quad (19)$$

Для случая  $m=-2$  Лензе получил формулы:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dr}{dt} &= \pm \sqrt{V_0^2 - \frac{c^2}{r^2} - \frac{3k^2 A \rho_0 V}{a} \lg \operatorname{nat} \left( \frac{r}{r_0} \right)} \\ T &= \frac{4V\pi ar_0}{V^3 k^2 A \rho_0 V} \\ u &= 2\pi V^2 a \sqrt{\frac{r_0}{3k^2 A \rho_0 V}} \\ \frac{T}{u} &= \sqrt{\frac{2}{\pi}}. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

В общем случае, из уравнения (16) для  $r$  получим два действительных и положительных корня:  $r_1 < r_2$ , которые соответствуют апоцентрическому иperiцентрическому положениям звезды.

Следовательно, возможными орбитами в плоскости экватора являются линейная, круговая и овальная орбиты.

Для Галактики, в случае такой модели, Лензе получил:

$$\begin{aligned}a &= 268 \cdot 10^{20} \text{ см}, \\ \rho_0 &= 479 \cdot 10^{-24} \text{ см}^{-3}, \\ A &= 2.31, \\ B &= 1.73.\end{aligned}$$

На расстоянии, например, Сириуса  $\pi'' = +0.2$  круговая скорость равна 0.96 км/сек., время обращения равно 207 миллионам лет.

Скорость в центре, если звезда колеблется без начальной скорости  $V_0=0$ , равна 298 км/сек.

Отдавая должное интересному решению Лензе, нужно однако заметить, что исходная в его решении модель Галактики неприемлема. Плотность материи является на самом деле несравненно более сложной функцией расстояния, и данную модель можно применить лишь для грубого, первого приближения к решению задачи движения звезд скоплений.

**Работа Ботлингера.** Известно, что эффект дифференциального вращения Галактики проявляется при анализе лучевых и собственных движений звезд. Зависимость лучевых скоростей и собственных движений от галактической долготы в общем случае дается формулами кинематики Огородникова-Милна [10]:

$$\left. \begin{aligned} \Delta V_r &= r \cos^2 b \{ K + C \cos 2(l-l_0) + A \sin 2(l-l_0) \} \\ \Delta V_e &= r \cos b \{ B + A \cos 2(l-l_0) - C \sin 2(l-l_0) \} \\ \Delta V_b &= r \sin b \cos b \{ K + C \cos 2(l-l_0) + A \sin 2(l-l_0) \} \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

где  $A, B, C, K$  — известные коэффициенты.

В частном случае чистого галактического вращения — для звезд, находящихся в галактической плоскости, коэффициенты К и С равны нулю и получаются формулы Оорта:

$$\begin{aligned} \Delta V_r &= Ar \sin 2(l - l_0) \\ \Delta V_e &= Ar \cos 2(l - l_0) + Br \end{aligned} \quad (21)$$

Ботлингер [9] обобщил формулы Оорта для произвольных расстояний.

Он рассмотрел два случая:

а) В галактике действует ньютона сила, т. е. большинство массы сосредоточено в окрестностях центра Галактики.

б) Сила, действующая в Галактике, имеет вид:

$$F = \frac{aR}{1 + bR^2}. \quad (22)$$

В формуле (22), если  $R$  очень велико, можно пренебречь единицей и получит кеплерово движение:

$$F = \frac{a}{b} R^{-2}. \quad (23)$$

Но, если  $R$  мало, то в формуле (22)  $R$ , как бесконечно малая величина третьего порядка, может быть выброшена, и получится гармоническое движение:

$$F = aR \quad (24)$$

Как для сил Ньютона, так и для сил (22), имеется обобщение формул Оорта, относящихся к дифференциальному вращению Галактики. Если считать, что в Галактике действует сила Ньютона, то обобщенные формулы Оорта принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} V_R &= \frac{3}{4} V_\Theta \frac{r}{R_\odot} \left[ \sin 2l + \left( \frac{7}{8} \sin 3l - \frac{1}{8} \sin l \right) \frac{r}{R_\odot} + \right. \\ &\quad \left. + \left( \frac{77}{96} \sin 4l - \frac{14}{96} \sin 2l \right) \left( \frac{r}{R_\odot} \right)^2 + \dots \right] \\ V_t &= \frac{3}{4} V_\Theta \frac{r}{R_\odot} \left[ \cos l - \frac{1}{3} + \left( \frac{7}{8} \cos 3l - \frac{3}{8} \cos l \right) \frac{r}{R_\odot} + \right. \\ &\quad \left. + \left( \frac{77}{96} \cos 4l - \frac{28}{96} \cos 2l - \frac{9}{96} \right) \left( \frac{r}{R_\odot} \right)^2 + \dots \right], \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

где  $V_\Theta$  — скорость центроида Солнца,  $R_\odot$  — расстояние от центра Галактики до Солнца,  $r$  — расстояние между центроидами,  $l$  — галактическая долгота центроида или угол при Солнце, который образуется между направлениями на центроид и на центр Галактики.

Если  $r \ll R$ , то опуская в формуле (25) все члены, содержащие  $\frac{r}{R_\odot}$ , получим обычные формулы Оорта (21).

Ботлингер построил графики зависимости между лучевой скоростью и галактической долготой (для различных значений  $\frac{r}{R_\odot}$ ) и показал, что нуль-пункт лучевых скоростей является функцией  $\frac{r}{R_\odot}$  и, след-

довательно, интервал между нуль-пунктами не равняется  $90^\circ$ , как это получается у Оорта.

Ботлингером высказано также мнение в пользу сложного строения Галактики. Справедливо указание на дисперсию скоростей и на распределение звезд в пространстве, как на основные признаки, определяющие подсистемы звезд. Впрочем, его рассуждения имеют самый общий характер и не подтверждены фактическими данными. Как известно, эту проблему обстоятельно исследовал и решил Б. В. Кукаркин, на основе анализа переменных звезд.

Ботлингер написал интеграл энергии:

$$r^2 \left( \frac{d\varphi}{dt} \right)^2 + \left( \frac{dr}{dt} \right)^2 = 2(E - u) \quad (26)$$

и интеграл площадей:

$$r^2 \frac{d\varphi}{dt} = D, \quad (27)$$

где  $r$  — расстояние от центра до данной звезды,  $\varphi$  — полярный угол,  $E$  — полная энергия,  $u$  — потенциальная энергия, а  $D$  — постоянная интеграла площадей.

Из (26) и (27) получим:

$$\left( \frac{dr}{dt} \right)^2 = 2 \left( E - u - \frac{D^2}{2r^2} \right) = 2\psi(r) \quad (28)$$

Ясно, что  $\psi(r)$  должна быть положительной:  $\psi(r) \geq 0$ . Те точки, относительно которых  $\psi(r) = 0$ , являются точками экстремума. В уравнении (28)  $E$  отрицательная,  $-u$  — также отрицательная, а  $\frac{D^2}{2r^2}$  — положительная величина.

Если  $\psi(r) = 0$ , тогда получим:

$$-u + E = \frac{D^2}{2r^2}. \quad (29)$$

Введем обозначение:

$$y = \frac{D^2}{2r^2} = \frac{c}{r^2}. \quad (30)$$

Если на одном листе прозрачной бумаги построим  $u$ , как функцию  $r$ , а на втором построим  $y = \frac{c}{r^2}$  (для различных значений  $c$ ), и если, да-

лее, оба листа положим друг на друга так, чтобы начала координатных систем и направления осей совпадали между собой, тогда пересечение этих кривых даст минимальное значение (случай  $E=0$ ). Если же  $E < 0$ , тогда на первом листе мы должны построить  $E-u$  как функцию  $r$ , которая, в сравнении с кривой  $u$ , будет передвинута в направлении ординаты. Пересечение этой кривой с кривыми  $y$  даст две точки, абсциссы которых будут минимальными и максимальными значениями  $r$ .

Также легко можно найти круговую скорость для расстояния  $Solar$  ( $r=1$ ). Действительно, кривая  $y = \frac{c}{r^2}$ , которая в точке  $r=1$  будет ка-

сательной к кривой  $E-u$ , соответствует круговой скорости на расстоянии  $r=1$  и, следовательно, из уравнения интеграла площадей легко можно определить саму круговую скорость.

Исследование Ботлингера имеет важное значение, но, впрочем, его выводы носят весьма общий и грубо приближенный характер.

Работа Буцериуса. Более детально галактические орбиты изучал Буцериус [5]. Он допустил, что Галактика является плоским диском с центральным ядром. Последнее имеет форму эллипсоида вращения. Предполагается, что плотность эллипса постоянна. Большая полуось его равна 2500 парсекам, а отношение полуосей 0.5. Расстояние Солнца от центра Галактики 10000 парсеков, а радиус Галактики равняется 15000 парсекам. Масса сосредоточена, главным образом, в окрестностях плоскости Галактики, а поверхностями равных плотностей являются поверхности, параллельные плоскости экватора Галактики.

Плотность в направлении  $\zeta$  меняется по закону:

$$\rho(\zeta) = \rho_0 e^{-\frac{\zeta^2}{R^2}}, \quad (31)$$

где  $\rho$  — плотность на расстоянии  $\zeta$ ,  $\rho_0$  — плотность в галактической плоскости, а  $R$  — некоторая постоянная. Буцериус допустил также, что диффузная материя распределена равномерно внутри цилиндра, высота которого равна 200 парсек, а радиус равняется радиусу Галактики. Он вычислил потенциал для ядра, для диффузной материи и для звезд Галактики (без ядра). Просуммировав их, он получил гравитационный потенциал для всей Галактики. Полученное выражение потенциала годно лишь для малых значений  $z$ .

На основе выведенного таким образом потенциала, Буцериус вычислил величины критических и круговых скоростей для различных значений  $R$  и, в результате исследования галактических орбит, сделал следующие выводы.

1. Звезды, находящиеся внутри ядра, описывают в проекции галактической плоскости концентрические эллипсы.
2. Для всех этих эллипсов периоды обращения одинаковы и численно равны 26 миллионам лет.
3.  $z$  — компоненты этих звезд испытывают гармоническое колебание. Полный период колебания равняется 17 миллионам лет.
4. Орбиты звезд, находящихся снаружи ядра, являются незамкнутыми кривыми и помещаются внутри определенной полосы.
5. Линия апсид вращается в направлении, противоположном движению звезд.
6. В направлении  $z$  звезды испытывают колебательное движение.

Несмотря на то, что в рассмотренной работе задача решается на более высоком уровне, чем в некоторых других, все же имеет место и чрезмерно упрощенное представление сложного строения Галактики; аналитическое выражение потенциала Буцериуса остается грубо приближенным и выводы не могут удовлетворительно отражать реальную картину движения.

Как мы могли убедиться из рассмотрения вышеизложенных работ, являющихся основными в группе тех исследований, которые объединяются одним общим методом, при котором задается исходная геометрическая модель Галактики с соответствующим гипотетическим распределением масс — удовлетворительные результаты в решении проблемы не достигнуты.

С методической новой точки зрения подошел к решению проблемы член-корреспондент АН СССР П. П. Паренаго, сделав исходными, вместо геометрической модели, кинематические характеристики галактической звездной системы. При этом работы П. П. Паренаго выгодно отличаются от других тем, что они привлекают к

исследованию фактические наблюдательные данные, не в пример тем чисто умозрительным рассуждениям, которые ставили в основу исследования перечисленные выше авторы.

В нашем исследовании мы опираемся на аналитическое выражение гравитационного потенциала, предложенное П. П. Паренаго. В связи с этим, ниже мы подробно изложим метод и содержание работ П. П. Паренаго в этой области.

Но, прежде, сформулируем задачи и цели нашего исследования:

а) Из работ П. П. Паренаго следует, что, если полная энергия звезды  $H < 0$ , то звезда находится всегда внутри галактической полосы, границы (максимальное и минимальное отдаления от центра Галактики) которой являются функциями начального положения и скорости звезды.

П. П. Паренаго построил диаграмму с осями координат  $V_R$  и  $V_\theta$ , на которой провел кривые равных  $R_1$ ,  $R_2$  и  $P_a$  ( $R_2$ ,  $R_1$  — максимальное и минимальное удаления звезды от центра Галактики,  $P_a$  — аномалистический период звезды) для звезд, находящихся в окрестностях Солнца.

Мы, построив подобные диаграммы для различных расстояний ( $R = 2, 3, 4, 5, 6, 9, 10, 11$  и 12 килопарсек), изучили изменение границ галактической полосы — как функции начальной скорости — для различных дискретных значений  $R$ . В то же время мы ставили себе цель выяснить — как изменяются границы полосы в зависимости от изменений начального положения звезд (при фиксированной начальной скорости). Сказанное относится также к аномалистическому периоду и другим элементам орбит.

б) На всех диаграммах начертаны эллипсы, внутри которых соответственно помещается совокупность звезд плоской, промежуточной и сферической подсистем. Мы поставили себе цель выяснить — какие изменения галактической полосы возможны для звезд данных подсистем, связанные с изменением начального положения.

в) Известно, что звездные скопления диссирируют в результате столкновений звезд и дифференциального вращения Галактики. Время релаксации для различных скоплений различно и зависит от массы, плотности и формы скопления. От массы и плотности зависит также и величина критической скорости (скорости, которая достаточна для того, чтобы звезда вырвалась из скопления).

В качестве побочной задачи мы поставили себе определение относительных орбит звезд, выброшенных из скопления в результате диссириации, и изучение изменений их формы, связанных с изменением направления начальной скорости. Другими словами, нас интересовали относительные орбиты звезд, выброшенных из скоплений в различных направлениях.

Интересно поставить вопросы: какую область пространства могут занять звезды (вокруг движущихся скоплений), выброшенные из скоплений, какова форма этой области и как меняется она во времени. Можно ли представить относительные орбиты звезд в виде почти круговых и при каких условиях. С целью выяснения этих вопросов, мы определили относительные орбиты звезд, выброшенных из скоплений в восемь различных направлениях. При этом мы рассмотрели два случая: 1) когда критическая скорость равна 1 км/сек и 2) когда она 5 км/сек. Разумеется значения этих величин взяты такими не случайно. Как показывают вычисления, величина критической скорости для рассеянных скоплений в среднем равна 1 км/сек, а для сравнительно массивных и плотных звездных систем, — например, для шаровых скоплений — 5 км/сек.

Решение поставленных задач, возможно, конечно, пока только приближенно. Кроме того, что мы принимаем все допущения, введенные П. П. Паренаго (для вывода аналитического выражения потенциала и применения его метода вычисления элементов галактических орбит звезд), мы вынуждены прибегнуть еще к некоторым другим конкретным ограничениям.

Мы допускаем именно, что скопление движется вокруг центра Галактики, имея круговые скорости, и звезды, выброшенные из скоплений, движутся только под действием гравитационного потенциала Галактики (действием гравитационного потенциала скопления мы пренебрегаем).

По поводу этих допущений можно сделать следующие замечания. Как известно, величина дисперсии скоростей скоплений не очень велика (К. А. Бархатова [11]); поэтому допущение, что скопление движется по круговой орбите не вводит большой ошибки. Что касается пре-небрежения гравитационным потенциалом скопления, в нашем конкретном случае это также легко допустимо, так как мы рассматриваем орбиты звезд, выброшенных из скоплений, и действие из них гравитационного потенциала скопления в самом деле мало.

### Гравитационный потенциал Галактики и методика вычисления галактических орбит звезд

П. П. Паренаго избрал иной путь определения гравитационного потенциала Галактики [12], [13]. Обратив внимание на то, что скорость центроида плоской подсистемы только десятыми долями км/сек отличается от численного значения круговой скорости, он использовал это обстоятельство для вывода аналитического выражения гравитационного потенциала.

Используя данные теории стационарной Галактики о движении центроида плоской подсистемы и применив богатый наблюдательный материал, он смог вывести сравнительно более точное выражение гравитационного потенциала Галактики.

Гравитационный потенциал Галактики, по Паренаго, имеет вид:

$$\Phi(R, \zeta) = \frac{\Phi_e}{1 + \kappa R^2} e^{-\lambda \zeta^2}, \quad (32)$$

где  $\lambda = 0.056 \text{ км}^{-2}$ .

Для плоскости Галактики ( $\zeta = 0$ ) выражение (32) принимает вид:

$$\Phi(R, 0) = \frac{\Phi_e}{1 + \kappa R^2}. \quad (33)$$

В формуле (32)  $\Phi(R, \zeta)$  является потенциалом Галактики в точке  $(R, \zeta)$ ,  $\Phi_e$ —значение потенциала в центре Галактики.  $R$ —расстояние от центра Галактики до проекции звезды в галактической плоскости, а  $\kappa$  некоторая постоянная, числовое значение которой равно

$$\kappa = 3.04 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2}.$$

На основе выражения (32), П. П. Паренаго определил пространственную плотность звезд в окрестностях центра Галактики и Солнца. Полученные результаты хорошо согласуются с наблюдательными данными. Им же построены поверхности одинаковых плотностей, ко-

торые хорошо отображают реальную структуру Галактики так, как это согласуется с наблюдениями.

Последнее обстоятельство указывает на то, что выражение потенциала (32) является хорошим приближенным к действительности и точнее, чем предложенные другими авторами выражения.

Применив этот потенциал, П. П. Паренаго предпринял определение галактических орбит звезд. Он изучил движение в двух случаях: а) перпендикулярно галактической плоскости и б) вдоль галактической плоскости.

Более детально изучены галактические орбиты звезд в галактической плоскости.

Изложим эту часть работы подробнее, так как методика вычисления галактических орбит звезд, развитая П. П. Паренаго, использована нами в настоящем исследовании для изучения ряда конкретных вопросов.

Дифференциальные уравнения движения в цилиндрических координатах (для галактической плоскости) имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 R}{dt^2} &= R \left( \frac{d\Theta}{dt} \right)^2 + \frac{\partial \Phi}{\partial R} \\ \frac{d}{dt} \left( R^2 \frac{d\Theta}{dt} \right) &= \frac{\partial \Phi}{\partial \Theta} = 0. \end{aligned} \quad (34)$$

Интегрируя уравнения (16), получим два первых интеграла --- интеграл живой силы и интеграл площадей:

$$\begin{aligned} \left( \frac{dR}{dt} \right)^2 + R^2 \left( \frac{d\Theta}{dt} \right)^2 &= 2(H + \Phi) \\ R^2 \frac{d\Theta}{dt} &= h, \end{aligned} \quad (35)$$

где  $h$ —постоянная интеграла площадей, а  $H$ —полная энергия звезды, определяемая формулой:

$$V_R^2 + V_\Theta^2 = 2(\Phi + H).$$

Определяя  $dt$  из уравнения интеграла площадей и подставляя его в уравнение живой силы, получим:

$$\left( \frac{dR}{d\Theta} \right)^2 = \frac{2(\Phi + H)}{h^2} R^4 - R^2. \quad (36)$$

Можно легко показать, что, если  $\frac{dR}{d\Theta} = 0$ , то  $\frac{dR}{dt} = 0$ , т. е.  $R$  имеет экстремальные значения.

Для нахождения экстремальных значений  $R$  приравниваем к нулю  $\frac{dR}{d\Theta}$  в уравнении (30), а потом, подставляя вместо  $\Phi$  его значение и обозначая  $\kappa R^2 = \xi$ , получим:

$$2H\xi^2 + [2\Phi_e + H] - \kappa h^2 = 0. \quad (37)$$

В зависимости от знака полной энергии  $H$ , получаются следующие теоремы, П. П. Паренаго:

Теорема I. Если полная энергия  $H < 0$ , тогда звезда всегда находится в Галактике, и уравнение (37) имеет два действительных положительных корня  $\xi_1$  и  $\xi_2$ , которые соответствуют наименьшему и наибольшему удалениям звезды от центра Галактики.

Теорема II. Если  $H \geq 0$ , тогда звезда не может оставаться в Галактике и уравнение (37) имеет один конечный действительный корень  $\xi_1$ , соответствующий минимальному удалению звезды от центра Галактики, а другой корень бесконечно велик. Следовательно,  $\xi_1$  и  $\xi_2$  дают границы той полосы, из которой звезда не может выйти в течение всего периода движения вокруг галактического центра.

Возвратимся теперь к интегрированию уравнения (35). Последнее можно переписать так:

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = -\frac{h^2}{R^2} + 2(\Phi + H). \quad (38)$$

Подставляя вместо  $\Phi$  его выражение из (33), принимая во внимание обозначение  $\sqrt{R^2 - \xi}$ , путем некоторого преобразования и интегрирования, получим

$$t = \frac{1}{2V\sqrt{V-2H}} \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{(1+\xi)d\xi}{(1+\xi)(\xi_2-\xi)(\xi-\xi_1)} \quad (39)$$

Соответствующим преобразованием (39) сводится к эллиптическим интегралам второго рода:

$$t = \frac{\sqrt{1+\xi_2}}{\sqrt{V\sqrt{V-2H}}} E(\varphi, k), \quad (40)$$

где  $E(\varphi, k)$  — такой интеграл, а элементы  $\varphi$  и  $k$  даются формулами:

$$\varphi = \arcsin \sqrt{\frac{\xi_2 - \xi}{\xi_2 - \xi_1}}, \quad k = \sin \theta = \sqrt{\frac{\xi_2 - \xi_1}{1 + \xi_1}}. \quad (41)$$

Для определения галактической орбиты звезды, нужно из уравнения (37) найти  $\xi_1$  и  $\xi_2$ .

Уравнения (41) дадут  $\varphi$  и  $k$ , а из уравнения (40) получим соотношение между  $t$  и  $\xi$ . Следовательно, для каждого значения  $\xi$  можно найти соответствующее значение  $t$ . Если это значение умножим на угловую скорость  $\frac{d\Theta}{dt} = \frac{zh}{\xi}$  (42), то получим угол  $\Theta$ , который показывает, насколько звезда удалена от апогалактического положения.

Для определения аномалистического периода, т. е. интервала времени между двумя последовательными апогалактическими положениями звезды, нужно производить интегрирование уравнения (40) от  $\xi_1$  до  $\xi_2$ ; тогда правая сторона (40) дает половину аномалистического периода:

$$\frac{1}{2}P_a = \frac{\sqrt{1+\xi_2}}{\sqrt{V\sqrt{V-2H}}} E(90^\circ, k). \quad (43)$$

Формулы (37), (40), (41), (42), (43) и (45) предоставляют возможность для определения элементов галактической орбиты звезды.

В случае почти круговых орбит ( $\xi_2 - \xi_1 = 0$ ,  $\xi_2 = \xi_0$ ), выражение аномалистического периода принимает такой вид:

$$P_a = 38 \cdot 10^6 (1 + \xi_0)^{1/2} \text{ (в годах).} \quad (44)$$

Что касается сидерического периода, т. е. периода между двумя последовательными положениями звезды по отношению к какой-нибудь удаленной галактике, он дается формулой:

$$P = \frac{2\pi}{A-B}, \quad (45)$$

где  $A$  и  $B$  — известные постоянные Оорта.

Вычисленные по формулам (45) и (44) значения  $P_a - P$  для различных значений  $R$ , даются в следующей табличке:

$R$	0	2	4	6	7.2	8	10	10.2	11	12	13
$P_a - P$	$-13 \cdot 10^6$	-40	-47	-15	-40	-3	-5	0	+20	+53	+94

Из этой таблички видно, что имеет место вращение линии апсид: обратное, при  $R < 10.2$ , и прямое, если  $R > 10.2$ . При  $R = 10.2$  линия апсид не вращается, причиной чего является то, что на этом расстоянии, в выражении  $F = const R^\alpha$ ,  $\alpha = 2$  и имеет место кеплерово движение.

П. П. Паренаго вычислил галактические орбиты конкретных звезд (среди них и Солнца) и надежно определял их элементы.

Если проанализируем все вышесказанное, можно сделать следующие выводы.

Гравитационный потенциал Галактики, полученный на основе наблюдательных данных, надежен для применения в окрестностях галактической плоскости.

Для звезд с большими  $z$  выражение потенциала не так надежно.

Так как мы изучаем закономерности движения вдоль галактической плоскости, точность выражения для потенциала в наших целях вполне достаточна.

Методика определения орбит, предложенная П. П. Паренаго, дает возможность быстро и с относительно хорошим приближением определять элементы орбит.

Как уже сказано, выражение потенциала П. П. Паренаго, а также и его методика определения орбит использована нами в последующем.

Диаграммы, определяющие границы галактической полосы и принцип их построения. Если  $\xi_1$  и  $\xi_2$  являются корнями уравнения (37), то можем написать:

$$\begin{aligned} \xi_1 + \xi_2 &= \frac{2(\Phi_e + H) - zh}{-2H} \\ \xi_1 \xi_2 &= \frac{zh^2}{-2H} \end{aligned} \quad (46)$$

Преобразуя уравнения (46), П. П. Паренаго получил выражения

$$V_\theta^2 = \frac{2\Phi_e \xi_1 \xi_2}{\xi_0(1+\xi_1)(1+\xi_2)}, \quad (47)$$

$$V_R^2 = \frac{2\Phi_e (\xi_2 - \xi_1) (\xi_0 - \xi_1)}{\xi_0(1+\xi_1)(1+\xi_2)}. \quad (48)$$

Система уравнений (47) и (48) дает возможность построить график, по которому можно найти значения  $\xi_1$  и  $\xi_2$  по компонентам скоростей  $V_R$  и  $V_\theta$ . Зная  $\xi_1$  и  $\xi_2$ , определим таким образом наибольший и наименьший радиусы галактической полосы.

Принцип построения графика заключается в следующем:

Возьмем систему координат с осями  $V_\theta$  и  $V_R$ . Нашей задачей является построение кривых  $\xi_1 = const$  и  $\xi_2 = const$  для фиксированного значения  $\xi_0$ , т. е. считая, что начальные положения для всех звезд одинаковы.

Если в уравнениях (47) и (48) фиксируем  $\xi_2$ , то  $V_\theta$  и  $V_R$  будут функциями  $\xi_1$ . Для каждого конкретного значения  $\xi_1$  получим определенное значение пары  $V_\theta$  и  $V_R$ . Совокупность таких точек даст кривую  $\xi_2 = const$ . Если на кривых  $\xi_2 = const$  выберем точки одной и той же  $\xi_1$  и соединим их между собой, то получим кривую  $\xi_1 = const$ .

Ясно, что  $\xi_1 \leq \xi_0$  и  $\xi_2 \geq \xi_0$ . Точка  $\xi_1 = \xi_2 = \xi_0$  дает круговую скорость. П. П. Паренаго построил такую диаграмму для звезд, находящихся в окрестностях Солнца. На диаграммах начертаны также эллипсы, в центрах которых находятся скорости центроидов плоской промежуточной и сферической подсистем, а полуосами являются дисперсии скоростей этих подсистем в направлении  $R$  и  $\Theta$ .

Внутри этих эллипсов помещается 70% звезд соответствующей подсистемы. Диаграмма дает возможность определить границы галактической полосы для звезд данной подсистемы.

На той же диаграмме, по формуле:

$$P_a = \frac{2}{V^2 \kappa \Phi_e} (1 + \xi_2) \sqrt{1 + \xi_1} E\left(90^\circ, \arcsin \sqrt{\frac{\xi_2 - \xi_1}{1 + \xi_1}}\right) \quad (49)$$

построены кривые  $P_a = \text{const}$  ( $P_a$ —аномалистический период звезды).

Следовательно, по диаграмме можно с достаточной точностью найти значения  $\xi_1$ ,  $\xi_2$  и  $P_a$  для данной  $V_R$  и  $V_\Theta$ , как для конкретной звезды, также и для звезд какойнибудь подсистемы.

Для решения задачи, сформулированной в водной части настоящей работы, мы построили аналогичные диаграммы для ряда значений расстояний, а именно—для  $R=2, 3, 4, 5, 6, 9, 10, 11$  и 12 килопарсеков.

Мы определили значения некоторых параметров для различных  $R$ , зная значения этих параметров в окрестностях Солнца, выведенные П. П. Паренаго на основе применения богатого наблюдательного материала. В частности, мы вычисляли скорости центроидов и дисперсии скоростей на различных расстояниях, имея их значения для  $R=7.2$ .

Для плоских подсистем:  $\Sigma_R = 27$ ,  $\Sigma_\theta = 17$ ,  $V_\theta = 233$ .

Для промежуточных подсистем:  $\Sigma_R = 40$ ,  $\Sigma_\theta = 27$ ,  $V_\theta = 219$ .  $(50)$

Для сферических подсистем:  $\Sigma_R = 110$ ,  $\Sigma_\theta = 70$ ,  $V_\theta = 110$ .

Скорости центроидов плоских подсистем вычислены на основе допущения, что они очень мало отличаются от круговых скоростей.

Следовательно, формула:

$$V = \sqrt{-R \frac{\partial \Phi}{\partial R}} = \sqrt{\frac{2 \Phi_e \xi}{1 + \xi}} \quad (51)$$

дает скорости центроидов для различных  $\xi$  (или, что то же самое, для различных  $R$ ).

Для определения скоростей центроидов сферических подсистем надо использовать результаты, полученные, как выводы, при рассмотрении задач стационарной динамики.

Имеем:

$$V = \frac{c_3 R}{c_1 + c_2 R^2}, \quad (52)$$

где  $V$ —скорость центроида,  $R$ —расстояние от центра Галактики до центроида, а  $c_1$ ,  $c_2$  и  $c_3$  определенные постоянные, значения которых зависят от типа подсистемы.

Из звездной динамики известны также такие зависимости:

$$c_1 = \frac{1}{2 \Sigma_R^2}; \quad c_1 + c_2 R^2 = \frac{1}{2 \Sigma_\theta^2}. \quad (53)$$

Уравнение (52) можно переписать так:

$$\frac{R}{V} = \frac{c_1}{c_3} + \frac{c_2 R^2}{c_3}.$$

Последнее уравнение дает:

$$\frac{R}{V} c_3 = c_1 + c_2 R^2. \quad (54)$$

Подставляя в уравнение (53) и (54) значения  $R$ ,  $\Sigma_\theta$ ,  $\Sigma_R$  и  $V_\theta$  из (50), и определяя  $c_1$ ,  $c_2$  и  $c_3$ , получим:

Для сферической подсистемы:

$$\left. \begin{aligned} c_1 &= 413 \cdot 10^{-7} \text{ сек}^2 \text{ км}^{-2}, \\ c_2 &= 964 \cdot 10^{-9} \text{ сек}^2 \text{ км}^{-2} \text{ км}^{-1}, \\ c_3 &= 145 \cdot 10^{-5} \text{ сек} \text{ км}^{-1} \text{ км}^{-1}, \end{aligned} \right\} \quad (55)$$

для промежуточной подсистемы:

$$\left. \begin{aligned} c_1 &= 312 \cdot 10^{-6} \text{ сек}^2 \text{ км}^{-2}, \\ c_2 &= 721 \cdot 10^{-8} \text{ сек}^2 \text{ км}^{-2} \text{ км}^{-1}, \\ c_3 &= 209 \cdot 10^{-4} \text{ сек} \text{ км}^{-1} \text{ км}^{-1}. \end{aligned} \right\} \quad (56)$$

После определения числовых значений коэффициентов  $c_1$ ,  $c_2$  и  $c_3$  из уравнения (52), легко можно определить скорости центроидов сферических и промежуточных подсистем, для различных значений  $R$ .

Для определения дисперсии скоростей, следует поступить так. Первое уравнение (53) разделим на второе, тогда получим:

$$\frac{\Sigma_\theta^2}{\Sigma_R^2} = \frac{c_1}{c_1 + c_2 R^2};$$

отсюда

$$\Sigma_\theta^2 = \Sigma_R^2 \frac{1}{1 + \frac{c_2}{c_1} R^2}. \quad (57)$$

Подставляя в (57) значения  $c_1$  и  $c_2$  из (55) и (56), можно определить дисперсию скоростей  $\Sigma_\theta$  для различных  $R$  ( $\Sigma_R$  при всех значениях  $R$  одно и то же).

Для вычисления дисперсии скоростей плоской подсистемы в направлении  $\Theta$ , можно воспользоваться тем обстоятельством, что  $\frac{c_2}{c_1}$  для плоской подсистемы, по Паренаго, равно  $\kappa$ :

$$\frac{c_2}{c_1} = \kappa$$

и формула (57) примет вид:

$$\Sigma_\theta^2 = \Sigma_R^2 \frac{1}{1 + \kappa R^2} = \Sigma_R^2 \frac{1}{1 + \xi}. \quad (58)$$

Следовательно, мы можем сформулировать следующие выводы.

С помощью формул (47) и (48) можно построить на диаграммах  $V_\theta$ ,  $V_R$  кривые:  $\xi_1 = \text{const}$ ,  $\xi_2 = \text{const}$ .

Применяя формулы (49), построим кривые  $P_a = \text{const}$ .

Формулы (52), (55), (56) и (57) дают возможность вычислить скорости центроидов и дисперсии скоростей для сферических и промежуточных подсистем.

Формулы же (51) и (58) позволяют вычислить скорости центроида и дисперсию скоростей для случая плоских подсистем.

Ниже мы приводим таблицы значений параметров, по которым строятся диаграммы, относящиеся к звездам, расположенным на расстояниях  $R=2, 3, 4, 5, 6, 9, 10, 11$ , и 12 кмс.

Таблица I

 $\xi_0 = 0.1152$  $V_\infty = 450$ 

$\xi_1$	0		0.0288		0.1152	
	$V_R$	$V_\theta$	$V_R$	$V_\theta$	$V_R$	$V_\theta$
0.1152	0	0	0	75	0	145
0.2592	152	0	130	106	0	204
0.4608	219	0	187	132	0	253
0.7200	267	0	228	151	0	291
1.0368	303	0	259	167	0	321
1.4112	330	0	282	179	0	344
1.8432	351	0	300	189	0	362
2.3328	367	0	314	190	0	377
2.8800	380	0	325	202	0	388
3.4848	390	0	333	207	0	397
4.1472	398	0	340	210	0	404

Таблица II

 $\xi_0 = 0.2592$  $V_\infty = 423$ 

$\xi_1$	0		0.0288		0.1152		0.2592	
	$V_R$	$V_\theta$	$V_R$	$V_\theta$	$V_R$	$V_\theta$	$V_R$	$V_\theta$
0.2592	0	0	0	71	0	136	0	192
0.4608	158	0	153	87	111	169	0	238
0.7200	219	0	204	101	155	194	0	274
1.0368	262	0	243	112	185	214	0	302
1.4112	293	0	272	119	207	230	0	324
1.8432	317	0	294	126	223	242	0	341
2.3328	335	0	311	131	236	251	0	354
2.8800	348	0	324	135	246	259	0	365
3.4848	359	0	333	138	254	265	0	373
3.1472	368	0	342	140	260	270	0	380
4.8672	375	0	349	142	265	273	0	386

Таблица III

 $\xi_0 = 0.4608$  $V_\infty = 394$ 

$\xi_1$	0		0.0288		0.1152		0.2592		0.4608	
	$V_R$	$V_\theta$	$V_R$	$V_\theta$	$V_R$	$V_\theta$	$V_R$	$V_\theta$	$V_R$	$V_\theta$
0.4608	0	0	0	66	0	126	0	178	0	221
0.7200	153	0	146	76	125	145	90	205	0	255
1.0368	209	0	200	83	172	160	123	227	0	281
1.4112	247	0	236	90	202	172	146	243	0	301
1.8432	274	0	262	94	225	181	162	256	0	317
2.3328	295	0	282	98	242	188	174	266	0	329
2.8800	310	0	296	101	255	194	183	274	0	338
3.4848	323	0	308	103	265	198	190	280	0	347
4.1472	333	0	317	105	273	202	196	285	0	353

## Изучение галактических орбит и некоторые закономерности...

Таблица IV

 $\xi_0 = 0.7200$  $V_\infty = 36$ 

$\xi_1$	0		0.0288		0.1152		0.2592		0.4608		0.7200	
	$V_R$	$V_\theta$	$V_R$	$V_\theta$	$V_R$	$V_\theta$	$V_R$	$V_\theta$	$V_R$	$V_\theta$	$V_R$	$V_\theta$
0.7200	0	0	0	61	0	116	0	164	0	204	0	234
1.0368	143	0	138	67	124	129	102	181	71	225	0	258
1.4112	194	0	188	72	168	138	138	194	96	240	0	277
1.8432	228	0	220	75	198	145	162	205	113	253	0	292
2.3328	252	0	244	78	219	150	180	211	125	263	0	303
2.8800	271	0	261	81	235	155	193	219	134	271	0	312
3.4848	284	0	275	83	247	159	203	224	141	277	0	320
4.1472	296	0	286	84	257	162	211	229	147	282	0	325
4.8672	305	0	294	85	265	164	218	232	151	287	0	330

Таблица V

 $\xi_0 = 1.0368$  $V_\infty = 333$ 

$\xi_1$	0		0.0288		0.1152		0.2592		0.4608		0.7200		1.0368	
	$V_R$	$V_\theta$	$V_R$	$V_\theta$	$V_R$	$V_\theta$	$V_R$	$V_\theta$	$V_R$	$V_\theta$	$V_R$	$V_\theta$	$V_R$	$V_\theta$
1.0368	0	0	0	56	0	107	0	151	0	187	0	216	0	238
1.4112	131	0	128	60	117	115	101	162	81	201	56	231	0	255
1.8432	177	0	172	63	158	121	137	170	109	211	75	243	0	268
2.3328	208	0	202	65	186	126	160	177	128	219	88	253	0	279
2.8800	230	0	223	67	205	129	177	182	142	226	97	260	0	277
3.4848	246	0	239	69	220	132	190	187	152	231	104	266	0	293
4.1472	259	0	252	70	231	135	200	190	160	235	109	271	0	299

Таблица VI

 $\xi_0 = 2.3328$  $V_\infty = 260$ 

$\xi_1$	2.3328		2.8800		3.4848		4.1472		4.8672		5.6448	
	$V_R$	$V_\theta$										
0	0	0	98	0	132	0	156	0	171	0	184	0
0.0288	0	44	96	45	129	46	151	47	168	48	180	49
0.1152	0	48	91	86	122	88	143	90	158	91	170	92
0.2592	0	118	83	124	111	125	130	127	144	129	154	130
0.4608	0	146	73	151	98	154	115	157	127	159	137	161
0.7200	0	168	62	174	84	178	98	181	109	183	117	186
1.0368	0	186	51	191	69	196	81	196	90	202	96	205
1.4112	0	199	40	205	53	210	63	214	69	217	75	220
1.8432	0	210	27	216	36	221	42	225	47	229	50	231
2.3328	0	218	0	225	0	230	0	234	0	237	0	240

### Таблица VII Схемы

V<sub>m</sub>=341

1

§1	2.8800		3.4848		4.1472		4.8672		5.6448	
	V <sub>R</sub>	V <sub>θ</sub>								
0	0	0	92	0	120	0	141	0	155	0
0.0288	0	40	90	42	117	42	138	43	152	43
0.1152	0	78	85	80	111	81	130	83	144	83
0.2592	0	110	78	112	102	114	119	116	132	117
0.4608	0	136	70	139	91	141	106	143	118	145
0.7200	0	156	60	160	79	163	93	165	102	167
1.0368	0	172	51	176	67	180	79	182	88	184
1.4112	0	185	42	189	55	192	65	195	72	198
1.3432	0	194	32	198	43	203	50	206	55	208
2.3328	0	202	22	206	29	210	34	214	37	216
2.8800	0	208	0	213	0	217	0	220	0	222

Таблица VIII (закономерности)

$$R_i = 11$$

1

$V_{\odot} = 225$

$R_0 = 11$		$\xi_0 = 3.4848$		$V_\infty = 225$							
$\xi_1$	$\xi_2$	= 3.4848		4.1472		4.8672		5.6448		6.4800	
		$V_R$	$V_\theta$	$V_R$	$V_\theta$	$V_R$	$V_\theta$	$V_R$	$V_\theta$	$V_R$	$V_\theta$
0	0	0	80	0	109	0	129	0	142	0	0
0.0288	0	38	79	38	107	39	125	39	139	40	40
0.1152	0	72	75	73	101	75	119	76	132	77	77
0.2592	0	102	69	104	93	105	110	107	122	108	108
0.4608	0	126	62	129	84	130	99	132	109	133	133
0.7200	0	145	55	148	74	150	87	152	97	153	153
1.0368	0	160	47	163	64	166	75	168	83	169	169
1.4112	0	172	40	175	54	177	64	179	71	181	181
1.8432	0	181	33	184	44	187	52	189	58	191	191
2.3328	0	188	25	191	34	194	40	196	47	198	198
2.8800	0	193	17	197	23	199	27	202	30	204	204
3.4848	0	198	0	201	0	204	0	207	0	209	209

Таблица IX (заключение)

$$R_0 = 12$$

2

V<sub>SG</sub> = 219

$\xi_2$	= 4.1472		4.8672		5.6448		6.4800		7.4728	
$\xi_1$	V <sub>R</sub>	V <sub>0</sub>								
0	0	0	73	0	99	0	117	0	130	0
0.0288	0	35	72	35	98	36	115	36	128	37
0.1152	0	67	69	68	93	69	109	70	121	70
0.2592	0	95	63	97	86	98	101	99	113	94
0.5608	0	118	57	119	78	121	91	122	102	123
0.7200	0	136	51	138	69	139	81	141	90	142
1.0368	0	149	44	152	60	154	71	155	79	156
2.4112	0	160	38	163	52	165	61	166	68	167
1.8432	0	169	32	172	44	174	52	175	58	177
2.3328	0	175	27	178	36	180	43	182	47	183
2.8800	0	180	21	183	28	186	33	187	37	189
3.4848	0	125	14	188	19	190	22	192	25	193
4.1472	0	188	0	191	0	193	0	195	0	196

### Таблица X. Схемы

$R_0$	Плоская под- система			Промежуточная подсистема			Сферическая подсистема		
	$V_0$	$\Sigma_R$	$\Sigma_0$	$V_0$	$\Sigma_R$	$\Sigma_0$	$V_0$	$\Sigma_R$	$\Sigma_0$
1.	78	27	27	69	40	40	110	110	110
2.	145		26	122		38	64		105
3.	192		24	166		36	86		100
4.	221		22	195		34	102		94
5.	235		20	211		32	122		87
6.	238		19	219		29	114		81
7.2	233		17	219		27	114		74
8.	227		16	216		26	112		70
9.	218		15	209		24	109		65
10.	208		14	202		22	105		60
11.	198		13	194		20	101		56
12.	188		12	186		19	96		53
13.	179		11			18	92		49

Таблица XI (збірник)

$R_1 \backslash R_2$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0	39	41	45	51	58	66	76	87	100	114	129	146	164	184	205
1	40	42	46	52	59	68	78	89	102	116	132	149	167	187	208
2		45	49	55	63	72	82	94	108	123	139	157	176	197	219
3			54	60	68	78	89	102	116	132	150	169	189	211	235
4				67	76	86	99	113	128	146	165	185	209	231	257
5					86	97	111	126	144	163	183	200	230	256	284
6						110	125	143	162	182	205	230	257	286	316
7							142	161	182	205	280	258	287	319	352
8								182	205	231	277	284	321	356	393
9									231	259	290	323	359	396	437
10										290	324	360	400	441	484
11											361	400	443	488	536
12												444	490	539	591

В таблицах I—IX содержатся значения параметров  $\xi_1$  и  $\xi_2$  по  $V_R$  и  $V_0$  для звезд, находящихся на различных расстояниях.

По данным перечисленных таблиц построены кривые  $\xi_1 = \text{const}$  и  $\xi_2 = \text{const}$  (т. е.  $R_1 = \text{const}$  и  $R_2 = \text{const}$ ). На диаграммах эти кривые изображены жирной прерывистой линией (рис. 1—9).

В таблице X даются значения дисперсии скоростей ( $\Sigma_R$  и  $\Sigma_\theta$ ) и скорости центроидов  $V_0$  для различных подсистем на различных расстояниях.

По данным этой таблицы на диаграммах вычерчены внутренние эллипсы скоростей. При этом эллипсы различных подсистем вычерчены различно: эллипсы плоской подсистемы — непрерывной жирной линией, эллипсы промежуточной подсистемы — непрерывной линией, а сфе-

рической подсистемы — линией из тире и точек (о внешних эллипсах, вычерченных на диаграммах, о принципе их построения и об их значениях, мы будем говорить ниже).

В таблице XI даются значения аномалистических периодов звезд по  $R_1$  и  $R_2$ . По этой таблице на диаграммах вычерчены кривые  $P_a = \text{const}$ . Они изображены пунктиром.

Мы приводим диаграммы, построенные по данным этих таблиц (рис. 1—9).

Диаграммы дают возможность определить, по начальным условиям, минимальное и максимальное удаления звезды от центра Галактики и аномалистический период. Но, так как начальные условия известны только для звезд, находящихся в окрестностях Солнца, мы ничего не можем сказать о движениях звезд, находящихся в центральных или периферийных частях Галактики.

Интересно было бы изучить движение группы звезд, членов которой можно, по тем или иным соображениям, генетически связать между собой, т. е. считать, что они имеют одновременное происхождение.

Ясно, что в их движении должна проявиться некоторая особенность, отличающая его от движения других групп звезд.

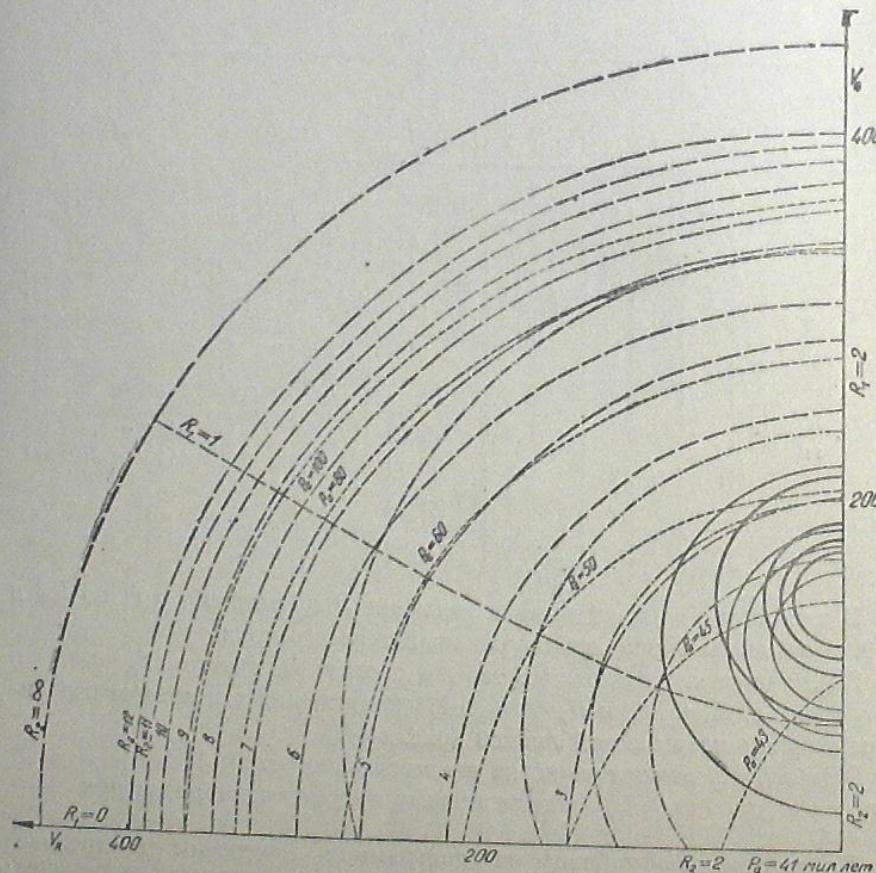


Рис. 1.6.0.

Изучение движения конкретной группы звезд в связи с изменением начального положения должно выявить определенную закономерность. Это дало бы возможность подойти к решению некоторых задач космогонического характера и пролить свет на ряд сложных вопросов строения и развития Галактики. Но, так как фактические данные (компоненты скоростей, параллаксы и другие) известны все еще только внутри сферы малого радиуса, то постановка вопроса в таком большом масштабе пока не имеет оправдания, и задача должна быть ограничена более узкими рамками.

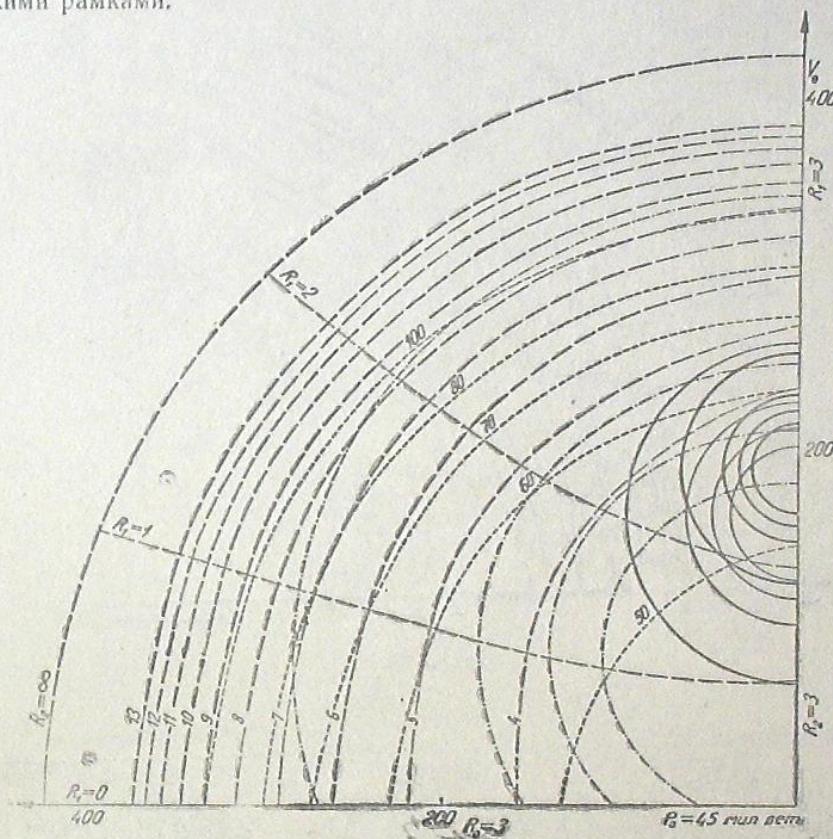


Рис. 2.6.6.

Следовательно, мы не можем путем непосредственного определения орбит звезд различных подсистем, на различных расстояниях от центра Галактики, вскрыть общие закономерности в их движениях. Поэтому, ограничим нашу задачу исследованием движений звезд различных подсистем, путем анализа и изучения диаграмм, построенных для различных частей Галактики. Ясно, что в таком случае суждения будут иметь более общий, качественный характер и выгоды будут менее точными, чем в случае непосредственного определения галактических орбит звезд. Несмотря на это, изучение диаграмм все же может дать ответ на некоторые вопросы, относящиеся к строению Галактики.

В результате проведенного нами анализа диаграмм, мы построили приводимые ниже таблицы (XII, XIII, XIV) значений некоторых параметров.

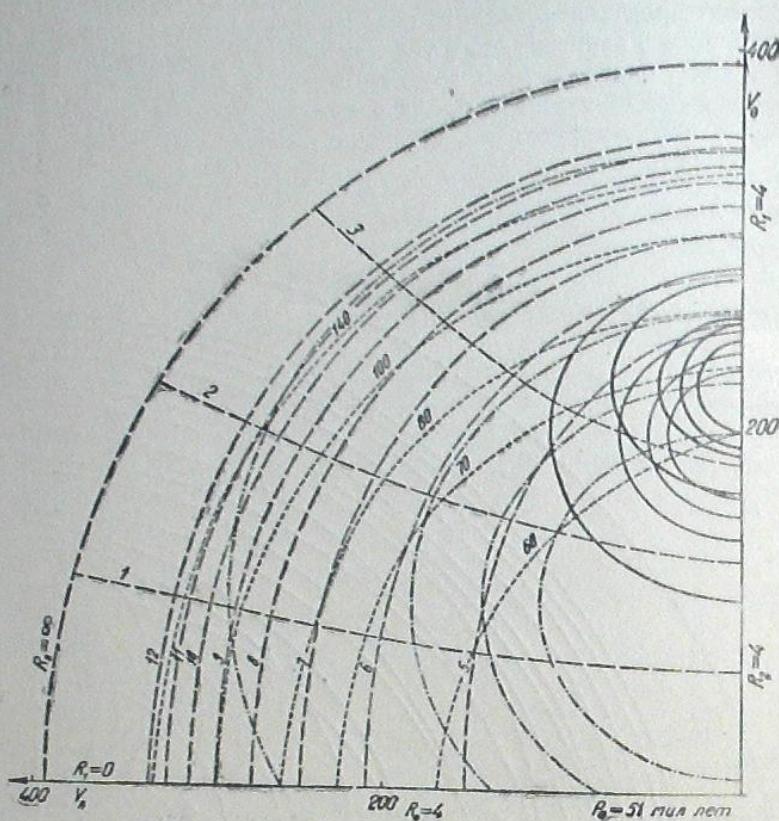


Рис. 3.65.

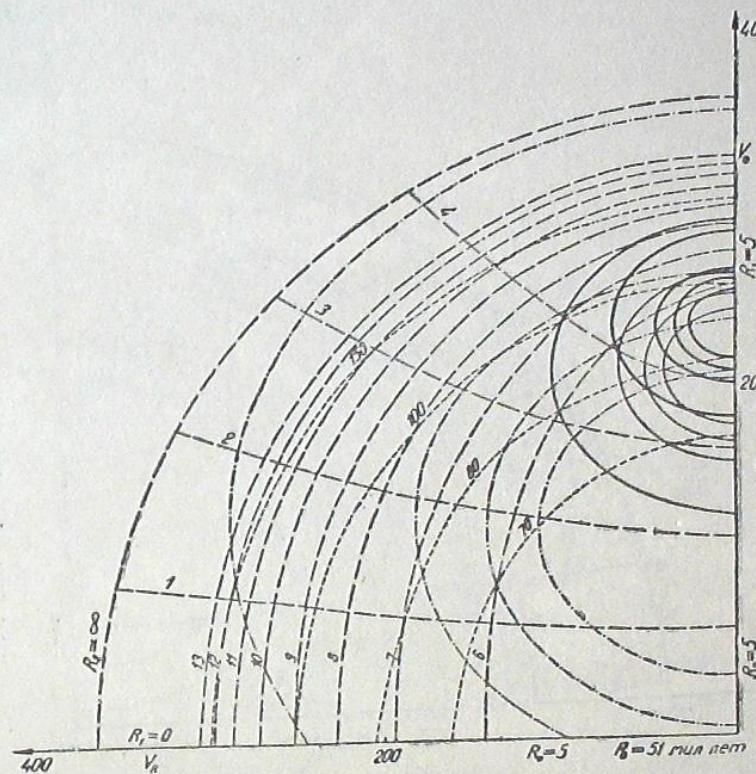


Рис. 4.66.

Таблица XII (без орб.)

$R_0$	Плоская подсистема дисково-звездочная (за исключением 68% звезд)				Промежуточная подсистема шаровая звездочная (за исключением 68% звезд)				Сферическая подсистема сферично-звездочная (за исключением 68% звезд)				
	$R_1$ min	$R_1$ max	$R_2$ min	$R_2$ max	$R_1$ min	$R_1$ max	$R_2$ min	$R_2$ max	$R_1$ min	$R_1$ max	$R_2$ min	$R_2$ max	
2.	1.6	2.0	2.0	2.5	44	47	1.14	2.0	2.00	2.3	42	46	0
3.	2.5	3.0	3.0	3.57	52	57	1.8	3.0	3.0	3.5	48	55	0
4.	3.4	4.0	4.0	4.7	60	75	2.5	4.0	4.0	4.5	57	70	0.1
5.	4.3	5.0	5.0	6.0	80	100	3.35	5.0	5.0	5.5	72	92	0.55
6.	5.1	6.0	6.0	7.3	98	130	4.0	6.0	6.0	7.0	86	120	0.60
7.2	6.0	7.2	7.2	9.0	130	190	5.0	7.2	7.2	8.5	111	175	0.9
9.	7.3	9.0	9.0	12.0	190	320	5.9	9.0	9.0	12.0	160	320	1.1
10.	8.0	10.0	10.0	13.5	220	400	6.7	10.0	10.0	15.0	190	400	1.16
11.	8.6	11.0	11.0	16.0	280	530	7.3	11.0	11.0	18	250	570	1.24
12.	9.0	12.0	12.0	18.0	323	700	8.5	12.0	12.0	22	300	900	2.4

Таблица XIII (без орб.)

$R_0$	Плоская подсистема дисково-звездочная (за исключением 68% звезд)			Промежуточная подсистема шаровая звездочная (за исключением 68% звезд)			Сферическая подсистема сферично-звездочная (за исключением 68% звезд)					
	$R_1$ max	$R_1$ min	$R_2$ max	$R_2$ min	$P_{\text{a}}$ max	$P_{\text{a}}$ min	$R_1$ max	$R_1$ min	$R_2$ max	$R_2$ min	$P_{\text{a}}$ max	$P_{\text{a}}$ min
2.	0.40	0.50	0.50	0.57	3	0.86	0.30	4	2.0	0.80	6	10
3.	0.50	0.57	0.57	0.67	7	1.16	0.50	7	3.0	0.80	11	20
4.	0.62	0.70	0.70	0.77	15	1.50	0.50	13	2.0	0.90	20	23
5.	0.70	0.77	0.77	0.84	20	1.75	0.50	20	3.65	0.94	30	48
6.	0.90	1.3	1.3	1.7	32	2.0	1.0	34	3.67	1.20	30	60
7.2	1.2	1.80	1.80	2.2	60	2.2	1.30	64	4.20	1.70	48	90
9.	1.7	3.0	3.0	3.1	130	3.1	3.0	210	4.44	2.30	60	130
10.	2.0	3.5	3.5	3.3	170	3.3	5.0	330	4.56	3.0	90	180
11.	2.4	5.0	5.0	3.7	250	3.7	7.0	600	4.76	3.70	130	360
12.	3.0	6.0	6.0	3.50	380	3.50	10.0					

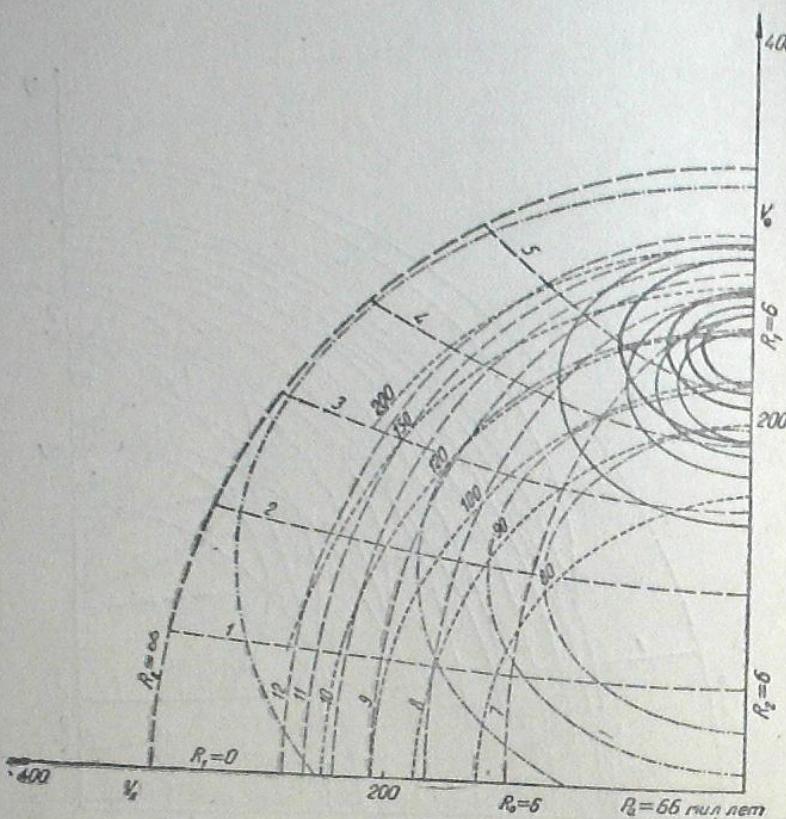


Рис. 5 бб.

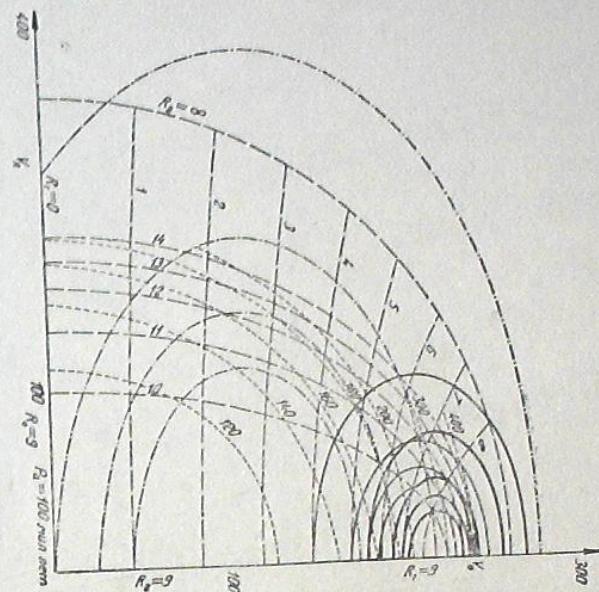


Рис. 6 бб.

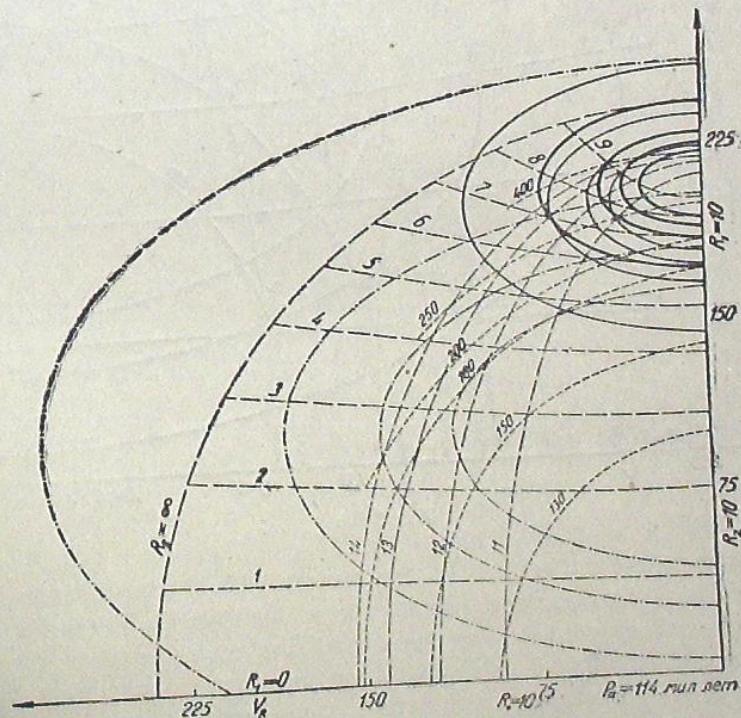


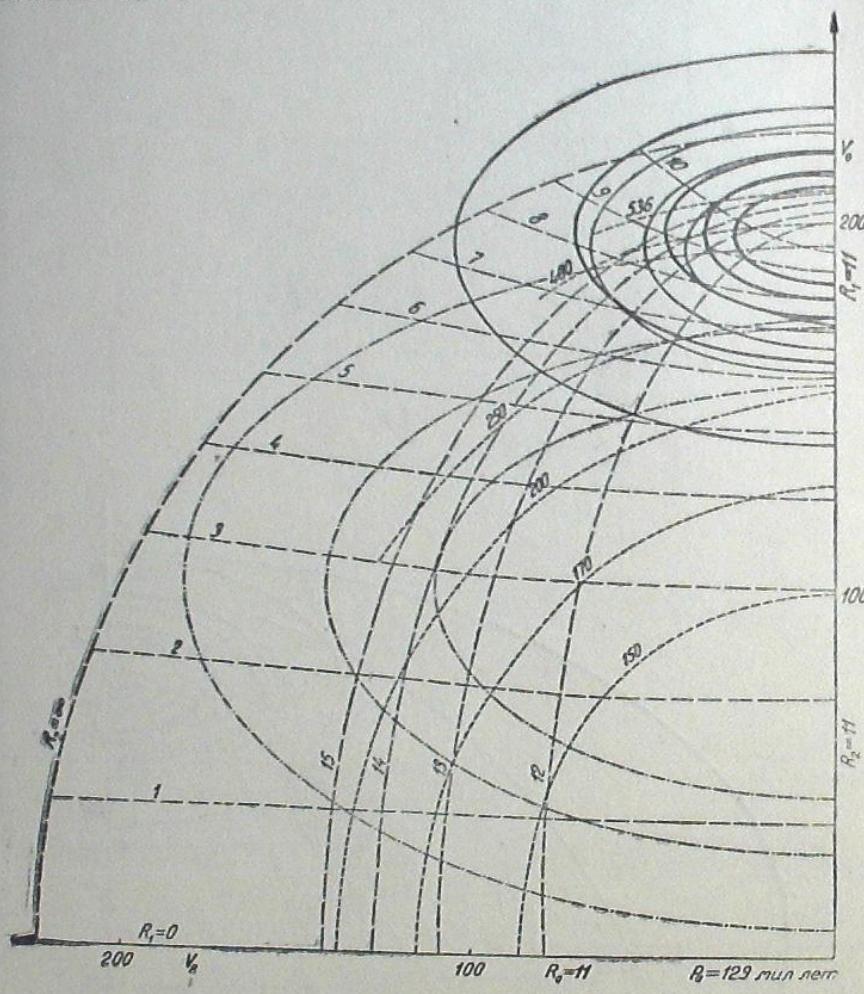
Рис. 7 бб.

Таблица XIV ცხრილი

R_1	Плоская подсистема ბრტყელი ქვესიტება (ვარსკვლავთა 68% ვარდ)		Промежуточная подсистема შუალი ქვესიტება (ვარსკვლავთა 68% ვარდ)		Сферическая подсистема სფერული ქვესიტება (ვარსკვლავთა 68% ვარდ)	
	R_2 max — R_1 min	P_a	R_2 max — R_1 min	P_a	R_2 max — R_1 min	P_a
2	0.9	45	1.16	44	2.80	44
3	1.07	54	1.66	52	3.75	50
4	1.32	67	2.00	63	4.70	56
5	1.70	90	2.15	82	5.35	69
6	2.20	114	3	103	6.34	78
7.2	3.00	160	3.50	143	7.55	95
9	4.70	255	6.10	240	9.60	126
10.	5.50	315	8.30	205	11.14	148
11.	7.40	408	10.70	410	12.76	180
12.	9	510	13.50	600	14.46	215

В таблице XII даются максимальные и минимальные значения величин  $R_1$ ,  $R_2$  и  $P_a$  для различных подсистем, по различным значениям  $R_0$ . При этом  $R_0$ ,  $K_1$  и  $K_2$  выражены в парсеках, а  $P_a$  — в миллионах лет (подразумевается 68% звезд данной подсистемы).

В таблице XIII даются значения  $R_{1\max} - R_{1\min}$ ,  $R_{2\max} - R_{2\min}$ ,  $P_{a\max} - P_{a\min}$  для плоских, промежуточных и сферических подсистем (по различным значениям  $R_0$ ). Эти величины характеризуют амплитуду изменения  $R_1$ ,  $R_2$  и  $P_a$  для данной подсистемы в целом.



Быстрее всего растет средний аномалистический период плоской подсистемы. Более медленно, но с достаточной скоростью, растет средний аномалистический период промежуточной подсистемы. Что касается среднего аномалистического периода сферической подсистемы, он растет медленнее, чем оба названных выше периода. Разница между этими периодами постепенно увеличивается. На 12 кпс средние аномалистические периоды плоской и промежуточной подсистем в 2.5 раза больше, чем период сферической подсистемы.

Это обстоятельство дает возможность сделать следующий вывод. Длительность аномалистического периода определяется двумя факторами величиной  $v_u$  — компоненты скорости и углом между апо- и перигалактическими положениями звезды. Чем больше скорость звезды, тем меньше аномалистический период и наоборот — чем больше угол между апо- и перигалактическими положениями звезд, тем больше аномалистический период.

Звезды сферической подсистемы в перифериях Галактики движутся медленнее, чем звезды плоской подсистемы. Если углы между апогалактическим и перигалактическим положениями звезды одинаковы для обеих подсистем то аномалистический период сферической подсистемы должен быть больше, чем период плоской подсистемы, но в действительности мы имеем обратное явление. Поэтому можно заключить, что угол междуperi- и апогалактическими положениями для сферической подсистемы меньше, чем для плоской подсистемы. Это значит, что скорость вращения линии апсид для звезд сферической подсистемы растет быстрее (в связи с увеличением  $R_0$ ) и на расстоянии 12 килопарсеков она приблизительно в 2—3 раза больше, чем угловая скорость вращения линии апсид для звезд плоской и промежуточной подсистем.

Рассмотрим значения  $R_{1\text{ min}}$  и  $R_{2\text{ max}}$ , помещенные в таблице XII. Для примера возьмем сферическую подсистему.

Из таблицы видно, что звезды, которые теперь расположены в двух кпс от центра Галактики, не могут удалиться дальше, чем  $R=2.5$  килопарсека. При этом имеется в виду, что это утверждение касается около  $2/3$ , т. е. 68% звезд данной подсистемы. Звезды, для которых  $R_0=3$  кпс, имеют  $R_{1\text{ min}}=0$ , т. е. часть звезд этой подсистемы доходит до центра Галактики. Более того, звезды, которые находятся в окрестностях Солнца достигают центральной части Галактики, в то время, как ни одна звезда сферической подсистемы, находящаяся на расстоянии 6 килопарсеков, не может дойти до окрестностей Солнца так, чтобы она попала внутри эллипса этой подсистемы. Для звезд плоской и промежуточной подсистем имеет место такое же явление, хотя для них эта тенденция выражена слабее.

Отсюда можно заключить, что из звезд, находящихся в центральной части Галактики, только те звезды могут достигать окрестностей Солнца, скорости которых выходят за пределы дисперсии скоростей, т. е. на диаграммах скоростей, построенных для этих областей, они находятся за гранями эллипса данной подсистемы. И наоборот — находящиеся в окрестностях Солнца звезды, скорости которых помещаются внутри эллипса скоростей, в случае достижения центральной части Галактики, не попадут внутрь эллипса, соответствующего этим областям.

Для того, чтобы представить картину движения тех звезд, которые помещены вне эллипса скоростей, мы построили дополнительные эллипсы для различных расстояний и для различных подсистем. Вычерченные таким образом эллипсы показывают — как распределяются звезды по скоростям на диаграммах скоростей. При построении эллипсов мы исходим из следующих соображений.

Известно, что закон распределения скоростей имеет вид:

$$f(u)du = \frac{h}{V\pi} e^{-hu^2} du, \quad (59)$$

где  $u$  — компонента скорости, а  $h$  — обратно пропорциональная величина дисперсии скоростей.  $(u)du$  — дает число звезд,  $u$  — компоненты которых помещаются внутри интервала  $(u, u+du)$ .

Функция  $f(u)$  нормирована, т. е.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(u) du = 1. \quad (60)$$

Каждому конкретному значению  $u$  соответствует определенное значение  $f(u)$ . Когда  $u \rightarrow \infty$ , тогда  $f(u)$  стремится к нулю. Стремление к нулю имеет такой характер, что практически  $f(u)$  равна нулю для конечных значений  $u$ .

Так как в каждой подсистеме, согласно закону (59), встречаются звезды различных скоростей с различными вероятностями, то звезды, находящиеся в каком то определенном объеме Галактики, займут все пространство, причем различные части пространства будут заняты с различными вероятностями.

Нас интересует вопрос, какая часть звезд, находящихся в определенном объеме Галактики, вблизи  $R_0$ , может попасть в ту или иную часть пространства. Внутренние эллипсы, вычерченные на диаграммах, дают возможность предвычислить — какую часть пространства могут занять 68% звезд данной подсистемы. Но нам остается неизвестным — какую часть пространства занимают звезды, находящиеся вне эллипсов.

Если бы нам стало известно распределение звезд на диаграмме скоростей, тогда нетрудно было бы получить ответ на поставленный вопрос.

Вопрос можно решить так. В качестве пределов интегрирования в (60) возьмем конечную величину  $\pm u$ . Тогда (60) примет вид:

$$\frac{h}{V\pi} \int_{-u}^{+u} e^{-hu^2} du = a, \quad (61)$$

где  $a$  — величина, находящаяся между 0 и 1, и показывает — для какого процента звезд значение  $u$  помещается между  $\pm u$ .

Если заведомо придавать  $a$  определенные дискретные значения, можем вычислить по (61) соответствующие  $u$ . Если на диаграмме скоростей вычертим эллипсы по найденным значениям  $u$  или, вернее, — по  $V_R$  и  $V_\theta$  компонентам скоростей, то нам станет ясно — как располагаются в пространстве звезды, вышедшие из окрестностей  $R$ .

Придадим  $a$  следующие конкретные значения:

$$a=0.80; \quad a=0.90; \quad a=0.99$$

Для этих значений  $a$  будет определен соответствующий интервал, в котором помещаются  $V_R$  и  $V_\theta$  компоненты скоростей.

Интеграл (61) можно переписать следующим образом:

$$\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{hu} e^{-t^2} dt = a. \quad (62)$$

Интеграл (62) табулирован по  $hu$ . Из таблицы по  $a$  найдем  $hu$  и в конечном счете —  $u$ .

В таблицах XV и XVI даются значения больших и малых полуосей для плоских, промежуточных и сферических подсистем (для 80%, 90% и 99% звезд этих подсистем).

Таблица XV ქმნილი

$R_0$	Плоская подсистема ბრტყელი გვესისტება						Промежуточная подсистема შუალი გვესისტება					
	80%		90%		99%		80%		90%		99%	
	$\Sigma R$	$\Sigma \theta$	$\Sigma R$	$\Sigma \theta$	$\Sigma R$	$\Sigma \theta$	$\Sigma R$	$\Sigma \theta$	$\Sigma R$	$\Sigma \theta$	$\Sigma R$	$\Sigma \theta$
2	35	34	45	43	70	67	51	49	66	63	103	98
3	—	32	—	40	—	62	—	46	—	60	—	93
4	29	—	—	36	—	57	—	44	—	56	—	88
5	26	—	33	—	52	—	41	—	53	—	83	—
6	24	—	31	—	49	—	37	—	48	—	75	—
7.2	—	28	—	44	—	35	—	45	—	40	—	70
9	20	—	25	—	39	—	31	—	40	—	62	—
10	18	—	23	—	36	—	28	—	36	—	57	—
11	16	—	22	—	34	—	26	—	33	—	52	—
12	14	—	20	—	31	—	24	—	31	—	49	—

Таблица XVI ქმნილი  
Сферическая подсистема  
სფერული გვესისტება

$R_0$	80%		90%		99%	
	$\Sigma R$	$\Sigma \theta$	$\Sigma R$	$\Sigma \theta$	$\Sigma R$	$\Sigma \theta$
2	141	135	182	174	285	272
3	129	—	165	—	259	—
4	120	—	156	—	243	—
5	116	—	144	—	234	—
6	104	—	134	—	210	—
7.2	95	—	122	—	191	—
9	84	—	108	—	168	—
10	77	—	99	—	155	—
11	72	—	99	—	145	—
12	68	—	88	—	137	—

Таблица XVII ქმნილი

$R_0$	Плоская подсистема ბრტყელი გვესისტება						Сферическая подсистема სფერული გვესისტება									
	68%		80%		90%		99%		68%		80%		90%		99%	
	$R_1$ min	$R_2$ max	$R_1$ min	$R_2$ max	$R_1$ min	$R_2$ max	$R_1$ min	$R_2$ max	$R_1$ min	$R_2$ max	$R_1$ min	$R_2$ max	$R_1$ min	$R_2$ max		
2	1.6	2.5	1.5	2.6	1.4	2.8	1.0	3.2	0.0	2.8	0.0	3.1	0.0	3.8	0.0	7.0
3	2.5	3.6	2.4	3.7	2.2	3.9	1.9	4.5	0.0	3.8	0.0	3.9	0.0	4.6	0.0	8.5
4	3.4	4.7	3.2	5.0	3.1	5.1	2.5	5.9	0.1	4.8	0.0	5.0	0.0	5.9	0.0	11.4
5	4.3	5.9	4.2	6.1	4.0	6.5	3.5	7.7	0.6	5.8	0.1	6.4	0.0	7.6	0.0	>13
6	5.1	7.2	5.0	7.5	4.6	7.8	4.0	10.0	0.7	6.9	0.2	7.7	0.0	9.0	0.0	>13
7.2	6.0	9.0	5.8	9.6	5.5	10.8	4.7	13.0	0.9	8.4	0.4	9.4	0.0	11.2	0.0	>>
9	7.3	12.0	7.0	13.0	6.5	14.0	5.6	>13	1.0	10.8	0.5	12.5	0.0	>14	0.0	>>
10	8.0	14.0	7.5	>16	7.0	>14	6.0	>>	1.2	12.3	0.6	14.0	0.2	>14	0.0	>>
11	8.5	16.0	8.0	>16	7.5	>16	6.3	>>	1.3	14.0	0.8	18	0.3	>18	0.0	>>
12	9.0	>16	8.7	>16	8.0	>16	6.7	>>	1.3	15.9	0.8	>18	0.3	>>	0.0	>>

Таблица XVIII ქმნილი  
Промежуточная подсистема  
შუალი გვესისტება

$R_0$	68%		80%		90%		99%	
	$R_1$ min	$R_2$ max	$R_1$ min	$R_2$ max	$R_1$ min	$R_2$ max	$R_1$ min	$R_2$ max
2	1.1	2.3	0.9	2.5	0.7	2.7	0.2	3.5
3	1.8	3.4	1.7	3.5	1.5	3.8	1.0	4.6
4	2.6	4.2	2.5	4.5	2.2	5.0	1.7	6.0
5	3.4	5.4	3.2	5.8	2.8	6.4	2.2	8.0
6	4.0	6.5	3.9	7.0	3.5	8.0	2.8	11.0
7.2	5.0	8.5	4.5	9.5	4.3	10.0	3.5	>13
9	6.0	12.0	5.5	14.0	5.0	>14	4.0	>>
10	6.7	15.0	6.1	>14	5.6	>14	4.5	>>
11	7.2	18.0	6.6	>18	6.1	>18	4.9	>>
12	7.8	>18	7.1	>18	6.5	>>	5	>>

$R_0$ ,  $R_1\text{min}$  и  $R_2\text{max}$  выражены в килопарсеках  
გამოხატული კოდამატულება

В первом столбце таблицы даются значения  $R_0$ ; во втором —  $\Sigma_R$  т. е. значения полуосей эллипсов скоростей по радиальным направлениям; в третьем — они же по тангенциальным направлениям. Эллипсы, определяемые данными двух столбцов, содержат 80% звезд; те же, которые определяются данными третьего и четвертого столбцов, содержат 90% звезд, а данными пятого и шестого столбцов — 99%.

В результате анализа эллипсов, построенных по этим данным, составлены таблицы XVII и XVIII. На основе их анализа, мы можем сформулировать следующие выводы.

#### Начнем с плоской подсистемы.

Из звезд плоской подсистемы, находящихся в окрестностях  $R_0 = 2$  кпс, 99% остаются в полосе с границами:  $R_1 = 1.0$  и  $R_2 = 3.2$ .

Звезды плоской подсистемы, находящиеся на расстоянии в 3 килопарсека, могут двигаться в полосе:  $1.9 < R < 4.5$ .

Часть звезд, находящихся на 4-х килопарсеках, достигает до 7 килопарсеков. Только 3—4% звезд, находящихся на 5 кпс, могут достигать окрестностей Солнца.

Из звезд плоской подсистемы, находящихся на 10 килопарсеках, 16% могут выйти за пределы 12 кпс, а 1.5% — вовсе оставить нашу Галактику.

Отсюда можно сделать такой вывод.

Звезды плоской подсистемы, находящиеся на перифериях Галактики, нельзя считать пришедшими из центральных областей Галактики. В то же самое время, звезды, находящиеся в периферийных частях Галактики, не могут вторгнуться в центральные области Галактики.

Надо думать, что в пространственном распределении звезд плоской подсистемы в течение довольно длительного промежутка времени не должно было произойти какого-либо существенного изменения, и звезды плоской подсистемы образовались в тех же частях галактического пространства, которые они занимают в настоящее время, т. е.—вдоль галактической плоскости в периферийных частях.

Рассмотрим теперь промежуточную подсистему.

99% звезд промежуточной подсистемы, находящихся на 2-х килопарсеках от центра Галактики, будут двигаться в полосе, имеющей наименьший и наибольший радиусы, равные 0.2 и 3.5 кпс, соответственно.

Звезды этой же подсистемы, находящиеся на расстоянии в 3 килопарсека, будут двигаться в полосе с границами 1 и 4.6 кпс.

Для звезд в окрестностях  $R_0 = 4$  кпс получим полосу  $1.7 < R < 60$  кпс.

Звезды, находящиеся на расстоянии в 6 килопарсеков достигают до 8-ми килопарсеков; из них 4% звезд доходят до окрестностей Солнца.

С 9 килопарсеков уже встречаются звезды, скорости которых больше чем критическая скорость.

Отсюда можно притти к следующему выводу.

Звезды промежуточной подсистемы также возникли в тех же местах галактического пространства и с такими же плотностями пространственного сгущения, какие они имеют и в настоящее время.

Что касается звезд сферической подсистемы, здесь мы имеем совсем противоположное явление. Из звезд сферической подсистемы находящихся на 5 килопарсеков, 16% доходят до окрестностей Солнца. Из звезд, находящихся в окрестностях Солнца, многие являются пришедшими из центральных пространств Галактики.

По реальной картине распределения звезд можно предполагать, что подавляющее большинство звезд сферической подсистемы возникли в центральной части Галактики. Кажется правдоподобным, что большинство звезд, находящихся на периферии Галактики, пришли из центральной части Галактики, а незначительная часть звезд возникла в периферийных областях Галактики.

Это совпадает с ранними выводами П. П. Паренаго. По его мнению в центре Галактики для достижения больших значений  $z$  — координаты,  $z_0^1$  т. е. скорость звезды в направлении  $z$ , в момент соответствующий  $z=0$ , должна быть большой. Элементы сферической подсистемы, которые имеют очень высокие значения  $z$  — координаты, наделены большей энергией, чем элементы плоской и промежуточной подсистем. Это дает основание заключить, что звезды сферической подсистемы возникли в центральных областях Галактики. Обладая большими скоростями в момент возникновения, они могли достигнуть периферийных частей Галактики [12]\*.

### Об относительных орбитах звезд, выброшенных из скоплений

Последующую часть нашей работы мы посвящаем изучению относительных орбит звезд, выброшенных из скоплений в результате диссипации. Выброс звезд из скопления может быть объяснен рядом причин. Возможно, что скопление является неустойчивым, т. е. его полная энергия  $H \geq 0$ . В таком случае скопление диссирирует сравнительно быстро. Но даже в случае, когда  $H < 0$  т. е. скопление устойчиво, все же оно распадается в результате действия иррегулярных сил и дифференциального вращения Галактики. В этом случае время релаксации очень велико, но распад скопления в течение длительного промежутка времени все же остается фактом. В последнее время были приведены убедительные доводы в пользу того, что некоторые группы звездных скоплений

\* Естественно, что было бы интересно выяснить в какой степени полученные результаты остаются справедливыми для других выражений потенциала и насколько надежны количественные оценки элементов галактической орбиты звезд. В настоящее время автор работает над исследованием этих вопросов.

типа О являются неустойчивыми системами (Б. Е. Маркарян [14]), но даже в случае устойчивости скопления оно все же распадается, хотя и более медленными темпами, чем в первом случае\*.

Академик В. А. Амбарцумян и его сотрудники открыли и изучили новый тип звездных систем — звездные ассоциации [15]. На основе изучения и детального анализа последних было установлено, что звездные ассоциации являются неустойчивыми системами и вследствие действия гравитационного поля Галактики диссирируют за достаточно короткое время. По мнению В. А. Амбарцумяна скорости выброшенных звезд из ассоциации равны  $\sim 10$  км/сек. Поскольку изучение ассоциаций имеет большое космогоническое значение, поставленный и исследованный нами вопрос об относительных орбитах звезд, несмотря на неизбежные упрощения, представляет интерес и с точки зрения изучения орбит, выброшенных из ассоциации звезд.

Для некоторого упрощения задачи исследования относительных орбит мы делаем два допущения.

1) При изучении движения звезд, выброшенных из скопления, пренебрегаем гравитационным потенциалом скопления.

2) Предполагается, что скопление движется вокруг центра Галактики с круговой скоростью.

О первом допущении можно сделать замечание следующего характера. На звезду скопления действуют две силы: собственная гравитационная сила скопления и общее гравитационное поле Галактики.

Движение звезды определяется результатом совместного действия этих сил, но в зависимости от того на каком расстоянии находится звезда от центра скоплений, эффект действия этих сил будет различным. На близком расстоянии гравитационная сила скопления больше, чем общая гравитационная сила Галактики, а на большом расстоянии мы имеем обратную картину. Поэтому при рассмотрении относительных орбит звезд, выброшенных из скопления, до тех пор пока мы примем решение о пренебрежении той или иной силой, необходимо рассмотреть конкретные условия движения.

Под термином «выброшенная из скопления звезда» мы понимаем звезду, которая имеет критическую скорость относительно скопления и находится на таком расстоянии от его центра, при котором гравитационным потенциалом скопления можно пренебречь. Однако в нашу задачу не входит рассмотрение вопроса, каким путем пришла звезда от какойнибудь фиксированной точки скопления до этого места (хотя, сама по себе, это — очень интересная задача). Нас интересует, какова будет относительная орбита звезды с того места, где действие гравитационного поля Галактики значительно больше, чем поля скопления. Так как в связи с увеличением расстояния действие скопления на звезду быстро уменьшается, мы можем им пренебречь.

Оценим количественное изменение соотношения действующих сил с изменением расстояния от скопления.

\* В случае неустойчивости скопления критическую скорость выброшенных звезд следует считать больше, чем 1 км/сек. В связи с этим естественно, было бы интереснее рассмотреть другие скорости. Впрочем, для случая нашей упрощенной схемы это не дало бы существенных результатов. Вопрос о движении звезд в неустойчивых скоплениях является одним из фундаментальных вопросов звездной динамики и требует особого изучения.

Допустим, что скопление является сферой с постоянной звездной плотностью, тогда компонента силы гравитации скопления будет  $\left(\frac{GM}{(\Delta R)^2}\right)$ , а компонента дифференциальной гравитационной силы Галактики будет равна  $\left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial R^2}\right)_{R=R_0} \cdot \Delta R$ .

Приравниваем эти выражения друг другу:

$$\frac{GM}{(\Delta R)^2} = \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial R^2}\right)_{R=R_0} \cdot \Delta R,$$

где  $\Delta R$ —расстояние от центра скопления до звезды,  $R_0$ —расстояние от центра Галактики до скопления. Отсюда получим расстояние  $\Delta R$ , на котором действия гравитационных сил скопления и Галактики равны между собой.

Мы можем составить соответствующую табличку значений  $\Delta R$ .

$M$	$\Delta R$ в парсеках	$\Delta R$ в парсеках	$\Delta R$ в парсеках
	$(F_1=F_2)$	$(F_1=\frac{1}{2}F_2)$	$(F_1=\frac{1}{8}F_2)$
$100 M_\odot$	3	4	6
$1.000 M_\odot$	7	8	13
$100.000 M_\odot$	31	43	62
$500.000 M_\odot$	53	75	106

Здесь  $M$ —масса скопления,  $M_\odot$ —масса Солнца,  $F_1$ —компоненты гравитационной силы скопления,  $F_2$ —компоненты гравитационной силы Галактики.

Из таблицы видно, что для рассеянных скоплений и ассоциаций гравитационная сила Галактики на много превосходит гравитационную силу самого скопления (ассоциации), начиная со сравнительно близкого расстояния от центра последней—от 6-8 парсеков. Поэтому, гравитационной силой рассеянных скоплений можно пренебречь.

Для более массивных объектов, как например, шаровые скопления, влияние гравитационной силы на выброшенную звезду становится неизменным начиная с 50—60 парсеков и поэтому им можно также пренебречь. Хотя этим мы несколько отступаем от строгого рассуждения.

Известно, что рассеянные скопления принадлежат к плоской подсистеме и дисперсия скоростей их, по исследованиям К. А. Бархатовой [11] равна 13 км/сек, т. е. дисперсия сравнительно мала. Поэтому можно допустить, что рассеянные скопления движутся вокруг центра Галактики по круговым орбитам.

Что касается шаровых скоплений, то о них можно сказать следующее. Известно, что шаровые скопления являются объектами сферической подсистемы, дисперсия скоростей которых очень велика. Поэтому их орбиты сильно отличаются от круговых. Но круговая орбита является возможной орбитой и для шаровых скоплений т. е. частным случаем общего движения шаровых скоплений. В нашей задаче мы останавливаемся на рассмотрении этого частного случая.

Впрочем не представляет принципиальной трудности рассмотрение и других случаев движения. Для этого необходимо вычислить галактические орбиты скопления и выброшенной из него звезды, а затем вычислить относительную орбиту согласно нижеописываемому способу.

Критическая скорость для различных скоплений получается различной.

Величина критической скорости главным образом зависит от плотности и объема скопления. Чем массивнее и плотнее скопление, тем больше дисперсия скоростей. Чандraseкар приводит таблицу, в которой дается зависимость дисперсии скоростей от этих двух величин—от массы и от плотности [18]. Значение критической скорости прямо пропорционально дисперсии скоростей и связь между ними довольно легко выводится по Чандraseкару [18].

Потенциальную энергию звезды в скоплении можно написать в виде:

$$\Omega_i = -Gm_i \sum \frac{m_i}{r_{ij}}.$$

Следовательно, кинетическая энергия звезды требуемая для того, чтобы звезда вылетела из скопления, равна  $-\Omega_i$ .

Потенциальная энергия скопления будет

$$\Omega = -\sum \frac{m_i m_j}{r_{ij}} = -\frac{1}{2} \frac{GM^2}{R} = -\frac{1}{2} G \frac{m^2 n^2}{R},$$

где  $M$ —масса скопления, а  $R$ —его радиус.

$$\sum_i \Omega_i = 2\Omega.$$

Следовательно:

$$\bar{E}_\infty = -\frac{2}{n} \Omega,$$

где  $\bar{E}_\infty$ —средняя кинетическая энергия, необходимая для освобождения звезды.

Если подставим в это выражение значение  $\Omega$ , получим:

$$\bar{E}_\infty = \frac{2}{n} \frac{1}{2} G \frac{mn}{R} = G \frac{nm^2}{R}.$$

Но,

$$V^2 = \frac{1}{2} \frac{GM}{R}.$$

Отсюда:

$$V^2 = 4 \bar{E}_\infty$$

Следовательно, квадрат критической скорости равняется четырехкратному значению дисперсии скорости.

Применением этой формулы и таблицы Чандraseкара выяснилось, что критическая скорость для рассеянных скоплений равна приблизительно 1 км/сек, а для шаровых скоплений достигает в среднем 5 км/сек.

Поэтому, при определении относительных орбит звезд, выброшенных из скоплений, рассматриваем два случая.

- а) Выброс звезд из скопления со скоростью 1 км/сек,
- б) выброс со скоростями 5 км/сек.

Ясно, что форма и характер движения звезды зависят от начальных условий; исходного положения и начальной скорости. Пока мы фиксируем на рассмотрении этого частного случая.

руем начальные положения звезд, т. е. рассматриваем скопление, находящееся в окрестностях Солнца, и допускаем, что все звезды имеют одинаковые начальные положения. Наши результаты будут справедливы как для таких скоплений, которые находятся в окрестностях Солнца, так и для тех, которые расположены по окружности этого радиуса вокруг центра Галактики.

Характер движения, как мы отметили выше, является функцией от начальной скорости. В зависимости от того, как будут направлены скорости выброса, как относительные, так и галактические орбиты также получаются различными, несмотря на то, что величины скоростей для всех звезд одинаковы.

Мы определили относительные орбиты звезд, выброшенных в 8-ми различных направлениях, которые отличаются одно от другого углами в  $45^\circ$  (см. рис. 10).

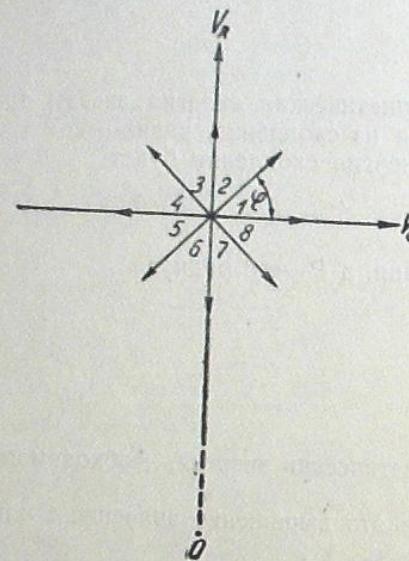


Рис. 10 бб.

На рисунке 0 обозначает центр Галактики,  $A$  — положение скопления. Стрелки, выходящие из точки  $A$ , показывают направления выброса звезд.  $V_R$  и  $V_\theta$  являются компонентами скоростей в цилиндрической системе координат.

В первом случае, когда скорость выброса равна 1 км/сек, конкретные числовые значения скоростей звезд по отношению к центру Галактики даются табличкой:

1	2	3	4	5	6	7	8
$V_R = 0$	+0.71	1	+0.71	0	-0.71	-1	-0.71
$V_\theta = +234$	233.71	233	+232.29	232	232.29	233	233.71

Здесь подразумевается, что скопление движется с круговой скоростью, равной 233 км/сек.

Методика вычисления относительных орбит, примененная в этом случае, вполне пригодна и для второго случая ( $V_\infty = 5$  км/сек.).

Так как гравитационным потенциалом скопления мы пренебрегаем, управляющей силой движения звезд в данной задаче является потенциал Галактики. Поэтому, для определения галактических орбит мы можем применить методику, предложенную профессором П. П. Паренаго.

Для вычисления элементов относительной орбиты звезды необходимо сперва определить ее галактическую орбиту.

Галактическая орбита звезды считается определенной, если для каждого произвольного момента  $t$  можно найти цилиндрические координаты звезды  $R$  и  $\Theta$ .

В первом параграфе первой главы нашего исследования мы достаточно подробно изложили общую методику вычисления галактических орбит. Здесь мы постараемся рассмотреть этот вопрос более детально на практическом примере.

Мы уже вывели все формулы, с помощью которых определяются галактические орбиты.

Выпишем их здесь заново в собранном виде.

$$2H\xi^2 + [2(\Phi_e + H) - \chi h^2]\xi - \chi h^2 = 0 \quad (63)$$

$$\varphi = \arcsin \sqrt{\frac{\xi_2 - \xi}{\xi_2 + \xi}}; \quad K = \sin \Theta = \sqrt{\frac{\xi_2 - \xi_1}{1 + \xi_2}} \quad (64)$$

$$t = \frac{V_1 + \xi_2}{V_2 \sqrt{2H}} E(\varphi K) \quad (65)$$

$$\begin{cases} \chi h^2 = V_0^2 \xi_0 \\ 2H = V_0^2 - 2\Phi_0 \end{cases} \quad (66)$$

$$\Phi_0 = \frac{\Phi_e}{1 + \xi_0}; \quad \Phi_e = \frac{V_0^2 (1 + \xi_0)^2}{2\xi_0} \quad (67)$$

$$\frac{d\Theta}{dt} = \frac{\chi h}{\xi} \quad (68)$$

$$\chi = 3.04 \cdot 10^{-18} \text{ см}^{-2} \quad (69)$$

Здесь  $H$  — полная энергия звезды,  $\Phi_e$  — значение потенциала в центре Галактики,  $h$  — постоянная интеграла площадей,  $\chi$  — постоянная, числовое значение которой дается выражением (7);  $\xi_1$  и  $\xi_2$  являются корнями уравнения (1) ( $\xi = \chi R^2$ );  $E(\varphi, K)$  — эллиптический интеграл Лагранжа второго рода;  $\Phi_0$  — значение потенциала в окрестностях Солнца;  $V_0$  — круговая скорость, а  $\frac{d\Theta}{dt}$  — галактическая угловая скорость звезды.

Совокупность этих формул позволяет определить галактические орбиты звезд.

Вычисления элементов следует проводить в следующем порядке. Даны значения начального положения и скорости звезды:

$$\xi_0 = \chi R_0^2, \quad V_R \text{ и } V_\theta.$$

Следует прежде определить корни  $\xi_1$  и  $\xi_2$  уравнения (63). По данным начальным условиям ( $\xi_0, V_R, V_\theta$ ) всегда можно найти на диаграммах скоростей значения  $\xi_1$  и  $\xi_2$ . Но, так как, при наших условиях, компоненты скоростей звезд, выброшенных в различных направлениях, очень мало различаются друг от друга, значения  $\xi_1$  и  $\xi_2$  следует опре-

делить весьма точно; в противном случае значения  $\xi_1$  и  $\xi_2$  будут одинаковы и влияние направлений скоростей на форму орбиты не выявится. Прежде всего определяются коэффициенты уравнения (63).

Из уравнений (66) и (67) получим:

$$2(\Phi_e + H) - \chi h^2 = (V_x^2 + V_y^2) + \xi_0(V_x^2 - V_y^2) \quad (70)$$

Подставляя в уравнение (70) вместо  $\Phi_e$ ,  $H$ , и  $\chi h^2$  их значения, определяем левую часть уравнения (70).

$H$  определяется из уравнения:

$$2H = V^2 - 9.065136 \cdot 10^4 \frac{\text{км}^2}{\text{сек}^2}, \quad (71)$$

где

$$2\Phi_0 = 9.065136 \cdot 10^4 \frac{\text{км}^2}{\text{сек}^2}.$$

Числовой множитель в последних выражениях представлен шестью десятичными знаками в связи с тем, что компоненты скоростей звезд, выброшенных в различных направлениях, мало отличаются друг от друга и требуют достаточно точного вычисления величин, определяющих галактические орбиты.

Зная коэффициенты уравнения (1), можно легко определить корни  $\xi_1$  и  $\xi_2$ . По значениям же  $\xi_1$  и  $\xi_2$  определяются, на основе выражения (2),  $\varphi$  и  $k$ .

Для данной звезды  $k$  имеет одно конкретное значение. Что касается  $\varphi$ , оно зависит от  $\xi$  и будет иметь столько значений, сколько и  $\xi$ . Придадим  $\xi$  несколько дискретных значений в интервале  $(\xi_1, \xi_2)$ . Соответственно этому получим столько же значений  $\varphi$ . Для каждого значения  $\varphi$ , на основе уравнения (3),  $t$  принимает определенные значения.

Таким образом, для каждого  $\xi$  или, что тоже самое, для каждой  $R$ , будем иметь определенное значение  $t$ . Другими словами, для любого момента мы будем знать координату  $R$  звезды.

Если придадим  $\xi$  значение  $\xi_2$ , тогда для  $t$  получим  $t=0$ . Это значит, что за начальный момент времени принимается момент нахождения звезды в апогалактике, т. е. в точке, где звезда максимально удалена от центра Галактики. Если  $\xi$ , придать значение  $\xi_0$ , тогда получим интервал времени  $t_0$ , который нужен для того, чтобы звезда прошла свой путь от апогалактического положения до начального положения. Если расположить  $\xi$  по возрастающим значениям, тогда значения  $t$  убывают.

Для удобства составляется таблица. В первом столбце даются  $\xi$ , расположенные по возрастающим значениям в интервале  $(\xi_2, \xi_1)$ . Во втором столбце помещены соответствующие значения  $t$ .

Если звезда движется от максимума к минимуму, знак  $t-t_0$  не меняется, а если звезда движется от минимума к максимуму, тогда  $t-t_0$  меняет знак.

После этого нужно найти  $\frac{d\Theta}{dt}$  для тех значений  $t$ , которые даны в таблице;  $\frac{d\Theta}{dt}$  найдется по формуле:

$$\frac{d\Theta}{dt} = \frac{\chi h}{\xi}. \quad (72)$$

Значение  $\chi$  нам известно, а  $h$  неизвестно, но зато мы знаем произведение  $\chi h^2$ ; поэтому преобразование формулы (72) даст нам:

$$\frac{d\Theta}{dt} = \frac{V \chi \cdot \chi h^2}{\xi}.$$

Если внести в это выражение вместо  $\chi$  его численное значение, получим:

$$\frac{d\Theta}{dt} = \frac{V \cdot 0.304 \chi h^2}{\xi} \cdot 10^{-15} \text{ рад/сек.} \quad (73)$$

По этой формуле можно вычислить значения  $\frac{d\Theta}{dt}$  в единицах рад/сек.

Выражение (73) для размерности град/милл. лет можно написать так:

$$\frac{d\Theta}{dt} = \frac{V \chi h^2 \cdot 0.304}{\xi} \text{ град/милл. лет.} \quad (74)$$

При помощи формулы (12) мы составили таблицу значений  $\frac{d\Theta}{dt}$  в единицах град/милл. лет. Если умножим  $t-t_0$  на среднее значение  $\frac{d\Theta}{dt}$ , получим  $\Theta$ , т. е. для каждого дискретного значения  $t$  найдем цилиндрические координаты звезды  $R$  и  $\Theta$  или, другими словами, для произвольного значения  $t$  получим на графике точку, изображающую положение звезды.

Плавная кривая, проведенная по этим точкам, дает галактическую орбиту звезды — от максимума до минимума. Если нужно получить продолжение орбиты, тогда надо принять во внимание то обстоятельство, что в обратном направлении (от минимума к максимуму) движение звезды будет симметричным. Галактические орбиты звезд, выброшенных в разных направлениях представлены в таблице XIX, составленной для ряда разных случаев.

Таблица XIX ცხოვი

Галактические орбиты звезд, выброшенных из скопления  
გროვება ამფარდის ვარსკლავების გალაქტიკური  
ორბიტები

Случай:  $V_{\text{крит. скор.}} = 1 \text{ км/сек.}$ ,  $V_R = 0$ ,  $V_\theta = 234$ ,  $\varphi^* = 0$   
შემთხვევა:

$R$	$\xi$	$\varphi$	$E(\varphi, K)$	$t$	$t-t_0$	$\frac{d\Theta}{dt}$	$\Theta$
7200	1.493	90°	1.565	75.48	0.00	1.909	0.00
7210	1.497	69.30	1.206	58.17	17.31	1.904	32.99
7219	1.501	60.00	1.045	50.40	25.08	1.899	47.76
7229	1.505	52.23	0.910	43.89	31.59	1.884	60.10
7239	1.509	45.00	0.784	37.81	37.67	1.889	71.60
7248	1.513	37.70	0.659	31.78	43.70	1.884	82.89
7258	1.517	30.00	0.523	25.22	50.26	1.879	95.23
7267	1.521	20.70	0.360	17.41	58.07	1.874	109.88
7277	1.525	0°.00	0.000	0.00	75.48	1.869	142.45

\*  $\varphi$  — угол между направлением движения скопления и направлением выброса звезды. კუთხების მომრაობას და ვარსკლავების ამფარდის მიმართულებას შორის.

Случай:  $V_{\text{крит. скор.}} = 1 \text{ км/сек}$ ;  $V_R = +0.71 \text{ км/сек}$   
 №303:  $V_0 = 233.71 \text{ км/сек}$   $\varphi = 45^\circ$

R	$\xi$	$\varphi$	E( $\varphi, K$ )	t	$t-t_0$	$\frac{d\theta}{dt}$	$\theta$
7.193	1.491	90.0	1.566	75.30	-13.18	1.909	-25.015
7.200	1.493	74.2	1.292	62.12	0.00	1.907	0.00
7.210	1.497	61.9	1.078	51.83	+10.29	1.902	19.60
7.219	1.501	52.5	0.915	44.00	18.12	1.897	34.47
7.229	1.505	43.9	0.765	36.78	25.34	1.892	48.14
7.239	1.509	35.3	0.616	29.62	32.50	1.886	61.67
7.248	1.513	25.5	0.445	21.40	40.72	1.882	77.16
7.258	1.517	11.1	0.194	9.33	52.79	1.876	99.84
7.260	1.518	0.0	0.000	0.00	62.12	1.875	117.33

Случай:  $V_{\text{крит. скор.}} = 1 \text{ км/сек}$   $V_R = +1 \text{ км/сек}$   
 №303:  $V_0 = 233 \text{ км/сек}$   $\varphi = 90^\circ$

R	$\xi$	$\varphi$	E( $\varphi, K$ )	t	$t-t_0$	$\frac{d\theta}{dt}$	$\theta$
7.176	1.483	90.0	1.568	74.81	-37.36	1.914	-71.30
7.183	1.486	67.21	1.171	55.87	-18.42	1.910	-35.09
7.190	1.489	56.78	0.990	47.23	-9.78	1.906	-18.61
7.200	1.493	45.00	0.785	37.45	0.00	1.901	0.00
7.205	1.495	39.23	0.684	32.63	4.82	1.898	9.15
7.212	1.498	30.00	0.423	24.95	12.50	1.895	23.71
7.219	1.501	18.43	0.321	15.32	22.13	1.891	41.94
7.224	1.503	0.00	0.000	0.00	37.45	1.888	70.88

Случай:  $V_{\text{крит. скор.}} = 1 \text{ км/сек}$   $V_R = +0.71 \text{ км/сек}$   
 №303:  $V_0 = 232.29 \text{ км/сек}$   $\varphi = 135^\circ$

R	$\xi$	$\varphi$	E( $\varphi, K$ )	t	$t-t_0$	$\frac{d\theta}{dt}$	$\theta$
7.140	1.468	90.0	1.566	74.23	-61.15	1.928	-116.98
7.147	1.471	70.52	1.228	58.21	-45.13	1.924	-86.13
7.154	1.474	61.88	1.078	51.10	-38.02	1.920	72.47
7.161	1.477	54.73	0.954	45.22	-32.14	1.916	-61.19
7.168	1.480	48.19	0.840	39.82	-26.74	1.912	-50.86
7.176	1.483	41.80	0.729	34.55	-21.47	1.908	-40.80
7.183	1.486	35.27	0.615	29.15	-16.07	1.904	-30.51
7.190	1.489	28.12	0.490	23.23	-10.15	1.900	-19.25
7.195	1.491	22.64	0.395	18.72	-5.64	1.898	-10.69
7.200	1.493	15.79	0.276	13.08	0.00	1.95	0.00

Случай:  $V_{\text{крит. скор.}} = 5 \text{ км/сек}$   $V_R = 0 \text{ км/сек}$   
 №303:  $V_0 = 238 \text{ км/сек}$   $\varphi = 0^\circ$

R	$\xi$	$\varphi$	E( $\varphi, K$ )	t	$t-t_0$	$\frac{d\theta}{dt}$	$\theta$
7.200	1.493	90.0	1.545	78.67	0.00	1.942	0.00
7.224	1.503	76.1	1.310	66.70	11.97	1.929	23.16
7.248	1.513	70.1	1.208	61.51	17.16	1.916	33.14
7.272	1.523	65.4	1.129	57.48	21.19	1.904	40.84
7.296	1.533	61.3	1.059	53.92	24.73	1.891	47.59
7.320	1.543	57.5	0.994	50.61	28.06	1.879	53.83
7.343	1.553	53.9	0.931	47.50	31.17	1.867	59.65
7.367	1.563	50.5	0.875	44.55	34.12	1.85	65.14
7.39	1.573	47.2	0.818	41.65	37.02	1.843	70.50
7.414	1.583	43.8	0.760	38.70	39.97	1.831	75.92
7.437	1.593	40.5	0.703	35.79	42.88	1.820	81.23
7.461	1.603	37.1	0.645	32.84	45.83	1.808	86.58
7.484	1.613	33.6	0.584	29.74	48.93	1.797	92.17
7.507	1.623	29.9	0.520	26.48	52.19	1.786	98.01
7.530	1.633	25.9	0.451	22.96	55.71	1.775	104.28
7.553	1.643	21.4	0.373	18.99	59.68	1.764	111.30
7.576	1.653	15.9	0.277	14.10	64.51	1.754	119.90
7.592	1.660	10.7	0.187	9.52	69.15	1.746	127.92
7.606	1.666	0.0	0.000	0.00	78.67	1.740	144.51

Случай:  $V_{\text{крит. скор.}} = 5 \text{ км/сек}$   $V_R = +3.55 \text{ км/сек}$   $V_\theta = 236.55 \text{ км/сек}$   $\varphi = 45^\circ$

R	$\xi$	$\varphi$	E ( $\varphi, K$ )	t	$t-t_0$	$\frac{d\theta}{dt}$	$\theta$
7.176	1.483	90.0	1.549	77.48	-13.10	1.943	-25.038
7.188	1.488	79.15	1.365	68.28	-3.90	1.936	-7.54
7.200	1.493	74.6	1.287	64.38	0.00	1.930	0.00
7.236	1.508	65.1	1.126	56.32	8.66	1.911	15.48
7.272	1.523	57.8	1.001	50.07	14.31	1.892	27.37
7.308	1.538	50.35	0.890	44.52	19.86	1.873	37.82
7.343	1.553	45.2	0.785	39.27	25.11	1.855	47.60
7.379	1.568	39.1	0.680	34.01	30.37	1.838	57.31
7.414	1.583	32.6	0.567	28.36	36.02	1.820	67.64
7.449	1.598	25.4	0.442	22.11	42.27	1.803	78.96
7.484	1.613	16.2	0.282	14.11	50.27	1.786	93.33
7.500	1.620	9.7	0.169	8.45	55.93	1.779	103.42
7.509	1.624	0.0	0.000	0.00	64.38	1.774	118.43

Случай:  $V_{\text{крит. скор.}} = 5 \text{ км/сек}$   $V_R = +5 \text{ км/сек}$   $V_\theta = 233 \text{ км/сек}$   $\varphi = 90^\circ$

R	$\xi$	$\varphi$	E( $\varphi, K$ )	t	$t-t_0$	$\frac{d\theta}{dt}$	$\theta$
7.081	1.444	90.0	1.554	74.79	-36.43	1.966	-70.072
7.093	1.449	77.1	1.334	64.20	-25.84	1.959	-49.94
7.105	1.454	71.7	1.242	59.78	-21.42	1.952	-41.30
7.130	1.464	63.6	1.103	53.09	-14.73	1.939	-28.29
7.166	1.479	53.9	0.936	45.05	-6.69	1.919	-12.78
7.200	1.493	45.85	0.797	38.36	0.00	1.901	0.00
7.238	1.509	36.7	0.639	30.75	7.61	1.881	14.39
7.274	1.524	27.1	0.472	22.72	1.564	1.862	29.42
7.310	1.539	14.1	0.246	11.84	26.52	1.844	49.58
7.324	1.545	0.0	0.000	0.00	38.36	1.837	71.36

Случай:  
условии:  $V_{\text{крит. скор.}} = 5 \text{ км/сек}$   $V_R = +3.55 \text{ км/сек}$   $V_\theta = 229.45 \text{ км/сек}$   $\varphi = 135^\circ$

$R$	$\xi$	$\varphi$	$E(\varphi, \kappa)$	$t$	$t - t_0$	$\frac{d\Theta}{dt}$	$\Theta$
6.912	1.376	90°	1.550	72.37	-58.41	2.031	-114.51
6.922	1.380	79.8	3.376	74.24	-50.28	2.025	-98.02
6.960	1.395	67.3	1.104	54.34	-40.38	2.004	-78.08
6.997	1.410	59.0	1.022	47.72	-33.76	1.982	-64.89
7.034	1.425	51.8	0.898	41.93	-27.97	1.961	-53.48
7.071	1.440	45.0	0.782	36.51	-22.55	1.941	-42.91
7.108	1.455	35.2	0.664	31.00	-17.04	1.921	-32.27
7.144	1.470	31.0	0.540	25.21	-11.25	1.901	-21.21
7.181	1.485	22.7	0.396	18.49	-4.53	1.882	-8.50
7.200	1.493	17.15	0.299	13.90	0.00	1.872	0.00
7.217	1.500	10.2	0.178	8.31	5.65	1.863	10.55
7.226	1.504	0.0	0.000	0.00	13.90	1.858	26.01

Случай:  
условии:  $V_{\text{крит. скор.}} = 5 \text{ км/сек}$   $V_R = 0$   $V_\theta = 228 \text{ км/сек}$   $\varphi = 180^\circ$

$R$	$\xi$	$\varphi$	$R(\varphi, \kappa)$	$t$	$t - t_0$	$\frac{d\Theta}{dt}$	$\Theta$
6.831	1.344	90°	1.546	71.39	-71.39	2.066	-139.91
6.847	1.350	78.4	1.350	62.34	-62.34	2.057	-121.26
6.885	1.365	67.9	1.172	54.12	-54.12	2.038	-104.44
6.922	1.380	60.6	1.047	48.35	-48.35	2.013	-92.76
6.960	1.395	54.2	0.939	43.36	-43.36	1.991	-82.77
6.997	1.410	48.3	0.838	38.70	-38.70	1.970	-73.54
7.034	1.425	42.5	0.738	34.08	-34.08	1.949	-64.49
7.071	1.440	36.6	0.636	29.37	-29.37	1.929	-55.36
7.108	1.455	30.3	0.527	24.34	-24.34	1.909	-45.71
7.144	1.470	23.1	0.402	18.56	-18.56	1.889	-34.73
7.181	1.485	13.4	0.234	10.80	-10.80	1.870	-20.14
7.200	1.493	0.0	0.000	0.00	0.00	1.860	0.00

Нас интересует построение относительной орбиты звезды, т. е. нахождение положения звезды по отношению к скоплению, движущемуся с круговой скоростью.

Рассмотрим чертеж (см. рис. 11).

$xoy$  представляет собой обычную галактическую координатную систему;  $x'oy'$ —местную координатную систему, движущуюся с угловой скоростью  $\omega_0$ ;  $x'y^*$ —галактическую координатную систему, обладающую той же угловой скоростью.

Мы имеем:

$$\begin{aligned} X' &= R_0 + x \\ Y' &= y \end{aligned}$$

или

$$x = X' - R_0$$

$$y = y'$$

$$\begin{aligned} X' &= X \cos \omega_0(t - t_0) + Y \sin \omega_0(t - t_0) \\ Y' &= X \sin \omega_0(t - t_0) + Y \cos \omega_0(t - t_0) \\ x &= X \cos \omega_0(t - t_0) + Y \sin \omega_0(t - t_0) - R \\ y &= -X \sin \omega_0(t - t_0) + Y \cos \omega_0(t - t_0) \end{aligned}$$

Но, вместе с тем, мы знаем, что

$$X = R \cos \Theta,$$

$$Y = R \sin \Theta.$$

Следовательно, будем иметь:

$$\left. \begin{aligned} x &= R \cos \Theta \cos \omega_0(t - t_0) + R \sin \Theta \sin \omega_0(t - t_0) - R_0 \\ y &= -R \cos \Theta \sin \omega_0(t - t_0) + R \sin \Theta \cos \omega_0(t - t_0) \end{aligned} \right\} \quad (75)$$

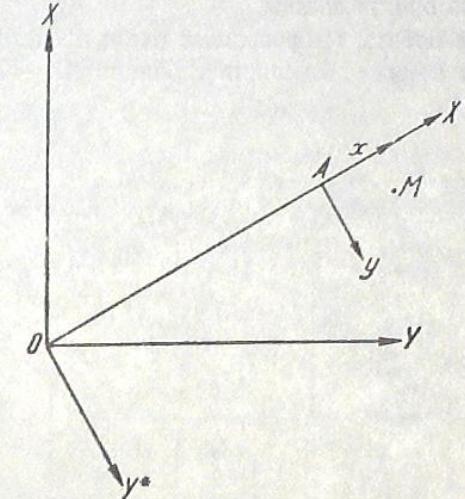


Рис. 11 бб.

Формулы (75) дают возможность вычислить координаты в движущейся системе  $x'oy'$  для каждого момента времени, и таким образом, построить относительную орбиту звезды. Но так как вычисление по формулам (75) очень громоздко, мы предпочли построить относительную орбиту звезды графическим способом. Принцип последнего заключается в следующем.

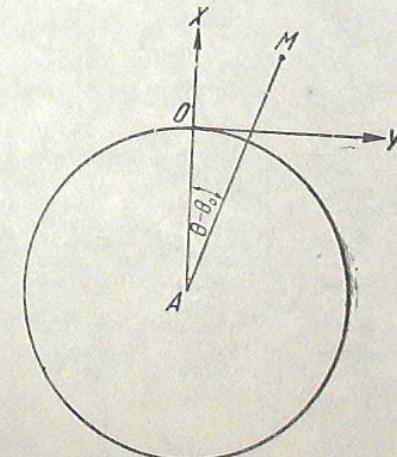


Рис. 12 бб.

Начертим окружность, центр которой  $A$  изображает центр Галактики. Ось  $x$  направим на антицентр Галактики (от скопления  $O$ ), а  $y$  — перпендикулярно к  $x$ , по направлению движения скопления вокруг галактического центра. Тогда  $\Theta - \Theta_0$  и  $R$ , выраженные в соответствующих масштабах, дают на графике точку, которая изображает положение звезды  $M$  относительно движущегося скопления. Совокупность таких точек дает относительную орбиту звезды.

Относительные орбиты выброшенных звезд представлены величинами, заключенными в нижеследующих таблицах XX—XXXIV.

Таблица XX ქმნილი

Относительные орбиты звезд, выброшенных из скопления  
გრძელიან ამონტებით გარსკვლევის დაზღვითი ორბიტები

Случай:  
შემთხვევა:  $V_{\text{крит. скор.}} = 1 \text{ км/сек}$   $V_R = 0$   $V_\theta = 234 \text{ км/сек}$   $\varphi = 0$

$\Delta R$ в парсеках გარსკვბი	$\Delta t$ в миллионах лет გარსკვბი	$\Theta^\circ$	$\Theta_0^\circ = \omega \Delta t$	$(\Theta - \Theta_0)^\circ$
0	0.00	0.00	0.00	0.00
10	17.31	32.99	32.86	0.13
19	25.08	47.76	47.61	0.15
29	31.59	60.10	59.97	0.13
39	37.67	71.60	71.52	0.08
48	43.70	82.89	82.96	-0.07
58	50.26	95.23	95.42	-0.19
67	58.07	109.88	110.26	-0.38
77	75.48	142.45	143.30	-0.85
67	92.89	175.02	176.35	-1.33
58	100.70	189.67	191.18	-1.51
48	107.26	202.01	203.63	-1.62
39	113.29	213.30	215.08	-1.78
29	119.37	224.80	226.62	-1.82
19	125.88	237.14	238.98	-1.84
10	133.65	251.91	253.73	-1.82
0	150.96	284.90	286.60	-1.70
10	168.27	317.89	319.46	-1.57
19	176.04	312.66	334.21	-1.55
29	182.55	345.00	346.57	-1.57
39	188.63	356.50	358.11	-1.61
48	194.66	367.79	369.56	-1.77
58	201.22	380.13	382.02	-1.89
67	209.03	394.78	396.84	-2.06
77	226.44	427.35	429.90	-2.55
67	243.85	459.93	462.95	-3.03
58	251.66	474.57	477.78	-3.21
48	258.22	486.91	490.23	-3.32
39	264.25	498.20	501.68	-3.48
29	270.70	509.70	513.22	-3.52
19	276.84	522.04	525.58	-3.54
10	284.61	535.81	540.33	-4.52
0	301.92	568.80	573.20	-4.48

Случай:  
შემთხვევა:

Таблица XXI ქმნილი  
 $V_{\text{крит. скор.}} = 1 \text{ км/сек}$   $V_R = +0.71 \text{ км/сек}$   $V_\theta = 233 \text{ км/сек}$   $\varphi = 45^\circ$

$\Delta R$ в парсеках გარსკვბი	$\Delta t$ в миллионах лет გარსკვბი	$\Theta^\circ$	$\Theta_0^\circ = \omega \Delta t$	$(\Theta - \Theta_0)^\circ$
0	0.00	0.00	0.00	0.00
10	10.29	19.60	19.54	0.06
19	18.12	34.47	34.40	0.07
29	25.34	48.14	48.10	0.04
39	32.50	61.67	61.70	-0.03
48	40.72	77.16	77.31	-0.15
58	52.79	99.84	100.22	-0.38
60	62.12	117.33	117.93	-0.60
58	71.45	134.82	135.65	-0.83
48	83.52	157.50	158.56	-1.06
39	91.74	172.99	174.17	-1.18
29	98.90	186.52	187.76	-1.24
19	106.12	200.19	201.47	-1.28
10	113.95	215.06	216.33	-1.27
0	124.24	234.66	235.87	-1.21
-5	137.42	259.81	260.89	-1.08
0	150.60	284.96	285.91	-0.95
10	160.89	304.56	305.45	-0.89
19	168.72	319.43	320.31	-0.88
29	175.94	333.10	334.02	-0.92
39	183.10	346.63	347.62	-0.99
48	191.31	362.12	363.20	-1.08
58	203.39	384.80	386.14	-1.34
60	212.72	402.29	403.85	-1.56
58	222.05	419.78	421.56	-1.78
48	234.12	442.46	444.48	-1.02
39	242.34	457.95	460.08	-2.13
29	249.50	471.48	473.68	-2.20
19	256.72	485.15	487.38	-2.23
10	264.55	500.02	502.25	-2.23
0	274.84	519.62	521.78	-2.16
-5	288.02	544.77	546.80	-2.03

Таблица XXII. *Обзор*

Случай:  $V_{\text{Кр. скор.}} = 1 \text{ км/сек}$   $V_R = +1 \text{ км/сек}$   $V_\theta = 233 \text{ км/сек}$   $\varphi = 90^\circ$   
 Условия:  $V_{\text{Кр. скор.}} = 1 \text{ км/сек}$   $V_R = +1 \text{ км/сек}$   $V_\theta = 233 \text{ км/сек}$   $\varphi = 90^\circ$

$\Delta R$ в парсеках зарубежно	$\Delta t$ в миллион. лет зарубежно	$\Theta^\circ$	$\Theta_0^\circ = \omega \cdot \Delta t$	$(\Theta - \Theta_0)^\circ$	$\Delta R$ в парсеках зарубежно	$\Delta t$ в миллион. лет зарубежно	$\Theta^\circ$	$\Theta_0^\circ = \omega \cdot \Delta t$	$(\Theta - \Theta_0)^\circ$
0	0.00	0.00	0.00	0.00	12	212.02	402.41	402.52	-0.11
5	4.82	9.15	9.15	0.00	5	219.70	416.97	417.10	-0.13
12	12.50	23.71	23.73	-0.02	0	224.52	426.12	426.25	-0.13
19	22.13	41.94	42.01	-0.04	-10	234.30	444.73	444.82	-0.09
24	34.45	70.88	71.10	-0.22	-17	242.94	461.21	461.22	-0.01
19	52.77	99.82	100.18	-0.36	-24	261.88	497.42	497.18	+0.24
12	62.40	118.05	118.47	-0.42	-17	280.82	533.63	533.14	0.49
5	70.08	132.61	133.05	-0.44	-10	289.46	550.11	549.54	0.57
0	74.90	141.76	142.20	-0.44	0	299.24	568.72	568.11	0.61
-10	84.68	160.37	160.76	-0.39	5	304.06	577.87	577.26	0.61
-17	93.32	176.85	177.17	-0.32	12	311.74	592.43	591.84	0.59
-24	112.26	213.06	213.12	-0.06	19	321.37	610.66	610.12	0.54
-17	131.20	249.27	249.08	+0.19	24	336.69	639.60	639.20	0.40
-10	139.84	265.75	265.49	0.26	19	352.01	668.54	668.29	0.25
0	149.62	284.36	284.05	-0.31	12	361.64	686.77	686.57	0.20
5	154.44	293.51	293.20	0.31	5	369.32	701.33	701.15	0.18
12	162.12	308.07	307.78	0.29	0	374.14	710.48	710.30	0.18
19	171.75	326.30	326.07	0.23	-10	383.92	729.09	728.87	0.22
24	187.07	355.24	355.15	0.09	-17	392.56	745.57	745.28	0.29
19	202.39	384.18	384.23	-0.05	-24	411.50	781.71	781.71	0.55

Таблица XXIII. *Обзор*

Случай:  $V_{\text{Кр. скор.}} = 1 \text{ км/сек}$   $V_R = +0.71 \text{ км/сек}$   $V_\theta = 232.29 \text{ км/сек}$   $\varphi = 135^\circ$   
 Условия:  $V_{\text{Кр. скор.}} = 1 \text{ км/сек}$   $V_R = +0.71 \text{ км/сек}$   $V_\theta = 232.29 \text{ км/сек}$   $\varphi = 135^\circ$

$\Delta R$ в парсеках зарубежно	$\Delta t$ в миллион. лет зарубежно	$\Theta^\circ$	$\Theta_0^\circ = \omega \cdot \Delta t$	$(\Theta - \Theta_0)^\circ$	$\Delta R$ в парсеках зарубежно	$\Delta t$ в миллион. лет зарубежно	$\Theta^\circ$	$\Theta_0^\circ = \omega \cdot \Delta t$	$(\Theta - \Theta_0)^\circ$
0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0	174.62	333.04	331.52	1.52
+5	13.08	24.77	24.83	-0.06	-5	180.26	343.73	342.22	1.51
0	26.16	49.54	49.66	-0.12	-10	184.77	352.29	350.78	1.51
-5	31.80	60.23	60.37	-0.14	-17	190.69	363.55	362.02	1.53
-10	36.31	68.79	68.93	-0.14	-24	196.09	373.84	372.28	1.56
-17	42.23	80.05	80.17	-0.12	-32	201.36	383.90	382.28	1.62
-24	47.63	90.34	90.42	-0.08	-39	206.76	394.23	392.53	1.70
-32	52.90	100.40	100.43	-0.03	-46	212.64	405.51	403.70	1.81
-39	58.30	110.73	110.68	+0.05	-53	219.75	419.17	417.20	1.97
-46	64.18	122.01	121.84	+0.17	-60	235.77	450.02	447.61	2.41
-53	71.29	135.67	135.34	+0.33	-53	251.79	480.87	478.02	2.85
-60	87.31	166.52	165.76	+0.76	-46	258.90	494.53	491.52	3.01
-53	103.33	197.37	196.17	+1.20	-39	264.78	505.81	502.68	3.13
-46	110.44	211.03	209.67	+1.36	-32	270.18	516.14	512.94	3.20
-39	116.32	222.31	220.83	1.48	-24	275.45	526.20	522.94	3.26
-32	121.72	232.64	231.08	1.50	-17	280.85	536.49	533.19	3.30
-24	126.99	242.70	241.09	1.61	-10	286.77	547.75	544.43	3.32
-17	132.39	252.99	251.34	1.65	-5	291.28	556.31	553.00	3.31
-10	138.31	264.25	262.58	1.67	0	296.92	567.00	563.70	3.30
-5	142.82	272.81	271.14	1.67	+5	310.00	591.77	588.54	3.23
+5	148.46	281.50	281.85	1.65					

## Изучение галактических орбит и некоторые закономерности...

Таблица XXIV. *Обзор*

Случай:  $V_{\text{Кр. скор.}} = 1 \text{ км/сек}$   $V_R = 0$   $V_\theta = 232 \text{ км/сек}$   $\varphi = 180^\circ$   
 Условия:  $V_{\text{Кр. скор.}} = 1 \text{ км/сек}$   $V_R = 0$   $V_\theta = 232 \text{ км/сек}$   $\varphi = 180^\circ$

$\Delta R$ в парсеках зарубежно	$\Delta t$ в миллион. лет зарубежно	$\Theta^\circ$	$\Theta_0^\circ = \omega \cdot \Delta t$	$(\Theta - \Theta_0)^\circ$	$\Delta R$ в парсеках зарубежно	$\Delta t$ в миллион. лет зарубежно	$\Theta^\circ$	$\Theta_0^\circ = \omega \cdot \Delta t$	$(\Theta - \Theta_0)^\circ$
0	0.0	0.00	0.00	0.00	-5	160.21	306.22	304.16	2.06
-5	12.11	22.94	22.99	-0.05	-10	165.47	316.20	314.14	2.06
-10	17.37	32.92	32.98	-0.06	-17	171.52	327.70	325.63	2.07
-17	23.42	44.42	44.46	-0.04	-27	178.29	340.59	338.48	2.11
-27	30.19	57.31	57.32	-0.01	-36	184.49	352.43	350.25	2.18
-36	36.39	69.15	69.09	0.06	-46	190.54	364.01	361.74	2.27
-46	42.44	80.73	80.57	0.16	-56	197.12	376.64	374.23	2.41
-56	49.02	93.36	93.06	0.30	-63	202.71	387.40	384.84	2.57
-63	54.61	104.12	103.78	0.44	-70	210.09	401.63	398.86	2.77
-70	61.99	118.35	117.69	0.66	-75	222.15	424.92	421.75	3.17
-75	74.05	141.64	140.58	1.06	-70	234.21	448.21	444.95	3.56
-70	86.11	164.93	163.48	1.45	-63	241.59	462.44	458.66	3.78
-63	93.49	179.16	177.49	1.67	-56	247.18	473.20	469.27	3.93
-56	99.08	189.92	188.10	1.82	-46	253.76	485.83	481.76	4.07
-46	105.66	202.55	200.60	1.95	-36	259.81	497.41	493.25	4.16
-36	111.71	214.13	212.08	2.05	-27	266.01	509.25	505.02	4.23
-27	117.91	225.97	223.85	2.12	-17	272.78	522.14	517.87	4.27
-17	124.68	238.86	236.70	2.16	-10	278.83	533.64	529.36	4.28
-10	130.73	250.36	248.19	2.17	-5	284.09	543.62	539.34	4.28
-5	135.99	260.34	258.18	2.16	0	296.20	566.36	562.34	4.22
0	148.10	283.28	281.17	2.11					

Таблица XXV. *Обзор*

Случай:  $V_{\text{Кр. скор.}} = 1 \text{ км/сек}$   $V_R = -0.71 \text{ км/сек}$   $V_\theta = +232.29 \text{ км/сек}$   $\varphi = 215^\circ$   
 Условия:  $V_{\text{Кр. скор.}} = 1 \text{ км/сек}$   $V_R = -0.71 \text{ км/сек}$   $V_\theta = +232.29 \text{ км/сек}$   $\varphi = 215^\circ$

$\Delta R$ в парсеках зарубежно	$\Delta t$ в миллион. лет зарубежно	$\Theta^\circ$	$\Theta_0^\circ = \omega \cdot \Delta t$	$(\Theta - \Theta_0)^\circ$	$\Delta R$ в парсеках зарубежно	$\Delta t$ в миллион. лет зарубежно	$\Theta^\circ$	$\Theta_0^\circ = \omega \cdot \Delta t$	$(\Theta - \Theta_0)^\circ$
0.0	0.00	0.00	0.00	0.00	0	148.46	283.50	281.85	1.65
-5	5.64	10.69	10.71	-0.02	-5	154.10	294.19	292.56	1.63
-10	10.15	19.25	19.27	-0.02	-10	158.61	302.75	301.12	1.63
-17	16.07	30.51	30.51	0.0	-17	164.53	314.01	312.36	1.65
-24	21.47	40.80	40.76	0.04	-24	169.93	324.30	322.61	1.63
-32	26.74	50.86	50.76	0.10	-32	175.20	334.36	332.62	1.71
-39	32.14	61.19	61.02	0.17	-39	180.60	344.69	342.87	1.82
-46	38.02	72.47	72.18	0.29	-46	186.48	355.97	354.03	1.91
-53	4								

Таблица XXVI. *Общество*

Случай: $V_{\text{кр. скор.}} = 1 \text{ км/сек}$ $V_R = -1 \text{ км/сек}$ $V_\theta = 233 \text{ км/сек}$ $\varphi = 270^\circ$									
$\Delta R$ в парсеках за $\Theta_0$	$\Delta t$ в миллион. лет до $\Theta_0$	$\Theta^\circ$	$\Theta_0^\circ = \omega \cdot \Delta t$	$(\Theta - \Theta_0)^\circ$	$\Delta R$ в парсеках за $\Theta_0$	$\Delta t$ в миллион. лет до $\Theta_0$	$\Theta^\circ$	$\Theta_0^\circ = \omega \cdot \Delta t$	$(\Theta - \Theta_0)^\circ$
0.0	0.00	0.00	0.00	0.00	5	229.16	436.11	435.06	1.05
-10	9.78	18.61	18.57	0.04	12	236.84	450.67	449.04	1.03
-17	18.42	35.09	34.97	0.12	19	246.47	468.00	467.92	0.98
-24	37.36	71.30	70.93	0.37	24	261.79	497.84	497.01	0.83
-17	56.30	107.51	106.88	0.63	19	277.11	526.78	526.09	0.69
-10	64.94	123.09	123.29	0.79	12	280.74	545.01	544.38	0.63
0	74.72	142.00	141.86	0.74	5	294.42	559.57	558.96	0.61
5	79.54	151.75	151.01	0.74	0	299.24	568.72	568.11	0.61
12	87.22	166.31	165.59	0.72	-10	309.02	587.33	586.67	0.66
19	96.85	184.54	183.87	0.67	-17	317.66	603.81	603.07	0.74
24	112.17	213.48	212.95	0.53	-24	336.60	640.02	639.04	0.98
19	127.49	242.42	242.04	0.38	-17	355.54	676.23	674.99	1.24
12	137.12	260.65	260.32	0.33	-10	364.18	692.71	691.40	1.31
5	144.80	275.21	274.90	0.31	0	373.96	711.32	709.96	1.36
0	149.62	284.36	284.05	0.31	5	378.78	720.47	719.11	1.36
-10	159.40	302.97	302.62	0.35	12	386.46	735.03	733.69	1.34
-17	168.04	319.45	319.02	0.43	19	396.09	753.26	751.98	1.28
-24	186.98	355.66	354.98	0.68	24	411.41	782.20	781.06	1.14
0	224.34	426.90	425.91	1.05					

Таблица XXVII. *Общество*

Случай: $V_{\text{кр. скор.}} = 5 \text{ км/сек}$ $V_R = 0$ $V_\theta = 238 \text{ км/сек}$ $\varphi = 0^\circ$									
$\Delta R$ в парсеках за $\Theta_0$	$\Delta t$ в миллион. лет до $\Theta_0$	$\Theta^\circ$	$\Theta_0^\circ = \omega \cdot \Delta t$	$(\Theta - \Theta_0)^\circ$	$\Delta R$ в парсеках за $\Theta_0$	$\Delta t$ в миллион. лет до $\Theta_0$	$\Theta^\circ$	$\Theta_0^\circ = \omega \cdot \Delta t$	$(\Theta - \Theta_0)^\circ$
0	0.00	0.00	0.00	0.00	392	88.19	161.10	167.48	-6.33
24	11.97	23.16	22.72	0.44	376	92.77	169.12	176.12	-7.00
48	17.16	33.14	32.53	0.56	353	97.66	177.72	185.41	-7.69
72	21.19	40.84	40.23	0.61	330	101.63	184.74	192.94	-8.20
96	24.75	47.59	46.99	0.60	307	105.15	191.01	199.63	-8.62
120	28.06	53.83	53.27	0.56	284	108.41	196.85	205.82	-8.97
143	31.17	59.65	59.13	0.47	261	111.51	202.44	211.70	-9.26
167	34.12	65.14	64.78	0.36	237	114.46	207.79	217.30	-9.51
190	37.02	70.50	70.28	0.22	214	117.37	213.10	222.88	-9.73
214	39.97	75.92	75.88	0.04	190	120.32	218.52	228.43	-9.91
237	42.88	81.23	81.41	-0.18	167	123.22	223.88	233.93	-10.05
261	45.83	86.58	87.04	-0.43	143	126.17	229.37	239.58	-10.6
284	48.93	92.17	92.89	-0.72	120	129.28	235.19	245.42	-10.25
307	52.19	98.01	99.08	-1.07	96	132.59	241.43	251.72	-10.29
330	55.71	104.28	105.76	-1.48	72	136.15	248.18	258.48	-10.30
353	59.68	111.30	113.30	-2.00	48	140.18	255.88	266.18	-10.25
376	64.57	119.90	122.59	-2.69	24.	145.37	265.86	275.98	-10.12
392	69.15	127.92	131.28	-3.36	0	157.34	286.02	298.71	-9.69
406	78.67	144.51	149.35	-4.84					

Изучение галактических орбит и некоторые закономерности...

Продолжение табл. XXVII. *Общество* *Загадка*

$\Delta R$ в парсеках за $\Theta_0$	$\Delta t$ в миллионон. лет до $\Theta_0$	$\Theta^\circ$	$\Theta_0^\circ = \omega \cdot \Delta t$	$(\Theta - \Theta_0)^\circ$	$\Delta R$ в парсеках за $\Theta_0$	$\Delta t$ в миллионон. лет до $\Theta_0$	$\Theta^\circ$	$\Theta_0^\circ = \omega \cdot \Delta t$	$(\Theta - \Theta_0)^\circ$
24	169.31	312.18	321.44	-9.26	392	245.53	450.12	466.14	-16.02
48	174.50	322.16	331.29	-9.13	376	250.11	458.14	474.83	-16.69
72	178.53	329.86	338.94	-9.08	353	255.00	466.74	484.12	-17.38
96	182.09	336.61	345.70	-9.09	330	258.97	473.76	491.65	-17.89
120	185.40	342.85	351.98	-9.13	307	262.49	480.03	498.34	-18.31
143	188.51	348.67	357.89	-9.22	284	265.75	485.87	504.53	-18.66
167	191.46	354.16	363.49	-9.33	261	268.85	491.46	510.41	-18.95
190	194.36	359.52	368.99	-9.47	237	271.80	496.81	516.01	-19.20
214	197.31	364.92	374.59	-9.67	214	274.71	502.12	521.54	-19.42
237	200.22	370.25	380.12	-9.87	190	277.66	507.54	527.14	-19.60
261	203.17	375.60	385.72	-10.12	167	280.56	512.90	532.64	-19.74
284	206.27	381.19	391.60	-10.41	143	283.51	518.39	538.24	-19.85
307	209.53	387.03	397.79	-10.76	120	286.62	524.21	544.15	-19.94
330	213.05	393.30	404.48	-11.18	96	289.93	530.45	550.43	-19.98
353	217.02	400.32	412.01	-11.69	72	293.49	537.20	557.19	-19.99
376	221.91	408.92	421.30	-12.38	48	297.52	544.90	564.84	-19.94
392	226.49	416.94	429.99	-13.05	24	302.71	554.88	574.69	-19.81
406	236.01	433.53	448.06	-14.53	0	314.68	578.04	597.42	-19.38

Таблица XXVIII. *Общество*

$\Delta R$ в 5 парсеках за $\Theta_0$	$\Delta t$ в миллионон. лет до $\Theta_0$	$\Theta^\circ$	$\Theta_0^\circ = \omega \cdot \Delta t$	$(\Theta - \Theta_0)^\circ$	$\Delta R$ в 5 парсеках за $\Theta_0$	$\Delta t$ в миллионон. лет до $\Theta_0$	$\Theta^\circ$	$\Theta_0^\circ = \omega \cdot \Delta t$	$(\Theta - \Theta_0)^\circ$
0.0	0.00	0.00	0.00	0.00	0.0	154.96	287.62	294.19	-6.57
7.2	8.06	15.48	15.30	0.18	7.2	163.02	303.10	309.49	-6.39
14.4	14.31	27.37	27.17	0.20	14.4	169.27	314.99	321.36	-6.37
21.6	19.86	37.82	37.70	0.12	21.6	174.83	325.44	331.90	-6.46
28.6	25.11	47.60	47.63	-0.07	28.6	180.07	335.22	341.86	-6.64
35.8	30.37	57.31	57.66	-0.35	35.8	185.33	344.93	351.85	-6.92
42.8	36.02	67.64	68.38	-0.74	42.8	190.98	355.26	362.58	-7.32
49.8	42.27	78.96	80.25	-1.29	49.8	197.23	366.58	374.44	-7.86
56.8	50.27	93.33	95.44	-2.11	56.8	205.23	380.95	389.63	-8.68
60	55.93	103.42	106.12	-2.76	60	210.89	391.04	400.37	-9.33
61.8	64.38	118.43	122.22	-3.79	61.8	219.34	406.05	416.42	-10.37
60	72.83	133.44	138.77	-4.83	60	227.79	421.06	432.46	-11.40
56.8	78.49	143.53	149.01	-5.48	56.8	233.45	431.15	443.20	-12.05
49.8	86.49	157.90	164.20	-6.30	49.8	241.45	445.52	458.39	-12.87
42.8	92.74	169.22	176.07	-6.85	42.8	247.70	456.84	470.26	-13.42
35.8</td									

Таблица XXIX. Случай:

Случай:  $V_{\text{кр. скор.}} = 5 \text{ км/сек}$   $V_R = +5 \text{ км/сек}$   $V_\theta = 233 \text{ км/сек}$   $\varphi = 90^\circ$   
 Условие:  $V_{\text{кр. скор.}} = 5 \text{ км/сек}$   $V_R = 0$   $V_\theta = 228 \text{ км/сек}$   $\varphi = 180^\circ$

$\Delta R$ в 5 парсеках засечь до	$\Delta t$ в миллионах лет засечь до	$\Theta^\circ$	$\Theta_0^\circ = \omega \cdot \Delta t$	$(\Theta - \Theta_0)^\circ$
0.0	0.00	0.00	0.00	0.00
7.6	7.61	14.39	14.45	-0.06
14.8	15.64	29.42	29.69	-0.27
22	26.52	49.58	50.35	-0.77
24.8	38.36	71.36	72.83	-1.44
22.0	50.20	93.14	95.30	-2.16
14.8	61.08	113.30	115.96	-2.66
7.6	69.11	128.33	131.21	-2.88
0.0	76.72	142.72	145.65	-2.93
-6.8	83.41	155.50	158.35	-2.85
-14.0	91.45	171.01	173.62	-2.61
-19.0	98.14	184.02	186.32	-2.30
-21.4	102.56	192.66	194.71	-2.05
-23.8	113.15	213.44	214.81	-1.37
-21.4	123.74	234.22	234.92	-0.70
-19.0	128.16	242.86	243.31	-0.45
-14.0	134.85	255.87	256.01	-0.14
-6.8	142.89	271.38	271.28	+0.10
0.0	149.58	284.16	283.98	0.18
7.6	157.19	298.55	298.42	0.13
14.8	165.22	313.58	313.67	-0.09
22.0	176.10	333.74	334.32	-0.58
24.8	187.94	355.52	356.80	-1.28
22.0	199.78	377.30	379.28	-1.98
14.8	210.66	397.46	399.94	-2.48
7.6	218.69	412.49	415.18	-2.69
0.0	226.30	426.88	429.63	-2.75
-6.8	232.99	439.66	442.33	-2.67
-14.0	241.03	455.17	457.60	-2.43
-19.0	247.72	468.18	470.30	-2.12
-21.4	252.14	476.82	478.69	-1.87
-23.8	262.73	497.60	498.79	-1.19

Таблица XXX. Случай:

Случай:  $V_{\text{кр. скор.}} = 5 \text{ км/сек}$   $V_R = 0$   $V_\theta = 228 \text{ км/сек}$   $\varphi = 180^\circ$   
 Условие:  $V_{\text{кр. скор.}} = 5 \text{ км/сек}$   $V_R = -3.55 \text{ км/сек}$   $V_\theta = 229.45 \text{ км/сек}$   $\varphi = 215^\circ$

$\Delta R$ в 5 парсеках засечь до	$\Delta t$ в миллионах лет засечь до	$\Theta^\circ$	$\Theta_0^\circ = \omega \cdot \Delta t$	$(\Theta - \Theta_0)^\circ$	$\Delta R$ в 5 парсеках засечь до	$\Delta t$ в миллионах лет засечь до	$\Theta^\circ$	$\Theta_0^\circ = \omega \cdot \Delta t$	$(\Theta - \Theta_0)^\circ$				
0.0	0.00	0.00	0.00	0.00	-3.8	10.18	20.50	-0.36	-11.2	153.58	299.96	291.57	8.39
-11.2	18.56	34.73	35.24	-0.51	18.4	24.34	45.71	-0.49	-25.8	161.34	345.53	317.28	8.25
-18.4	24.34	45.71	46.20	-0.49	25.8	29.37	55.36	-0.40	-33.2	167.12	325.53	326.83	8.35
-25.8	29.37	55.36	55.76	-0.21	33.2	34.08	64.49	-0.40	-40.6	172.15	335.18	335.77	8.54
-33.2	34.08	64.49	64.70	-0.07	40.6	38.73	73.54	73.47	-48.0	181.48	344.31	344.54	8.82
-40.6	38.73	73.54	73.47	0.07	48.0	43.36	82.77	82.32	-55.6	186.14	362.59	353.39	9.20
-48.0	43.36	82.77	82.32	0.45	55.6	48.35	92.76	91.79	-63	191.13	372.58	362.86	8.72
-55.6	48.35	92.76	91.79	0.97	63	54.12	104.44	102.75	-70.6	196.90	384.26	373.81	10.45
-63.0	54.12	104.44	102.75	1.69	70.6	62.34	121.26	118.35	-73.8	205.12	401.68	389.42	11.66
-70.6	62.34	121.26	118.35	2.91	73.8	71.39	139.91	135.53	-70.6	214.17	419.73	406.60	13.13
-73.8	71.39	139.91	135.53	4.38	70.6	80.44	158.56	152.72	-63.0	223.22	438.38	423.78	14.60
-70.6	80.44	158.56	152.72	5.84	88.66	88.66	175.38	168.32	-55.6	231.44	455.20	439.39	15.81
-63	88.66	175.38	168.32	7.06	94.43	187.06	179.28	7.78	-48.0	237.21	466.88	450.34	16.54
-55.6	94.43	187.06	179.28	7.78	104.08	197.05	188.75	8.30	-40.6	242.20	476.87	459.82	17.05
-48.0	104.08	197.05	188.75	8.68	206.28	206.28	197.60	8.68	-33.2	246.86	486.10	468.66	17.44
-40.6	206.28	197.60	197.60	8.96	215.33	215.33	206.37	8.96	-25.8	251.48	495.15	477.43	17.72
-33.2	215.33	206.37	206.37	9.15	224.46	224.46	215.31	9.15	-18.4	256.19	504.28	486.38	17.80
-25.8	224.46	215.31	215.31	9.25	234.11	234.11	224.86	9.25	-11.2	261.22	513.93	495.93	18.00
-18.4	234.11	224.86	224.86	9.26	245.09	245.09	235.83	9.26	-3.8	267.00	524.91	506.90	18.01
-11.2	245.09	235.83	235.83	9.12	259.08	259.08	250.56	9.12	0	274.76	539.50	521.63	17.87
-3.8	259.08	250.56	250.56	8.75	279.82	279.82	271.07	8.75	0	285.56	559.64	542.14	17.50
0	279.82	271.07	271.07	8.75	0	142.78	142.78	142.78	8.75	0	0	0	0

Таблица XXXI. Случай:

Случай:  $V_{\text{кр. скор.}} = 5 \text{ км/сек}$   $V_R = -3.55 \text{ км/сек}$   $V_\theta = 229.45 \text{ км/сек}$   $\varphi = 215^\circ$   
 Условие:  $V_{\text{кр. скор.}} = 5 \text{ км/сек}$   $V_R = 0$   $V_\theta = 229.45 \text{ км/сек}$   $\varphi = 215^\circ$

$\Delta R$ в 5 парсеках засечь до	$\Delta t$ в миллионах лет засечь до	$\Theta^\circ$	$\Theta_0^\circ = \omega \cdot \Delta t$	$(\Theta - \Theta_0)^\circ$	$\Delta R$ в 5 парсеках засечь до	$\Delta t$ в миллионах лет засечь до	$\Theta^\circ$	$\Theta_0^\circ = \omega \cdot \Delta t$	$(\Theta - \Theta_0)^\circ$				
0.0	0.00	0.00	0.00	0.00	-3.8	4.53	8.50	-0.10	-3.8	144.74	281.04	274.79	6.25
-11.2	11.25	21.21	21.36	-0.15	11.2	17.04	32.27	-0.08	-18.4	149.27	289.54	283.39	6.15
-18.4	17.04	32.27	32.25	-0.10	25.8	22.55	42.91	-0.10	-25.8	155.99	302.25	296.15	6.10
-25.8	22.55	42.91	42.81	-0.08	33.2	27.97	53.48	53.10	-33.2	161.78	313.31	307.14	6.17
-33.2	27.97	53.48	53.10	0.38	40.6	33.76	64.89	64.09	-40.6	167.29	323.95	317.60	6.35
-40.6	33.76	64.89	64.09	0.80	48.0	40.38	78.08	76.66	-48.0	172.71	334.52	327.89	6.63
-48.0	40.38	78.08	76.66	1.42	55.6	50.28	98.02	95.46	-55.6	178.50	345.93	338.88	7.05
-55.6	50.28	98.02	95.46	2.56	57.6	58.41	114.51	110.89	-57.6	185.12	359.12	351.45	7.67
-57.6	58.41	114.51	110.89	3.62	66.54	131.00	126.33	4.67	-55.6	195.02	379.06	370.24	8.82
-55.6	66.54	131.00	126.33	4.67	76.44	76.44	150.94	145.12	-48.0	211.28	412.04	401.12	10.92
-48.0	76.44	150.94	145.12	5.82	83.06	164.13	157.69	6.44	-40.6	221.18	431.98	419.91	12.07
-40.6	83.06	164.13	157.69	6.44	88.85	175.54	168.68	6.86	-33.2	227.80	445.17	432.48	12.69
-33.2	88.85	175.54	168.68	6.86	94.27	186.11	178.97	7.14	-25.8	233.59	456.58	443.47	13.11
-25.8	94.27	186.11	178.97	7.14	99.78	196.75	189.43	7.32	-18.4	239.01	467.15	453.76	13.39
-18.4	99.78	196.75	189.43	7.32	105.57	207.86	200.42	7.44	-11.2	244.52	477.79	464.22	13.57
-11.2	105.57	207.86	200.42	7.44	112.29	220.52	213.18	7.34	-3.8	250.31	488.85	475.21	13.64
-3.8	112.29	220.52	213.18	7.34	0.0	116.82	229.02	221.78	0.0	261.56	501.56	487.97	13.59
0	116.82	229.02	221.78	0.0	3.4	122.47	239.57	232.51	7.06	267.21	520.61	507.30	13.31
3.4	122.47	239.57	232.51	7.06	5.2	130.78	255.03	248.28	6.75	275.52	536.07	523.07	13.00
5.2	130.78	255.03	248.28	6.75	3.4	139.09	270.49	264.06	6.43	0	0	0	0

Таблица XXXII ცხრილი

Случай:  $V_{\text{кр. скор.}} = 5 \text{ км/сек}$   $V_R = +3.55 \text{ км/сек}$   $V_0 = 233 \text{ км/сек}$   $\varphi = 270^\circ$

$\Delta R$ в парсеках за 5 лет	$\Delta t$ в миллионы лет	$\Theta^\circ$	$\Theta^\circ = \omega \cdot \Delta t$	$(\Theta - \Theta_0)^\circ$	$\Delta R$ в парсеках за 5 лет	$\Delta t$ в миллионы лет	$\Theta^\circ = \omega \cdot \Delta t$	$(\Theta - \Theta_0)^\circ$
— 0.0	0.00	0.00	0.00	0.00	—19	171.00	325.46	324.64 0.82
— 6.8	6.69	12.78	12.70	0.08	—21.4	175.42	334.10	333.03 1.07
—14.03	14.73	28.29	27.96	0.33	—23.8	186.01	354.88	353.14 1.74
—19.0	21.42	41.30	40.66	0.64	—21.4	196.60	375.66	373.24 2.42
—21.4	25.84	49.94	49.06	0.88	—19.0	201.02	384.30	381.64 2.66
—23.8	36.43	70.72	69.16	1.56	—14.0	207.71	397.31	394.34 2.97
—21.4	47.02	91.50	89.27	2.23	— 6.8	215.75	412.82	409.60 3.22
—19.0	51.44	100.14	97.66	2.48	0.0	222.44	425.63	422.30 3.30
—14.0	58.13	113.15	110.36	2.79	+ 7.6	230.05	439.99	436.75 3.24
— 6.8	66.17	128.66	125.62	3.04	14.8	238.08	455.02	451.99 3.03
0.0	72.86	141.44	138.33	3.12	22	248.96	475.18	472.65 2.53
7.6	80.47	155.83	152.77	3.06	24.8	260.80	496.96	495.13 1.83
14.8	88.50	170.86	168.02	2.84	22	272.64	518.74	517.61 1.13
22.0	99.38	191.02	188.67	2.35	14.8	283.52	538.90	538.26 0.64
24.8	111.22	212.80	211.15	1.65	7.6	291.55	558.53	553.51 0.42
—22.	123.06	234.58	233.63	0.95	0.0	299.16	568.32	567.96 0.36
14.8	133.94	254.74	254.28	0.46	— 6.8	305.85	581.10	580.66 0.44
7.6	141.97	269.77	269.53	0.24	—14.0	313.89	596.61	595.92 0.69
0.0	149.58	284.16	283.98	0.18	—19.0	320.58	609.62	608.62 1.00
— 6.8	156.27	296.94	296.68	0.26	—21.4	325.00	618.26	617.01 1.25
—14	164.31	312.45	311.94	0.51	—23.8	335.59	639.04	637.12 1.92

Таблица XXXIII ცხრილი

Случай:  $V_{\text{кр. скор.}} = 5 \text{ км/сек}$   $V_R = -3.55 \text{ км/сек}$   $V_0 = 236.55 \text{ км/сек}$   $\varphi = 305^\circ$

$\Delta R$ в парсеках за 5 лет	$\Delta t$ в миллионы лет	$\Theta^\circ$	$\Delta$	$\Theta^\circ = \omega \cdot \Delta t$	$(\Theta - \Theta_0)^\circ$	$\Delta R$ в парсеках за 5 лет	$\Delta t$ в миллионы лет	$\Theta^\circ$	$\Delta$	$\Theta^\circ = \omega \cdot \Delta t$	$(\Theta - \Theta_0)^\circ$
0.0	0.00	0.00	0.00	0.00	—2.4	177.26	330.84	336.53	5.69		
— 2.4	3.90	7.54	7.40	0.14	0.0	181.16	338.38	343.93	5.55		
— 4.8	13.10	25.38	24.87	0.51	7.2	189.22	353.80	359.23	5.37		
— 2.4	22.30	43.22	42.34	6.88	14.4	195.47	365.75	371.10	5.35		
0.0	26.20	50.76	49.74	1.02	21.6	201.02	376.20	381.64	5.44		
7.2	34.26	66.24	65.04	1.20	28.6	206.27	385.98	391.60	5.62		
14.4	40.51	78.13	76.91	1.22	35.8	211.53	395.69	401.59	5.90		
21.6	46.06	88.58	87.44	1.14	42.8	217.18	406.02	412.32	6.30		
28.6	51.31	98.36	97.41	0.95	49.8	223.43	417.34	424.18	6.84		
35.8	56.57	108.07	107.40	0.67	56.8	231.43	431.71	439.37	7.66		
42.8	62.22	118.40	118.12	0.28	60	237.09	441.80	450.12	8.32		
49.8	68.47	129.72	129.99	—0.27	61.8	245.54	456.81	466.16	9.35		
56.8	76.47	144.09	145.18	—1.09	60	253.99	471.82	482.20	10.38		
60	82.13	154.18	155.92	—1.74	56.8	259.65	481.91	492.94	11.03		
61.8	90.58	169.19	171.97	—2.78	49.8	267.65	496.28	508.13	11.85		
60	99.03	184.20	188.01	—3.81	42.8	237.90	507.60	520.00	12.40		
56.8	104.69	194.29	198.75	—4.46	35.8	279.55	517.93	530.72	17.79		
49.8	112.69	208.66	213.94	—5.26	28.6	284.81	527.64	540.71	13.07		
42.8	118.94	219.98	225.81	—5.83	21.6	290.06	537.42	550.68	13.26		
35.8	124.59	230.31	236.53	—6.22	14.4	295.61	547.87	561.22	13.35		
28.6	129.85	240.02	246.52	—6.50	7.2	301.86	559.76	573.08	13.32		
21.6	135.10	249.80	256.49	—6.69	0.0	309.92	575.24	588.38	13.14		
14.4	140.65	260.25	267.02	—6.77	—1.4	313.82	582.78	595.79	13.01		
7.2	146.90	272.14	278.89	—6.75	—4.8	323.02	600.62	613.25	12.63		
0.0	154.96	287.62	294.19	—6.57							
— 2.4	158.86	295.16	301.60	—6.44							
— 4.8	168.06	313.00	319.06	—6.06							

Таблица XXXIV ცხრილი

Случай:  $V_{\text{кр. скор.}} = 5 \text{ км/сек}$   $V_R = +3.55 \text{ км/сек}$   $V_0 = 229.45 \text{ км/сек}$   $\varphi = 135^\circ$

$\Delta R$ в парсеках за 5 лет	$\Delta t$ в миллионы лет	$\Theta^\circ$	$\Theta^\circ = \omega \cdot \Delta t$	$(\Theta - \Theta_0)^\circ$	$\Delta R$ в парсеках за 5 лет	$\Delta t$ в миллионы лет	$\Theta^\circ$	$\Theta^\circ = \omega \cdot \Delta t$	$(\Theta - \Theta_0)^\circ$
0.0	0.00	0.00	0.00	0.00	5.2	158.70	307.05	301.59	5.76
3.4	5.65	10.55	10.73	—0.18	3.4	322.51	317.07	5.44	
5.2	13.96	26.01	26.50	—0.49	0.0	333.06	327.80	5.26	
3.4	22.27	41.47	42.28	—0.81	—3.8	341.56	336.40		
0.0	27.92	52.02	53.01	—0.99	—11.2	354.27	349.15	5.16	
— 3.8	32.45	60.52	61.61	—1.09	—18.4	365.33	360.14	5.19	
— 11.2	39.17	73.23	74.36	—1.13	—25.8	375.97	370.61	5.36	
— 18.4	44.96	84.29	85.36	—1.07	—33.2	386.54	380.90	5.64	
— 25.8	50.47	94.93	95.82	—0.89	—40.6	397.95	391.89	6.06	
— 33.2	55.89	105.50	106.11	—0.61	—48.0	411.14	404.46	6.68	
— 40.6	61.68	116.91	117.10	—0.19	—55.6	431.08	423.25	7.33	
— 48.0	68.30	130.10	129.67	+0.43	—57.6	447.57	438.69	8.88	
— 55.6	78.20	150.04	148.46	1.58	—55.6	459.20	454.12	9.94	
— 57.6	86.33	166.53	163.90	2.63	—48.0	484.00	472.92	11.08	
— 55.6	94.46	183.02	179.33	3.60	—40.6	497.19	485.48	11.71	
— 48.0	104.36	202.96	198.13	4.83	—33.2	508.60	496.48	12.12	
— 40.6	110.98	216.15	210.70	5.45	—25.8	519.17	506.77	12.40	
— 33.2	116.77	227.56	221.69	5.87	—18.4	529.81	517.23	12.58	
— 25.8	122.19	238.13	231.98	6.15	—11.2	540.87	528.22	12.65	
— 18.4	127.70	248.77	242.44	6.33	—3.8	584.95	553.58	540.98	12.60
— 11.2	133.49	259.83	253.43	6.40	0.0	562.08	549.58	529.48	12.50
— 3.8	140.21	272.54	266.19	6.35	3.4	572.63	560.30	540.12	12.33
0.0	144.74	281.04	274.79	6.25	5.2	588.09	576.08	567.08	12.01
3.4	150.39	291.59	286.52	6.07					

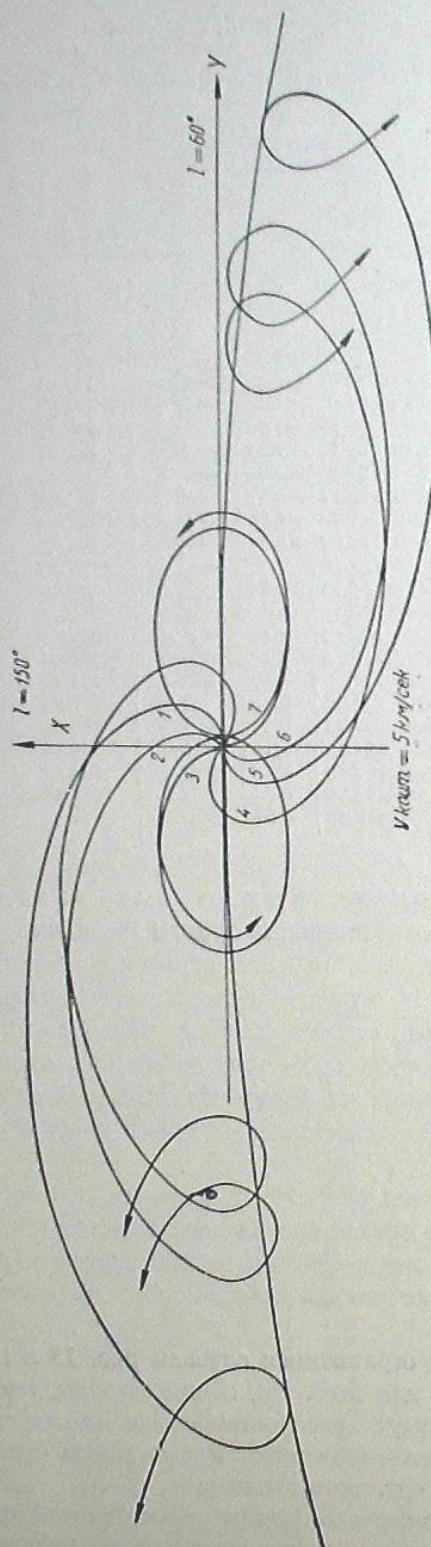


Рис. 13 бб.

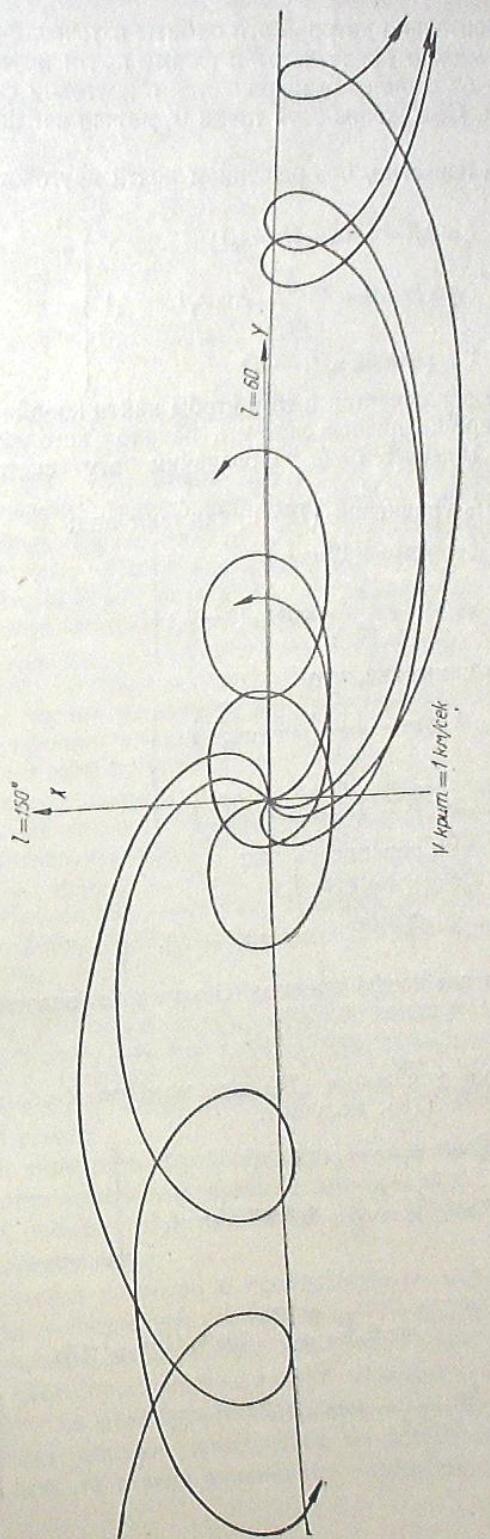
 $R_{\text{CM}} = 125$  пс

Рис. 14 бб.

 $R_{\text{CM}} = 30$  пс

ку через  $0'$ ), относительно которой эти орбиты в течение длительного интервала времени можно представить в форме почти круговой. Эта точка находится близко от скопления и движется с круговой скоростью вокруг центра Галактики. Положение этой точки  $0'$  можно найти следующим образом [16].

Из динамики известно, что решением почти кругового движения является:

$$\left. \begin{aligned} \xi &= \Delta R = a \sin \chi_1 (t - t_0) \\ \eta &= R_0 \Delta \Theta = 2 \frac{V_e}{R_0 \chi_1} \cos \chi_1 (t - t_1) \\ \zeta &= \zeta = b \sin \chi_2 (t - t_1) \end{aligned} \right\} \quad (76)$$

Наша задача заключается в том, чтобы найти координаты этой точки  $0'$  относительно вращающейся системы, начало которой находится в скоплении—для момента  $t=t_0$ . Обозначим эту систему координат через  $xoy$ .

В момент  $t=t_0$  уравнения (76) принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} \xi_0 &= a \sin \chi_1 (t - t_0) \\ \eta_0 &= 2a \frac{V_e}{R_0 \chi_1} \cos \chi_1 (t - t_1) \end{aligned} \right\} \quad (77)$$

Принимая во внимание, что

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{1}{2} \left( \frac{\partial V_e}{\partial R} - \frac{V_e}{R} \right) \\ B &= \frac{1}{2} \left( \frac{\partial V_e}{\partial R} + \frac{V_e}{R} \right) \end{aligned} \right\} \quad (78)$$

уравнения (77) можно переписать так:

$$\left. \begin{aligned} \xi_0 &= a \sin \chi_1 (t - t_0) \\ \eta_0 &= a \sqrt{\frac{B-A}{B}} \cos \chi_1 (t - t_1), \end{aligned} \right\} \quad (79)$$

где  $A$  и  $B$ —известные коэффициенты Оорта, а значение постоянной  $\chi_1$ , определяется из уравнений (80):

$$\chi_1 = 2\sqrt{B(B-A)} \quad (80)$$

Дифференцируя уравнения (76) для момента  $t=t_0$  и принимая во внимание выражения (78), получим:

$$\left. \begin{aligned} \dot{\xi}_0 &= a \chi_1 \cos \chi_1 (t_0 - t_1) \\ \dot{\eta}_0 &= a \sqrt{\frac{B-A}{B}} \chi_1 \sin \chi_1 (t_0 - t_1) \end{aligned} \right\} \quad (81)$$

Отсюда:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\dot{\xi}_0}{\chi_1} \sqrt{\frac{B-A}{B}} &= a \sqrt{\frac{B-A}{B}} \cos \chi_1 (t - t_0) = \eta_0 \\ - \frac{\dot{\eta}_0}{\chi_1} \sqrt{\frac{B-A}{B}} &= a \sin \chi_1 (t_0 - t) = \xi_0 \end{aligned} \right\} \quad (82)$$

Подставив в уравнения (82) выражение (80), будем иметь:

$$\left. \begin{aligned} \xi_0 &= + \frac{\eta_0}{2(B-A)} \\ \eta_0 &= - \frac{\dot{\xi}_0}{2B} \end{aligned} \right\}$$

Но,

$$\left. \begin{aligned} \xi_0 &= -x_0 \\ \eta_0 &= -y_0 \end{aligned} \right\}$$

так, что

$$\left. \begin{aligned} x_0 &= - \frac{\eta_0}{B-A} \\ y_0 &= + \frac{\dot{\xi}_0}{2B} \end{aligned} \right\} \quad (83)$$

По выражениям (83) можно найти координаты той точки, относительно которой звезда будет двигаться по почти круговой орбите.

Изучим теперь формы относительных орбит звезд. Из рисунка 13 видно, что некоторые орбиты, как например, 3 и 8, почти замкнуты, а некоторые другие (1 и 5)—развернуты. Это явление легко можно объяснить теорией почти кругового движения.

В самом деле, для звезд 3 и 8 соответствующие точки, полученные по формулам (83), (обозначим эти точки через  $a$  и  $b$ ), расположены на оси  $y$  (влево и вправо от начала координатной системы), а для звезд 1 и 5 соответствующие точки (обозначим их через  $c$  и  $d$ ) расположены на оси  $x$  (вверх и вниз от начала скопления).

В первом случае скорости точек ( $a$  и  $b$ ) мало отличаются от скорости скопления, так как круговая скорость зависит только от расстояния от центра Галактики, а расстояния для всех этих точек почти одинаковы.

Во втором же случае разности между этими расстояниями и, следовательно, скоростями максимальные. Конечно, орбиты звезд 3 и 8 подходят ближе к форме почти кругового движения, т. е. более замкнуты, чем орбиты звезд 1 и 5.

Это явление указывает на то, что по формуле (83) можно найти точки (различные для различных звезд), относительно которых звезды в течение длинного промежутка времени от момента выброса будут двигаться по почти круговым орбитам. Это значит, что теория почти кругового движения Линдблада имеет реальный смысл и справедлива для большого отрезка времени.

Мы можем даже дать количественную оценку времени, в течение которого с удовлетворительным приближением можно использовать эту теорию. Наши орбиты дают для этого промежутка времени значение около 200 миллионов лет.

Теперь займемся вопросом о пространственном распределении выброшенных звезд относительно скопления.

Ясно, что звезды, выброшенные одновременно из скопления, займут определенную часть пространства вокруг скопления. Этот объем пространства изменяет со временем свой размер и форму. Мы постараемся определить—каким образом изменяются во времени форма и размер этого объема, есть ли в этих изменениях определенная закономерность.

С этой целью мы составили рисунок 15. На нем изображены относительные орбиты звезд, одновременно выброшенных из скопления в различных направлениях. На этих орбитах отмечены точки, для которых  $t$  имеет одно и то же значение ( $t$  — интервал времени, который отсчитывается от момента выброса этих звезд).

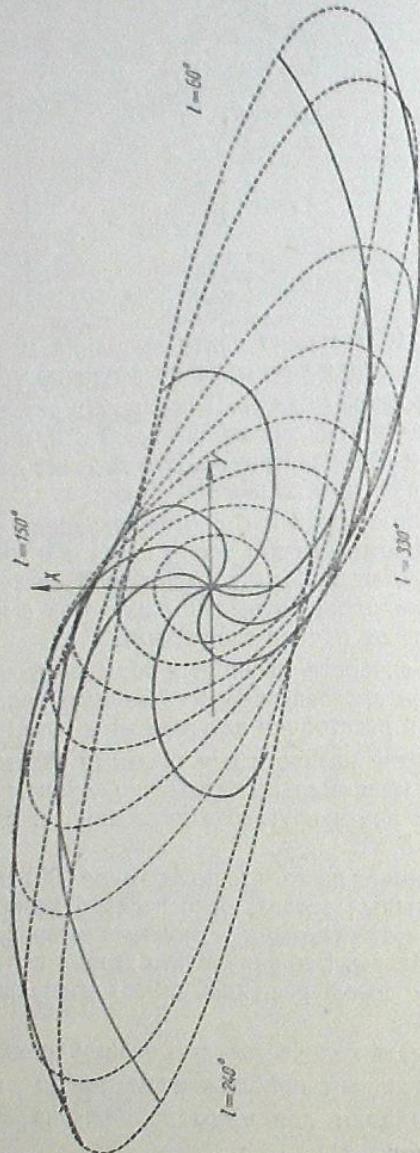


Рис. 15 бб.

Совокупность таких точек дает кривую, по которой распределяются звезды, выброшенные из скопления  $t$  миллионов лет тому назад. Для различных значений  $t$  имеются различные кривые, которым соответствуют значения  $l$ : 10, 20, 30, 40, 50, 70, 90, 100 миллионов лет.

Изучение этих кривых позволяет сделать некоторые выводы относительно распределения выброшенных звезд вокруг скопления. Заметим, что на рисунке представлены относительные орбиты звезд, имеющих скорости выброса 5 км/сек.

В том случае, когда скорость выброса звезд из скопления равна 1 км/сек, формы кривых остаются такими же, как в случае скорости выброса 5 км/сек. Разница заключается лишь в различных размерах объема, занимаемого звездами.

Ясно, что начальный момент выброса для обоих случаев подразумевается один и тот же. Отсюда следует, что все выводы, полученные для второго случая, будут справедливы и для первого в соответствующих масштабах.

Мы рассмотрим здесь второй случай.

Из рисунка видно, что через 10 миллионов лет от момента выброса, звезды расположатся вокруг скопления по окружности, радиус которой равен 100 парсекам.

Через 20 миллионов лет от момента выброса радиус этой окружности увеличивается до 200—250 парсек.

Через 30 миллионов лет окружность деформируется в фигуру, подобную эллипсу с небольшим эксцентриситетом. Большая полуось эллипса направлена по  $l=175^\circ$ .

С увеличением интервала времени большая полуось постепенно вращается в направлении против движения скопления, а эксцентриситет эллипса увеличивается.

Начиная со значения интервала времени в 50 миллионов лет эллипс постепенно деформируется, превращаясь в замкнутую кривую овальной формы. Овальность этой замкнутой кривой тоже увеличивается со временем. Так, что через 100 миллионов лет от момента выброса звезд из скопления звезды распределяются по овалу, который вытянут в направлении  $l=220^\circ$ , а сжат в направлении  $l=150^\circ$  (скопление движется в направлении  $l=60^\circ$ ).

Наше исследование было уже закончено, когда появилась статья Г. Г. Кузмина [17]. Она содержит в себе попытку нахождения третьего интеграла движения звезд. Ее автор поставил себе целью также определить аналитическое выражение гравитационного потенциала Галактики применением третьего интеграла движения звезд.

Как известно, вопрос нахождения третьего интеграла движения не является новой проблемой. Как отмечает и автор названной статьи, в этом направлении не мало труда затратили Эддингтон, Оорт, Чандraseкар и другие. Заслугой же Г. Г. Кузмина является то, что он сделал попытку получить оригинальным путем третий интеграл движения и просто и понятно изложил настоящее состояние проблемы.

По Кузмину третий интеграл имеет следующий вид:

$$I_3 = (RV_Z - ZV_R)^2 + Z^2 V_\theta^2 + Z_\theta^2 (V_Z^2 - 2\Phi^*)$$

где  $\Phi^*$  можно найти из уравнений:

$$Z_\theta^2 \frac{\partial \Phi^*}{\partial R} = Z_\theta^2 \frac{\partial \Phi}{\partial R} - RZ \frac{\partial \Phi}{\partial Z},$$

$$Z_\theta^2 \frac{\partial \Phi^*}{\partial Z} = (R^2 + Z_\theta^2) \frac{\partial \Phi}{\partial Z} - RZ \frac{\partial \Phi}{\partial R}.$$

Если исключим из этих двух уравнений  $\Phi^*$ , то получим уравнение, которое является ограничением, наложенным на потенциал третьим интегралом движения:

$$3 \left( Z \frac{\partial \Phi}{\partial R} - R \frac{\partial \Phi}{\partial Z} \right) - (R^2 + Z_\theta^2 - Z^2) \frac{\partial^2 \Phi}{\partial R \partial Z} + RZ \left( \frac{\partial^2 \Phi}{\partial R^2} - \frac{\partial^2 \Phi}{\partial Z^2} \right) = 0.$$

Это уравнение является дифференциальным уравнением с частными производными для  $\Phi$ , решение которого дает

$$\Phi = \frac{\varphi(x_1) - \varphi(x_2)}{x_1^3 - x_2^3},$$

где  $\varphi$  — произвольная функция, а  $x_1$  и  $x_2$  являются корнями уравнения:

$$\frac{R^2}{x^2 - Z_0^2} + \frac{Z^2}{x^2} = 1.$$

Окончательный вид потенциала в случае  $Z=0$  по Кузмину следующий:

$$\Phi = \Phi_0 \frac{1}{1 + \sqrt{\frac{R^2}{Z_0^2}}},$$

где  $Z_0$  — постоянная и равна 3-6 кпс.

Введение третьего интеграла дает возможность объяснить трехосность эллипсоида скоростей и, в случае справедливости рассуждения автора, показывает, что оси эллипсоида скоростей для звезд, находящихся вне галактической оси и вне галактической плоскости, имеют наклон к галактической плоскости.

Работа Г. Г. Кузмина является шагом вперед и полученное им выражение гравитационного потенциала Галактики даст новые результаты в этом направлении, но при этом надо отметить также, что справедливость аналитического выражения этого потенциала и его точность, пока не проверены наблюдательными данными.

Преимущество потенциала П. П. Паренаго заключается в том, что его аналитическое выражение получено на основе анализа существующих наблюдательных данных. Наряду с этим, выражение потенциала Паренаго более простое и с его помощью легче изучать галактические орбиты и движения звезд.

Иногда мы были вынуждены применять потенциал Паренаго в таком интервале, где наблюдательные данные скучны и ничего определенного нельзя сказать о ходе потенциала. Интерполирование в этих случаях допустимо, ибо лучшего выражения потенциала мы не имеем, а потенциал Паренаго, несмотря на его приближенный характер, дает ответы на ряд вопросов качественного и количественного характера. Развитие современной астрономии дает основание надеяться на получение в недалеком будущем более точного потенциала, что предоставит возможность изучить движения звезд и строение Галактики точнее и детальнее.

Представило бы интерес проверить выражение потенциала Кузмина на наблюдательных данных, с точки зрения объяснения кинематических особенностей звезд. Также было бы интересным изучить галактические орбиты и движения звезд с применением этого потенциала и полученные результаты сравнить с результатами, полученными на основе применения потенциала Паренаго. Хотя надо думать, что в случае  $z=0$  не должно быть большой качественной разницы, так как третий интеграл накладывает на потенциал ограничение более чувствительное в пространстве, чем в плоскости Галактики. Но это дело будущего и рассмотрение этих вопросов не входило в задачи настоящего исследования.

## Выводы

1. Исследование галактических орбит звезд, на основе выведенного из наблюдений гравитационного потенциала Галактики, имеет важное значение для изучения задач, относящихся к строению и развитию Галактики. Эта проблема относительно нова и на пути ее решения встречаются существенные трудности. Решение задачи требует знания точного аналитического выражения гравитационного потенциала, но последнее со своей стороны должно опираться на закономерностях пространственного распределения звезд в Галактике; эти закономерности пока недостаточно выявлены.

Исследованием проблемы звездных орбит занимались многие авторы. Общим в применявшимся методах было то, что для вывода аналитического выражения потенциала задавалась исходная геометрическая модель Галактики с соответствующим гипотетическим распределением масс. Удовлетворительные результаты в решении проблемы достигнуты не были.

2. С методической новой точки зрения подошел к решению проблемы П. П. Паренаго, избрав за исходную основу, вместо геометрической модели, кинематические характеристики галактической звездной системы. При этом, работы П. П. Паренаго выгодно отличаются от других тем, что аналитическое выражение гравитационного потенциала Галактики получено на основе анализа существующих наблюдательных данных. Используя выражение своего потенциала П. П. Паренаго исследовал характер движения звезд (в окрестностях Солнца) и дал метод вычисления галактических орбит.

3. Опираясь на выражение гравитационного потенциала П. П. Паренаго, мы построили диаграммы с осями координат  $V_R$ ,  $V_\theta$  для различных расстояний от центра Галактики ( $R_0 = 2, 3, 4, 5, 6, 9, 10, 11, 12$  килопарсеков), на которых провели кривые одинаковых  $R_1$ ,  $R_2$  и  $P_a$  ( $R_1$ ,  $R_2$  — минимальное и максимальное удаление звезды от центра Галактики,  $P_a$  — аномалистический период обращения звезды) и определили дисперсии скоростей и скорости центроидов для различных подсистем и вычертили на диаграммах эллипсы распределения скоростей  $V_R$  и  $V_\theta$  для плоских, промежуточных и сферических подсистем.

Диаграммы дают общее представление о движении звезд различных подсистем на различных расстояниях от центра Галактики.

4. На основе анализа этих диаграмм можно сделать следующие выводы.

a) Средние аномалистические периоды для всех подсистем в центральных частях Галактики почти одинаковы. С увеличением галактических расстояний аномалистические периоды звезд промежуточных и особенно плоских подсистем увеличиваются быстрее, чем для звезд сферической подсистемы, так что в перифериях Галактики аномалистический период звезд плоских подсистем в 2.5 раза больше, чем аномалистический период звезд сферических подсистем. Это позволяет утверждать, что в периферийных частях Галактики линия апсид галактической орбиты для звезд сферической подсистемы вращается в 2—3 раза быстрее, чем для звезд промежуточных и плоских подсистем.

b) Звезды плоской подсистемы, находящиеся в центральных частях Галактики не могут в своем движении дойти до окрестностей Солнца, а звезды, которые находятся в окрестностях Солнца, не могут продвинуться в центральные части Галактики, т. е. галактическая полоса возможных движений звезд очень узка, что доказывает невозможность существен-

ного изменения в пространственном распределении звезд плоской подсистемы со временем их возникновения.

Можно заключить, что звезды плоской подсистемы возникли в периферийных частях Галактики.

в) Галактическая полоса возможных движений для звезд сферической подсистемы относительно велика. Можно утверждать, что многие звезды сферической подсистемы, находящиеся ныне в окрестностях Солнца, являются пришедшими из центральной части Галактики.

5. Изучены относительные орбиты звезд, выброшенных из скоплений в результате диссипации. Допущено, что скопление движется по круговой скорости, а звезды вылетают из скоплений в различных направлениях, вычислены относительные орбиты для нескольких направлений скоростей выброса. Оказалось, что, в течение довольно большого промежутка времени с момента выброса, их орбиты можно представить в виде почти круговых траекторий.

6. Звезды, выброшенные из скопления в один определенный момент времени с одинаковой скоростью в различных направлениях в каждый фиксированный момент времени располагаются по периметру фигуры, близкой к некоторому эллипсу, эксцентриситет и большая полуось которого увеличиваются с течением времени. Оси эллипса врашаются в направлении, обратном обращению скопления.

Следует заключить, что при изучении дифференциального поля скоростей в Галактике, в окрестностях скоплений, нужно принимать во внимание искажения, вводимые в поле скоростей звездами, выброшенными из скоплений.

7. Вследствие того, что аналитическое выражение гравитационного потенциала известно недостаточно хорошо, общие выводы о характере движения звезд в Галактике только приближенно отображают действительную картину.

Вместе с тем, при рассмотрении относительных орбит звезд, выброшенных из скоплений мы принимали некоторые упрощающие допущения (основное из них—пренебрежение собственным гравитационным потенциалом скопления). Это ограничивает точность вычисления указанных орбит, особенно для близких к скоплениям областей.

Проблемы динамики звездных систем разрабатываются усиленно и настолько успешно, особенно — в работах советских астрономов, что можно не сомневаться, что в ближайшем будущем будут созданы реальные возможности для более точного решения вопросов, связанных с вычислением галактических орбит, на основе более точного аналитического выражения потенциала, при более точно вычисленных параметрах.

В заключение пользуюсь случаем выразить глубокую благодарность члену-корреспонденту АН СССР профессору П. П. Паренаго, оказавшему мне цennыми советами большую помощь в выполнении настоящего исследования. Я также искренне благодарен за помощь и советы А. Ф. Торонджадзе и за руководство при прохождении аспирантуры—профессору Е. К. Харадзе.

## ЛИТЕРАТУРА—ლიტერატურა

1. Паренаго, П. П. Курс звездной астрономии, 2-е изд. 1946 г.
  2. Кукаркин Б. В. Исследование строения и развития звездных систем на основе изучения переменных звезд. 1949.
  3. Паренаго, П. П. Труды ГАИШ, **16**, 1949 г.
  4. « » Труды ГАИШ, **20**, 1951.
  5. Bucerius H. AN, **259**, № 6215, 1936.
  6. Уиттекер Е. Т. Аналитическая динамика. 1937.
  7. Strömgren E. AN, **203**, № 4850, 1917.
  8. Lense Z. AN, **204**, № 4874, 1917.
  9. Bottlinger K. E. Veröff. Univ. Berlin—Babelsberg, **10**, Heft 2, 1933.
  10. Огородников К. А. Успехи астрон. науки, **4**, 1948.
  11. Бархатова К. А. АЖ, **26**, 6, 1949.
  12. Паренаго П. П. АЖ, **27**, № 6, 1950.
  13. « » АЖ, **29**, № 3, 1952.
  14. Маркарян, Б. Е. Сообщ. Бюракан. обс. вып. 9, часть 2, 1951.
  15. Амбарцумян В. А. Эволюция звезд и астрофизика, изд. АН Армянской ССР, 1947; Труды второго совещания по вопросам космогонии, 1953.
  16. Торонджадзе А. Ф. Особенности движений звезд спектральных классов O и B и расширение звездных ассоциаций. Бюлл. Абаст. астрофиз. обс. № 15, 1953.
  17. Кузмин Г. Г. Публ. Тартуской обс. **32**, № 5, 1953.
  18. Чандрасекар С. Принципы звездной динамики. 1948.

გალაკტიკური ორგანიზაციების შესვებლა და გოგიონითი კანონზომიერებანი ვარსკვლავთ მოქაობაში\*

ၬ. ပေါ်ပေါ်မဆို၏  
(ရှုံးနေရပါ)

წინამდებარე ნაშრომის მიზნია გალაქტიკური ორბიტების შესწავლა და  
ზოგიერთ კანონზომიერებათა გამოყვლევა ვარსკვლავთ მოძრაობაში.  
შრომა ეყრდნობა პროფ. პ. პარენავოს მიერ მიღებული გალაქტიკის  
გრავიტაციული პოტენციალის გამოსახულების გამოყენებას. გამოითვლების სა-  
ფუძველზე შედგენილია სიჩქარეთა დიაგრამები (ნახ. 1—9), რომლებიც იძლე-  
ვიან ვარსკვლავთა შესაძლო მოძრაობის გალაქტიკური ზოლის მონახვის  
საშუალებას. დიაგრამებზე გავლებულია იგრუეთვე მრუდები  $P = \text{const}$ , რაც  
საშუალებას, მიხედვით ვარსკვლავთა ანომალისტური პერიოდის გან-  
საზღვისი პირობების მიხედვით ვარსკვლავთა ანომალისტური პერიოდის გან-  
საზღვრის საშუალებას იძლევა. დიაგრამების ანალიზის შედეგად მიღებულია  
ვარსკვლავთი კომიკონური ხსიათის დასკურები სხვადასხვა ქვესისტენის ვარ-  
სკვლავთა შესაძლო წარმოშობის შესახებ.

ମେଲିରୁ, 1954 ଫେବ୍ରୁଆରୀ

\* ნაშენობით შარტონელების ავტორის საკანდიდატო დისერტაციის საფუძველს.

## ЧОБАБАМЕО—СОДЕРЖАНИЕ

დაიბეჭდა საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემიის  
სარედ.-საგამომც. საბჭოს დადგენილებით

3

ପ୍ରଥମ ଖେଳାକ୍ଷେତ୍ରରେ ଶ୍ରୀ କାନ୍ତାରୀ  
ପାଠ୍ୟମୂଲ୍ୟ ଖେଳାକ୍ଷେତ୍ରରେ ଶ୍ରୀ ଦାସରାଜ୍  
ପାଠ୍ୟମୂଲ୍ୟ ଖେଳାକ୍ଷେତ୍ରରେ ଶ୍ରୀ ପ୍ରଧାନ  
ପାଠ୍ୟମୂଲ୍ୟ ଖେଳାକ୍ଷେତ୍ରରେ ଶ୍ରୀ ପାତ୍ରଚନ୍ଦ୍ର

გადაეცვალოთ შარმობას 12.3.55. ხელმოწ. დასაბეჭდად 2.8.55. ქაღალდ.  
 ზომი 17 X 108<sup>1</sup>/<sub>16</sub>. ქაღალდ. ფურც. 5.625. საბეჭდ. ფურც. 15.41.  
 სავტომატ 16.02. საღარ.-საგამომც. ფურც. 16.36.  
 შეკ. 539. უ. 05920. ტირაჟი 600.  
 ფასი 11 მას. 75 გა.

საკუროველის სსრ მცნობიერებათა აკადემიის გამომცემლობის სტამბა  
თბილისი, აშროვთლის ქ. 3/5.

129/12

ფასი 11 მან. 75 კაბ.