ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ԲՅՈՒՐԱԿԱՆԻ ԱՍՏՂԱԴԻՏԱՐԱՆԻ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ
СООБЩЕНИЯ БЮРАКАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

XXVI

ԵՐԵՎԱՆ 1959 ЕРЕВАН

Պատասխանատու խմբագիր՝ Վ. Հ. ՀԱՄԲԱՐՁՈՒՄՅԱՆ
Ответственный редактор В. А. АМБАРЦУМЯН

Б. Е. Маркарян

ЦВЕТА И СВЕТИМОСТИ ЯРКИХ ЗВЕЗДНЫХ АССОЦИАЦИЙ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК M51 и M101

§ 1. ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Для освещения ряда вопросов, связанных с звездными ассоциациями, часто возникает необходимость знания их интегральной светимости и цвета. Получение этих характеристик для ассоциаций, входящих в состав нашей Галактики, затруднено невозможностью выделения всех звезд — членов ассоциации из общего звездного поля Галактики. Поэтому о светимостях и цветах ассоциаций мы имеем лишь приближенное представление.

Между тем указанные характеристики сравнительно легко получить для ассоциаций, входящих в состав ближайших внешних галактик, путем абсолютной фотометрии и колориметрии.

Такая попытка сделана нами в отношении ассоциаций, находящихся в спиральных галактиках M51 и M101. Эти галактики, принадлежащие к типу Sc, исключительно богаты яркими образованиями, наблюдаемыми в виде узлов и сгущений, по которым фактически очерчиваются их спиральные рукава. Судя по имеющимся в литературе данным об этих образованиях и принимая во внимание особенности распределения горячих звезд в нашей Галактике, нетрудно прийти к выводу, что наблюдаемые сгущения и узлы спиралей должны представлять собой не что иное, как звездные ассоциации типа О.

При фотометрировании этих объектов следует, однако, принять во внимание, что ассоциации, подобно звездам и

звездным скоплениям, сами иногда располагаются в кратные группы и цепочки, которые на мелкомасштабных снимках могут слиться и образовать мощные сгустки.

С другой стороны, на крупномасштабных снимках некоторых ближайших галактик ассоциации наблюдаются разрешенными в отдельные звезды.

Однако оба эти обстоятельства, затрудняющие фотометрию ассоциаций, можно устранить соответствующим выбором галактик и инструмента для наблюдений. В этом отношении выбор галактик M51 и M101 для имеющегося в Бюраканской обсерватории 21″ Шмидт-телескопа, на котором велись наблюдения, является неслучайным.

§ 2. НАБЛЮДЕНИЯ, ИЗМЕРЕНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Методика наблюдений и определений яркостей описана в предыдущих работах автора [1], посвященных общей колориметрии этих галактик. На негативах, использованных в указанных работах, специальными измерениями были определены поверхностные яркости и цвета наиболее ярких ассоциаций галактик M51 и M101.

При измерениях ассоциаций M51 употреблялась диафрагма, вырезающая на пластинках кружки диаметром 9″, а при измерениях ассоциаций M101 — диафрагма, вырезающая квадратные площадки со стороной 17″.

Было измерено по четыре негатива для каждой галактики, два из них в фотографических и два в визуальных лучах.

Снимки в фотографических лучах были получены без фильтра, на пластинках Kodak OaO в случае M51 и на пластинках Agfa Astro в случае M101. Снимки же в визуальных лучах были получены на пластинках Kodak OaE через светофильтр GG11 в случае M51 и через желатиновый светофильтр типа GG11 в случае M101.

Связь нашей цветовой системы с интернациональной определяется следующими уравнениями:

$$CI_{Int} = 0.826\ (CI + 0^m.017),$$
$$CI_{Int} = 0.838\ (CI + 0^m.029),$$

выведенными, соответственно, для M51 и M101, по звездам NPS. Средняя квадратичная ошибка измеренных яркостей порядка $0^m.05$, а показателей цвета $0^m.07$.

Полученные результаты для 38 ассоциаций M51 и 41 ассоциаций M101 собраны в табл. 1 и 2. В соответствующих столбцах этих таблиц приведены нижеследующие данные:

1 — порядковый номер ассоциации,

2—3 — прямоугольные координаты x и y по отношению центра галактики, выраженные в секундах дуги. Координатные оси совпадают соответственно с направлениями возрастающих α и δ,

4 — наблюдаемая фотографическая величина с квадратной секунды дуги,

5 — собственная фотографическая величина с квадратной секунды дуги,

6 — наблюдаемый показатель цвета в нашей системе,

7 — собственный показатель цвета в нашей системе,

8 — собственный показатель цвета в интернациональной системе, освобожденный от влияния поглощения света в нашей Галактике,

9 — интегральная абсолютная фотографическая величина ассоциации.

В отличие от наблюдаемой яркости и цвета, мы ввели понятие собственной яркости и цвета звездных ассоциаций, исходя из следующих соображений. Как простой просмотр изображений спиральных галактик, так и специальные исследования [1, 2] показывают, что спиральные галактики, помимо ядра и рукавов, обладают и непрерывном фоном, простирающимся от ядра галактики до ее окраин. Непрерывный фон спиральных галактик, по-видимому, создается населением диска, звездная плотность которого, судя по изменению яркости фона, должна убывать по мере удаления от ядра галактики.

Непрерывный фон непосредственно наблюдается в промежутках между рукавами. Нет оснований думать, что он не распространяется на области спиральных рукавов. Исходя из этого, наблюдаемую яркость ассоциации следует рас-

Таблица 1

Яркости и цвета ассоциаций M51

№	Прямоугольные координаты		$m_{pg}/\square''$		CI			M_{pg}
	x	y	наблюд.	собствен.	наблюд.	собствен.	интерп., исправ.	
1	2	3	4	5	6	7	8	9
			m	m	m	m	m	m
1	−97″	−5″	20.08	20.30	−0.17	−0.32	−0.31	−12.0
2	−87	−79	20.19	20.40	+0.18	+0.09	+0.03	11.9
3	−81	−101	19.85	19.97	−0.16	−0.30	−0.29	12.3
4	−63	+49	21.08	21.79	+0.38	+0.11	−0.05	10.5
5	−58	−122	20.50	20.73	−0.10	−0.29	−0.28	11.5
6	−55	+112	20.40	20.62	−0.04	−0.24	−0.24	11.6
7	−28	+5	20.15	20.64	+0.22	−0.17	−0.18	11.6
8	−25	−57	20.63	21.10	+0.10	−0.40	−0.37	11.2
9	−25	−115	21.08	21.55	+0.18	−0.20	−0.20	10.7
10	−22	−95	20.92	21.44	+0.07	−0.20	−0.21	10.8
11	−7	+62	20.63	21.09	+0.20	−0.26	−0.26	11.2
12	+2	−62	20.48	20.87	+0.32	+0.07	+0.02	11.4
13	+17	+24	19.79	20.12	+0.35	−0.18	−0.19	12.1
14	+26	+5	19.85	20.26	+0.21	−0.08	−0.11	12.0
15	+28	+134	21.05	21.46	+0.31	+0.22	+0.14	10.8
16	+31	+43	20.84	21.50	+0.42	+0.07	+0.02	10.8
17	+34	+13	20.21	20.64	+0.23	−0.19	−0.20	11.6
18	+46	−57	20.41	20.75	+0.25	+0.06	+0.01	11.5
19	+56	+141	20.80	21.03	+0.10	−0.02	−0.06	11.2
20	+59	−148	21.02	21.28	+0.12	0.00	−0.04	11.0
21	+60	−38	20.46	20.82	+0.08	−0.27	−0.26	11.4
22	+60	+125	20.81	21.08	+0.31	+0.21	+0.13	11.2
23	+69	+132	20.42	20.58	−0.01	−0.14	−0.16	11.7
24	+72	+114	20.63	20.89	+0.11	−0.03	−0.07	11.4
25	+78	+107	20.11	20.27	−0.22	(−0.40)	(−0.37)	12.0
26	+79	+96	20.50	20.80	+0.07	−0.05	−0.08	11.5
27	+83	+81	20.38	20.63	+0.13	−0.01	−0.05	11.7
28	+83	−3	20.40	20.75	+0.08	−0.15	−0.17	11.5
29	+88	+120	20.67	20.87	−0.07	−0.27	−0.26	11.4
30	+91	+74	19.97	20.13	−0.13	−0.30	−0.29	12.1
31	+95	−112	21.02	21.33	+0.32	+0.23	+0.15	10.9
32	+96	+140	21.39	21.73	(−0.14)	(−0.41)	(−0.38)	10.5
33	+99	−105	21.35	21.82	+0.37	+0.26	+0.17	10.4
34	+113	+245	21.66	22.34	+0.71	+0.12	+0.06	9.9
35	+114	+228	21.82	22.62	+0.80	+0.17	+0.10	9.6
36	+122	−47	20.57	20.83	−0.02	−0.20	−0.21	11.4
37	+139	+154	21.45	21.72	+0.21	+0.15	+0.08	10.5
38	+154	+67	21.31	21.60	−0.05	−0.30	−0.29	−10.7

Таблица 2

Яркости и цвета ассоциаций M101

№	Прямоугольные координаты		$m_{pg}/\square''$		CI			M_{pg}
	x	y	наблюд.	собствен.	наблюд.	собствен.	интерп., исправл.	
1	2	3	4	5	6	7	8	9
			m	m	m	m	m	m
1	−457″	−44″	22.06	22.40	+0.01	(+0.15)	(+0.08)	−10.6
2	−455	−173	21.55	21.93	+0.03	(+0.10)	(+0.04)	11.1
3	−400	−60	21.40	21.70	−0.30	−0.35	−0.34	11.3
4*	−392	−255	20.80	20.92	−0.04	−0.05	−0.09	12.1
5	−386	−54	21.61	22.01	−0.24	−0.14	−0.17	11.0
6*	−381	−270	20.84	20.92	−0.02	−0.09	−0.11	12.1
7	−316	−59	21.36	21.56	−0.20	−0.20	−0.21	11.4
8	−229	−194	21.86	22.52	−0.02	−0.11	−0.14	10.5
9	−204	−130	21.91	22.55	+0.35	+0.23	+0.15	10.5
10	−200	−23	22.00	22.93	−0.04	(−0.30)	(−0.29)	10.1
11	−178	−6	21.80	22.61	+0.26	+0.14	+0.07	10.4
12	−157	+91	21.55	22.13	+0.34	+0.16	+0.09	10.9
13	−143	−143	21.02	21.54	−0.06	−0.22	−0.23	11.4
14*	−105	−378	20.87	21.06	+0.19	+0.24	+0.16	11.9
15	−99	−331	22.13	22.83	+0.11	−0.17	−0.19	10.2
16	−92	−49	20.77	21.53	+0.21	−0.20	−0.21	11.5
17	−49	+51	21.06	21.93	+0.26	−0.20	−0.21	11.1
18	−2	−179	20.96	21.34	+0.06	−0.24	−0.25	11.6
19	+11	−131	21.72	22.65	+0.40	−0.19	−0.20	10.3
20	+18	+871	22.56	22.60	−0.14	−0.15	−0.17	10.4
21	+23	−114	21.71	22.52	+0.47	+0.10	+0.04	10.5
22	+49	+152	21.80	22.61	(+0.42)	(+0.30)	(+0.21)	10.4
23	+76	−120	21.68	22.61	(−0.38)	(−0.29)	(−0.29)	10.4
24	+101	+263	21.30	21.74	0.00	−0.03	−0.07	11.2
25	+108	−219	21.47	22.11	−0.07	−0.36	−0.35	10 9
26	+114	−64	21.01	21.40	+0.17	−0.14	−0.16	11.6
27*	+130	−128	21.20	21.63	+0.18	+0.03	−0.02	11.4
28	+132	+32	21.14	22.02	+0.24	−0.26	−0.26	11.0
29	+139	−24	21.28	21.95	+0.26	0.00	−0.05	10.9
30*	+163	+16	21.27	21.98	+0.20	+0.02	−0.03	11.0
31	+169	+114	22.00	22.87	+0.46	+0.13	+0.06	10.1
32	+170	−48	21.72	22.19	+0.33	+0.24	+0.16	10.8
33	+171	+72	21.70	21.93	+0.23	−0.01	−0.05	11.1
34	+181	−137	21.91	22.50	+0.17	−0.01	−0.05	10.5
35*	+245	−113	20.66	20.82	+0.48	+0.45	+0.33	12.2
36*	348	+48	21.07	21.13	+0.04	−0.04	−0.08	11.9
37*	+356	+62	20.68	20.76	−0.09	−0.07	−0.10	12.2
38	+384	+87	22.04	22.23	−0.16	−0.22	−0.23	10.8
39	+513	+253	21.60	21.64	+0.22	+0.17	+0.10	11.4
40*	665	+162	20.26	20.26	+0.23	+0.23	+0.15	12.7
41	+1222	−380	21.64	21.69	+0.14	+0.11	+0.05	−11.3

сматривать как суммарную яркость непрерывного фона и собственной яркости самой ассоциации.

Возможно также, что сами спиральные рукава обладают слабым фоном, обусловливаемым более или менее равномерно распределенными в них объектами населения I типа, на который накладываются звездные ассоциации. При справедливости этого допущения наблюдаемую яркость ассоциации следует рассматривать как сумму трех составляющих: собственной яркости ассоциации, непрерывного фона галактики и, наконец, слабого фона рукава. Но поскольку в реальном существовании третьей составляющей не всегда можно быть уверенным, при определении собственных яркостей ассоциаций, в случае галактики M51 из наблюденной яркости ассоциации фотометрическим путем была вычтена только яркость непрерывного фона галактики, определенная по площадкам, расположенным между рукавами на расстояниях, равных расстоянию ассоциации от центра галактики.

В случае же M101 из наблюдаемой яркости каждой ассоциации фотометрическим путем вычтена яркость окружающей ассоциацию области, рассматриваемая как сумма яркостей непрерывного фона галактики и общего фона рукава.

Из данных, приведенных в таблицах, видно, что как наблюдаемые, так и собственные поверхностные яркости ассоциаций M51 в среднем на $0^m.5$—$0^m.6$ ярче яркостей ассоциаций M101. В принципе такое различие яркостей ассоциаций двух различных систем возможно постольку, поскольку и в пределах одной галактики наблюдаются ассоциации, значительно отличающиеся по яркости. Но в данном случае указанное различие вызвано, главным образом, следующим обстоятельством.

Отношение размеров диафрагм, использованных при измерениях ассоциаций M51 и M101, не соответствует отношению расстояний этих галактик. Судя по их лучевым скоростям, а также по общему виду и размерам ассоциаций, отношение расстояний этих галактик не должно превышать 1.5, в то время как отношение площадей, использованных для M51 и M101 диафрагм, больше 4. Поэтому, если диафрагма при измерениях в M51 не превышала раз-

меры ассоциаций, то использованная в случае M101 диафрагма могла несколько превышать размеры ассоциаций и охватить области, обладающие более низкой яркостью. Определенные в таких случаях яркости с одной квадратной секунды дуги должны быть несколько занижены. Очевидно это обстоятельство не может заметно повлиять на интегральные видимые яркости ассоциаций, так как мы их определяли путем умножения поверхностной яркости на площадь диафрагм.

§ 3. СВЕТИМОСТИ АССОЦИАЦИЙ

Определяя интегральные видимые звездные величины путем умножения поверхностной яркости на площади использованных диафрагм и принимая расстояния галактик M51 и M101 соответственно равными $3 \cdot 10^6$ и $2 \cdot 10^6$ парсек, мы вычислили абсолютные фотографические величины ассоциаций с учетом влияния поглощения света в нашей Галактике. Результаты приведены в последних столбцах табл. 1 и 2.

Как видно из этих данных, распределения ассоциаций по светимостям в обеих галактиках почти совпадают. Абсолютные величины ассоциаций колеблются в пределах $-12^m.3$ и $-10^m.1$. Исключение составляют три объекта. Два из них, приведенные в табл. 1 под номерами 34 и 35, имеют несколько меньшую светимость, чем остальные. Они располагаются в области второго компонента двойной системы M51, т. е. в области NGC 5195, представляющей собой пекулярную эллиптическую галактику.

При определении собственных яркостей этих объектов из наблюдаемых яркостей были вычтены яркости непосредственно окружающих их областей. Полученные для них цвета и светимости свидетельствуют о том, что они представляют собой обычные ассоциации, которые, несомненно, принадлежат спиральному рукаву галактики NGC 5194, пересекающему в проекции галактику NGC 5195.

Третий объект, приведенный в табл. 2 под номером 40, наоборот, по светимости заметно превосходит ос-

тальные. Это NGC 5471 — объект, имеющий шарообразную форму и поперечник 17″, который согласно [5] на крупномасштабных снимках разрешается на пять-шесть звездообразных объектов. По этому же исследованию он показывает сильную эмиссию в линиях: H_1, N_1, N_2, H_β, H_γ и $\lambda 3727$, не показывая, однако, явных следов туманности на прямых снимках.

В M101 есть еще один интересный объект, имеющий сходную с NGC 5471 природу. Это NGC 5461, приведенный в табл. 2 под номером 14. Помимо общности их формы, изолированности и наличия сильной эмиссии, они оба имеют положительные и весьма близкие по значению показатели цвета: $0^m.15$ и $0^m.16$.

Расположение этих объектов в M101 и их физические характеристики свидетельствуют об их принадлежности к этой галактике. Но они, по-видимому, не являются обычными ассоциациями и поэтому заслуживают особого внимания.

Следует отметить также, что объект, приведенный в табл. 2 под номером 41, не является ассоциацией. Полученные для него светимость и цвет относятся к его центральной части, поперечник же этого объекта доходит до 2′. Он лежит к северу-востоку от галактики M101, вне ее наблюдаемых границ и по общему виду производит впечатление неправильной галактики.

Ближайший к этому объекту спиральный рукав галактики M101 в наиболее близкой к нему части разделяется на две ветви, одна из которых идет почти прямолинейно далеко на север, а другая, короткая ветвь, направлена прямо к этому объекту. Судя по всему, последний связан с галактикой M101 и, по-видимому, является ее спутником, подобно Магеллановым Облакам, являющимся спутниками нашей Галактики.

Приведенные в табл. 1 и 2 абсолютные величины, как уже было отмечено выше, относятся к наиболее ярким ассоциациям галактик M51 и M101. Разумеется, светимости остальных ассоциаций этих галактик должны быть ниже или в крайнем случае порядка светимостей наименее ярких из числа изученных.

Наиболее яркими, из известных нам ассоциаций нашей Галактики, являются следующие: Персей I, Скорпион I, Орион, Киль и Лебедь. Сравнительно достоверные и полные данные имеются для ассоциации Персей I. Для сопоставления с данными об изученных ассоциациях галактик М51 и М101 мы вычислили суммарный показатель цвета и абсолютную фотографическую величину этой ассоциации. Последняя оказалась равной $-10^m.8$. Эта величина приближается к средней абсолютной величине ярчайших ассоциаций М51 и М101. Нет оснований считать Персей I наиболее яркой ассоциацией нашей Галактики, так как, во-первых, нам неизвестны светимости остальных вышеупомянутых ассоциаций, а, во-вторых, занимаемое известными нам ассоциациями пространство составляет не более 1/25 объема той части Галактики, где могут существовать ассоциации. Поэтому вполне допустима возможность существования в нашей Галактике ассоциаций, превосходящих по светимости ассоциацию Персей I.

Таким образом, мы приходим к выводу, что *ярчайшие ассоциации в спиральных галактиках обладают довольно большими светимостями, вполне сравнимыми со светимостями карликовых галактик.*

§ 4. ЦВЕТА АССОЦИАЦИЙ

Собственные показатели цвета (полученные по собственым яркостям) изученных ассоциаций колеблются в пределах $-0^m.38$ и $+0^m.17$ в М51 и в пределах $-0^m.34$ и $+0^m.21$ в М101. Единственное исключение составляет объект, приведенный в табл. 2 под номером 35, показатель цвета которого доходит до $+0^m.33$.

В среднем ассоциации М51 несколько синее ассоциаций М101. Средние собственные показатели цвета ассоциаций этих двух галактик имеют следующие значения:

$$\overline{CI}\ (M51) = -0^m.12,$$

$$\overline{CI}\ (M101) = -0^m.07.$$

Колориметрии звездных ассоциаций (узлов и сгущений спиралей) внешних галактик посвящено весьма мало исследований. Среди них заслуживает внимания работа Сейферта [2], посвященная изучению цвета ярчайших узлов нескольких спиральных галактик. Им, в частности, определены показатели цвета восьми объектов в M51 и десяти объектов в M101. В среднем для показателей цвета узлов он получил следующие значения:

$$\overline{RI}\,(M51) = +0^m.26,\ \overline{CI}\,(M51) = +0^m.02,$$

$$\overline{RI}\,(M101) = +0^m.03.$$

RI представляет собой разность фотографических и красных величин, а CI — обычный показатель цвета.

Хотя все объекты Сейферта входят в наши списки, но различие цветовых систем и отсутствие связи системы [2] с интернациональной не позволяют произвести подробное сравнение цветов отдельных ассоциаций. Тем не менее можно произвести некоторое качественное сравнение средних цветов ассоциаций галактик M51 и M101.

По нашим измерениям ассоциации M51 в среднем на $0^m.05$ синее ассоциаций M101, в то время как согласно [2] первые, по красным показателям, в среднем на $0^m.23$ краснее вторых. Однако этот результат едва ли можно признать соответствующим действительности, хотя бы по той причине, что как по результатам нашей детальной колориметрии [1], так и по интегральной электроколориметрии Петтита [3] и шестицветной фотометрии Стеббинса [4], M51 в целом несколько синее M101.

Очевидно, это может быть результатом влияния горячих звезд, сосредоточенных в своем большинстве в ассоциациях. Если бы последние в M51 были бы краснее, чем в M101, то наблюдалась бы обратная картина. Разумеется, это суждение будет справедливо в том случае, если относительная доля, которую составляют ассоциации в интегральном излучении галактики будет одинакова для обеих галактик. А это недалеко от истины, поскольку относительная доля суммарного излучения спиральных рукавов в интегральном излучении галактик M51 и M101 почти одинакова [1].

Помимо сказанного, согласно Сейферту [2], [5], изученные им объекты М101 показывают сильную эмиссию в линии H_α, в то время как объекты М51, наоборот, не показывают сколько-нибудь заметной эмиссии. Поэтому для последних следовало бы ожидать меньшие показатели цвета в красных лучах по сравнению с первыми.

Поскольку указанное расхождение носит систематический характер, то его причину следует искать в оценке цвета ядер галактик, так как все оценки показателей цвета узлов у Сейферта основаны на их сравнении с цветом ядер.

Так, например, согласно этой работе обычный (желтый) показатель цвета ядра М51 равен $+0^m.7$, а красный показатель цвета $+1^m.0$.

Петтит же фотоэлектрическим методом для обычного показателя цвета ядра этой галактики получил значение $+0^m.47$ [3], употребляя диафрагму с диаметром 18″, совпадающую по величине с диафрагмой, использованной в [2]. Наши измерения [1] яркостей ядра М51 на специально полученных мало экспонированных пластинках, выполненные с диафрагмой такой же величины, дали для обычного показателя цвета величину $+0^m.51$, близкую к оценке Петтита.

Очевидно поэтому, что в [2] показатель цвета ядра М51 переоценен, в результате чего среднее значение показателей цвета узлов М51 получилось несколько преувеличенным. Этим, пожалуй, следует объяснить расхождение между значениями средних обычных показателей цвета ассоциаций М51, полученными нами и в [2].

По-видимому, в [2] переоценен и красный показатель цвета ядра М51, вызвавший вышеупомянутое расхождение красных показателей цвета узлов М51 и М101.

Собственные показатели цвета почти половины изученных нами ассоциаций М51 и М101 близки к показателям цвета ранних и промежуточных В звезд. Отсюда неминуемо следует, что светимости и цвета этих ассоциаций обусловлены в основном О и В звездами. Однако, как видно из данных приведенных таблиц, треть изученных ассоциаций имеет положительные показатели цвета. Объяснить это од-

ним лишь влиянием эмиссионных туманностей не представляется возможным по следующей причине.

С целью обнаружения эмиссионных объектов Сейферт [5] подверг специальному изучению яркие узлы и сгущения спиралей M51 и M101. Он обнаружил 10 объектов, показывающих заметную эмиссию в линии H_α. Три из них, помимо линии H_α, показывают эмиссию и в ряде других линий, характерных для диффузных эмиссионных туманностей нашей Галактики. Все эти объекты находятся в M101, их порядковые номера в табл. 2 отмечены звездочками.

Из таблиц видно, что подавляющее большинство ассоциаций, имеющих положительные показатели цвета, не показывает заметную эмиссию в линии H_α. Следовательно, если в них и имеются эмиссионные туманности, то влияние их на светимости и цвета ассоциаций должно быть незначительно.

Это не должно казаться парадоксальным, так как грубые расчеты показывают, что сравнительно яркие галактические эмиссионные туманности, как, например, хорошо известные туманности Ориона и Лагунная, в желтых лучах не обладают достаточной светимостью, для того, чтобы заметно повлиять на обычные показатели цвета ассоциаций Ориона и Стрелец I, в которых они находятся.

Возможно, однако, что среди ассоциаций, в которых Сейферт обнаружил сильную эмиссию, имеются такие, которые содержат эмиссионные туманности, обладающие достаточной светимостью для того, чтобы вызвать некоторое покраснение общего излучения ассоциации. Но такие случаи должны быть редкими, поэтому наблюдаемые положительные собственные показатели цвета ассоциаций трудно объяснить только влиянием эмиссионных туманностей.

В качестве других факторов, способных вызвать относительное покраснение цвета ассоциации, можно рассматривать возможность присутствия в ассоциации красных сверхгигантов и влияние поглощения света внутри самой галактики.

Помимо известного факта — наличия красных сверхгигантов в ассоциации Персей I — на возможную связь ряда

красных сверхгигантов с О-ассоциациями указал В. А. Амбарцумян [6].

В ассоциацию Персей I входят 17 красных сверхгигантов. Показатель цвета этой ассоциации, обусловленный лишь звездами ранних спектральных типов, равен $-0^m.38$, а при учете красных сверхгигантов он становится равным $-0^m.27$. Если бы эта ассоциация содержала столько же красных сверхгигантов, сколько она содержит звезд ранних спектральных типов, то ее показатель цвета был бы порядка $+0^m.1$.

Возможно поэтому, что часть ассоциаций M51 и M101, имеющих положительные показатели цвета, *содержит значительное количество красных сверхгигантов.*

На цвет ассоциации может повлиять также действие темной материи внутри той самой галактики, в которой расположена ассоциация. Правда, изучаемые галактики наблюдаются анфас и уплотнения темной материи в них распределены, главным образом, вдоль спиральных рукавов, но часто эти уплотнения прорезают рукава и нередко окружают ассоциации — явление, которое часто наблюдается и в нашей Галактике [7].

Возможно поэтому, что иногда ассоциации наблюдаются сквозь темные облака, которые в состоянии несколько увеличивать их показатели цвета.

Таким образом, мы приходим к выводу, что *наблюдаемые для ряда ассоциаций M51 и M101 сравнительно большие показатели цвета лишь в отдельных случаях могут быть вызваны действием ярких эмиссионных туманностей, в большинстве же случаев они, по-видимому, обусловливаются присутствием в ассоциациях красных сверхгигантов и влиянием темной материи внутри этих же галактик.*

§ 5. КОСМОГОНИЧЕСКОЕ ЗАМЕЧАНИЕ

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что цвета ассоциаций в обеих изученных галактиках не показывают какой-либо зависимости от их расстояния до центра галактики.

Отсюда следует, что как непосредственно около ядер галактик, так и в самых отдаленных их частях наблюдаются ассоциации, содержащие звезды, обладающие сходными физическими характеристиками.

Это значит, что мы наблюдаем ассоциации почти одинакового возраста вдоль всего спирального рукава. Отсюда, по-видимому, можно заключить, что возникновение ассоциаций, следовательно и звезд, происходит на протяжении всего рукава практически одновременно.

Разумеется, для выполнения этого необходимо, чтобы дозвездное вещество, независимо от его природы, было распределено по всей длине спиральных рукавов.

Բ. Ե. ՄԱՐԿԱՐՅԱՆ

Մ51 և Մ101 ՍՊԻՐԱԼԱՁԵՎ ԳԱԼԱԿՏԻԿԱՆՆԵՐԻ ՊԱՑՄԱՆ ԱՍՏՂԱՍՓՅՈՒՌՆԵՐԻ ԴՈՒՅՆԵՐՆ ՈՒ ԼՈՒՍԱՏՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ա մ փ ո փ ո ւ մ

Բյուրականի աստղադիտարանի 21" Շմիդտ-դիտակով կատարված դիտումների հիման վրա, որոշվել են Մ51 և Մ101 գալակտիկաների պայծառ աստղասփյուռների մակերևութային պայծառությունները—լուսանկարչական և վիզուալ ճառագայթներում։

Պայծառությունների համար ստացված տվյալներով, որոշվել են հետազոտված 79 աստղասփյուռների դույներն ու լուսատվությունները, որոնք բերված են 1 և 2 աղյուսակներում։

Համաձայն հիշյալ աղյուսակներում բերված տվյալների, աստղասփյուռների դույնի ցուցիչները Մ51 գալակտիկայում փոխհատուցում են —0^m.38 և +0^m.17 միջակայքում, իսկ Մ101-ում՝ —0^m.34 և +0^m.21 միջակայքում, բացառությամբ մեկ աստղասփյուռի, որի դույնի ցուցիչը հասնում է 0^m.33։

Քննվել են այն հնարավոր պատճառները, որոնք կարող են պայմանավորել մի շարք աստղասփյուռների համար ստացված դրական դույնի ցուցիչները։

Հետազոտված աստղասփյուռների լուսատվությունները բավականաչափ մեծ են, նրանք դանվում են —9^m.6 և —12^m.7 մի-

Հակադրում: Այսպիսով կարելի է պնդել, որ պայծառագույն աստղասփյուռների լուսատվությունը հասնում է թզուկ գալակտիկաների լուսատվությանը:

ЛИТЕРАТУРА

1. *Б. Е. Маркарян.* Сообщ. Бюраканской обсерв., вып. XXIV и XXV, 1958.
2. *Carl K. Seyfert,* Ap. J., **91**, 528, 1940.
3. *E. Pettit,* Ap. J., **120**, 413, 1954.
4. *Joel Stebbins* and *A. E. Whitford,* Ap. J., **108**, 413, 1948.
5. *Carl K. Seyfert,* Ap. J., **91**, 261, 1940.
6. *В. А. Амбарцумян,* ДАН АрмССР, XVI, № 3, 1953.
7. *Б. Е. Маркарян,* Труды II совещания по вопросам космогонии, 276, Москва, 1953.

Г. А. Гурзадян и Н. А. Размадзе

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ ПЛАНЕТАРНОЙ ТУМАННОСТИ NGC 7026

В настоящее время имеются некоторые данные, говорящие о том, что в планетарных туманностях существуют магнитные поля дипольного типа [1, 2]. С другой стороны, согласно [3], ядра планетарных туманностей являются недавно возникшими, еще не совсем сформировавшимися звездами, а сами туманности — остатками звездообразовательного процесса. Не исключена, поэтому, возможность испускания со стороны центральной звезды релятивистских электронов, взаимодействие которых с магнитным полем туманности может привести к появлению магнитотормозного (синхротронного) излучения, в частности в диапазоне оптических волн. Относительная доля энергии синхротронного излучения, непрерывного по своему спектру, должна быть небольшая и ее трудно будет выделить среди общего непрерывного излучения туманности, которое, как известно, имеет в основном двухфотонное происхождение. Но, в отличие от обычного непрерывного излучения, синхротронное излучение должно быть поляризовано. Поэтому представляется возможность, проведя поляриметрические исследования непрерывного излучения планетарных туманностей, проверить гипотезу об испускании ими синхротронного излучения и тем самым получить прямое доказательство существования магнитных полей, а также релятивистских электронов в них.

Теоретически степень поляризации синхротронного излучения, испускаемого бесконечно малым объемом, очень высокая — порядка 70% [4]. В действительности же, из-за

эффекта проекции, средняя степень поляризации излучения, когда излучающий объем имеет сложную пространственную структуру, должна быть значительно меньше этой величины. А когда измеряется наблюдаемое непрерывное излучение, представляющее собой смесь поляризованного синхротронного и неполяризованного двухфотонного и рекомбинационного излучения (водорода и гелия), то степень поляризации такого излучения даже может оказаться на пороге возможности обнаружения. Если ко всему этому прибавить, что непрерывный спектр планетарных туманностей обычно очень слаб, а после прохождения через соответствующий фильтр (для его выделения из сильного линейчатого спектра) и поляроид он слабеет еще больше, то становится ясным трудность решения поставленной задачи непосредственными наблюдениями.

Несмотря на это, нами сделана попытка проверить наличие синхротронного излучения у одной планетарной туманности — NGC 7026. Выбор этой туманности диктуется в основном тем, что у нее биполярность структуры выражена очень сильно: она является одной из типичных представителей биполярных туманностей (снимки этой туманности см. в [1, 2], а также в [5]). Согласно [2], биполярная форма у планетарных туманностей может образоваться только при наличии в них магнитных полей. Далее, эта туманность, наряду с малыми размерами, обладает сравнительно высокой поверхностной яркостью, равной $\sim 9^m$ с одной квадратной минуты. Наконец, склонение этой туманности таково, что позволяет провести ее наблюдение в наших широтах почти в зените.

Снимки туманности были получены в первом фокусе 70-сантиметрового менискового телескопа Абастуманской обсерватории осенью 1958 года. Комбинация пластинки Ильфорд-Зенит с фильтром ФС-1 (ЛЕНЗОС) и герапатитовым поляроидом позволяет выделить свободную от относительно сильных эмиссионных линий область непрерывного спектра в интервале длин волн $\lambda\lambda$ 3740—4600 (пропускаемость на указанных волнах составляет 25%); максимум пропускаемо-

сти приходится на λ 4200). Стандартизация пластинок осуществлена с помощью лабораторного ступенчатого спектрофотометра.

Снимки были получены при хорошем состоянии неба в интервале зенитного расстояния 6—17°, с экспозициями в 30 минут. Всего были получены три серии снимков, причем две из них состоят из четырех пластинок, соответствующих положениям поляроида 0°, 60° и 120° (в одном из этих направлений — по две пластинки), а третья — из трех пластинок. Фактически эти три серии эквивалентны пяти сериям, правда, не вполне независимым друг от друга. Поэтому наши окончательные результаты — определение степени поляризации и позиционного угла плоскости поляризации — представляют собой арифметическое среднее из этих пяти определений.

Измерения почернений изображений туманности на негативах были осуществлены путем получения микрофотометрических сечений этих изображений (вдоль малой оси туманности, проходящей через обе „шапки") на саморегистрирующем микрофотометре Бюраканской обсерватории при рабочих размерах щели 0,06×0,10 *мм*. Ввиду малых размеров щели был установлен новый гальванометр типа М21/1, взамен старого (М21), со значительно большей чувствительностью — порядка 10^{-10} *А/мм/м*.

Из-за малых размеров принятой щели микрофотометра влияние зернистости эмульсии фотопластинки очень сильно сказалось при получении записи на участке фона пластинки; амплитуда колебаний при этом доходила до 30—40 *мм* (при предельном отбросе между фоном и темнотой порядка 120 *мм*). В этих условиях нахождение среднего уровня фона путем глазомерной оценки, как это делается обычно, не может обеспечить требуемой точности измерения. Поэтому была применена разработанная в [6] методика нахождения среднего уровня фона пластинки с помощью электрофотометрического планиметра.

Для среднего значения степени поляризации непрерывного излучения планетарной туманности NGC 7026 было найдено указанным способом: $p = 5{,}3\%$, со среднеквадра-

тичной ошибкой одного определения, равной $\pm 1{,}7\%$. Эта ошибка характеризует внутреннюю сходимость между нашими сериями измерений. Чтобы получить некоторое представление о внутренней сходимости процедуры измерения пластинок, был проделан следующий опыт. Были получены микрофотометрические разрезы изображения туманности три раза подряд на одной и той же взятой наугад из нашей серии пластинке (пл. 987), причем каждый раз повторялась заново вся процедура измерения — установка изображения под щелью, подбор ширины щели, фокусировки и пр. Таким образом, были найдены три значения интенсивности. Степень поляризации, вычисленная из этих интенсивностей, оказалась меньше одного процента. В другом опыте определена степень поляризации по двум снимкам, соответствующим одному и тому же положению поляроида, в одной и то же серии снимков, считая, что одна из интенсивностей соответствует максимуму колебания электрического вектора, другая — минимуму. Она оказалась порядка $2{,}5\%$*.

Полученная степень поляризации непрерывного спектра рассматриваемой туманности оказалась небольшой и немного превышающей ошибки наблюдений. Но она, по-видимому, реальна и возможно указывает на наличие некоторого количества синхротронного излучения в туманности NGC 7026, а тем самым на существование магнитных полей и релятивистских электронов в ней.

Есть подозрение, что в отдельных частях туманности степень поляризации значительно превышает найденное нами среднее для всей туманности значение. К сожалению, малый масштаб нашего снимка (98″ на одном миллиметре) не позволяет провести детальное изучение поляризации по туманности.

---

* Выражаем благодарность В. А. Амбарцумяну и Б. Е. Маркаряну, обратившим внимание авторов на желательность проведения указанных опытов.

Определен также угол, составленный плоскостью поляризации и магнитной осью туманности*. Он оказался приблизительно равным: $\theta = 63^\circ \pm 14^\circ$.

Магнитные силовые линии дипольного поля в области „шапок" биполярной туманности направлены почти параллельно магнитной оси туманности. Поскольку излучение релятивистского электрона происходит в основном в плоскости, почти перпендикулярной магнитной силовой линии, то плоскость поляризации синхротронного излучения должна быть приблизительно перпендикулярной магнитной оси туманности, то есть мы должны были бы иметь, в случае идеальной симметричной туманности, $\theta \approx 90^\circ$. Сравнивая это с тем, что было найдено выше наблюдениями, мы видим, что в пределах ошибок измерения получено хорошее согласие теории с наблюдениями. Пожалуй, именно этот результат — приблизительное совпадение направления плоскости поляризации с теоретически ожидаемой плоскостью — является, по нашему мнению, более убедительным свидетельством в пользу существования магнитных полей и релятивистских электронов в туманности NGC 7026, чем один только факт получения отличного от нуля значения степени поляризации.

В связи с обсуждаемым здесь вопросом интересно упомянуть об одной работе Пейджа [7], где он приводит результаты поляриметрических измерений непрерывных спектров ряда планетарных туманностей. С помощью электрофотометра Хильтнера он измерил поляризацию непрерывного спектра в синих лучах ($3500 < \lambda < 4700$) у двух планетарных туманностей из шести подвергнутых изучению (NGC 1535, 2392, 3243, 6210, 6543 и IC 3568). Степени поляризации оказались: меньше 5% — для NGC 6210, и меньше 10% — для IC 3568. Вторая из этих туманностей является двухоболочной, без заметных признаков биполярности (насколько можно судить по маломасштабному снимку Дункана [8]). Более интересна

* Магнитная ось биполярной туманности направлена перпендикулярно экваториальной плоскости туманности, то есть плоскости, проходящей через обе „шапки". Указанная выше малая ось туманности перпендикулярна магнитной оси.

первая туманность — NGC 6210: она является типичным представителем спиралевидных туманностей [8], а следовательно, в ней должны присутствовать магнитные поля, так как спиральные ветви, согласно [2], у планетарных туманностей должны иметь электромагнитное происхождение.

Таким образом, в настоящее время нам известны по крайней мере три планетарные туманности, непрерывные спектры которых вероятно поляризованы. Мало вероятно, чтобы процессы рассеяния непрерывного излучения центральной звезды играли заметную роль в процессе образования непрерывного спектра планетарной туманности. Поэтому приходится сделать вывод о синхротронном происхождении поляризованной компоненты непрерывного излучения, а следовательно, о существовании магнитных полей и релятивистских электронов в указанных туманностях. Этот вывод, разумеется, справедлив при допущении, что наблюдаемая у этих туманностей поляризация непрерывного излучения не имеет межзвездного происхождения.

Полученные нами результаты поляриметрических измерений в отношении NGC 7026 мы не считаем окончательными и тем более точными. Эти результаты нуждаются в проверке и уточнении последующими, более безупречными наблюдениями. Вместе с тем следует считать желательным проведение аналогичных исследований и в отношении других планетарных туманностей, прежде всего тех, которые дают сильные непрерывные спектры или же являются биполярными. Это относится в первую очередь к планетарным туманностям NGC 7027 и NGC 7662.

Бюраканская астрофизическая обсерватория
АН Армянской ССР
Абастуманская астрофизическая обсерватория
АН Грузинской ССР

Գ. Ա. ԳՈՒՐԶԱԴՅԱՆ և Ն. Ա. ՌԱԶՄԱԶԵ

NGC 7026 ՄՈԼՈՐԱԿԱԶԵՎ ՄԻԳԱՄԱՆՈՒԹՅԱՆ ԲԵՎԵՌԱԶԱՓԱԿԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա մ փ ո փ ո ւ մ

Կան տվյալներ կարծելու, որ մոլորակաձև միգամածություններում պետք է գոյություն ունենան դիպոլային տիպի մագնիսական դաշտեր։ Հետևաբար, միգամածության սահմաններում ռելյատիվիստական էլեկտրոնների հայտնվելու դեպքում, որոնք կարող են առաքվել կենտրոնական աստղի կողմից, կարող է առաջանալ անրնդհատ սպեկտր ունեցող ոչ ջերմային բնույթի (սինխրոտրոն) ճառագայթում։ Սինխրոտրոն ճառագայթման ինտենսիվությունը մեծ լինել չի կարող։ Միևնույն ժամանակ նա պետք է լինի բևեռացած։ Ուստի հնարավորություն է ընձեռնվում՝ մոլորակաձև միգամածությունների անընդհատ սպեկտրների բևեռաչափական հետազոտության միջոցով՝ ստուգել նրանցում սինխրոտրոն ճառագայթման առկայությունը և հետևաբար ստանալ ուղղակի ապացույց՝ միգամածություններում մագնիսական դաշտերի և ռելյատիվիստական էլեկտրոնների գոյության մասին։

Ներկա աշխատանքում բևեռված են NGC 7026 երկբևեռ միգամածության նկատմամբ տարված նման հետազոտության արդյունքները։ Բևեռացման աստիճանը անընդհատ սպեկտրի $3740 < \lambda < 4600$ հատվածում ստացվել է $p = 5.3 \pm 1.7\%$, որը փոքր լինելով հանդերձ, հիմք է տալիս ենթադրելու, որ հիշյալ միգամածություններում առկա են մագնիսական դաշտեր և ռելյատիվիստական էլեկտրոններ։ Այս եզրակացությունը ամրապնդվում է հատկապես այն փաստով, որ բևեռացման հարթության դրության անցնում է տեսականորեն նախատեսվող ուղղություններ, այն է՝ միգամածության գլխիկներն ու միացնող գծով։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г. А. Гурзадян*, ДАН СССР, 113, 1013, 1957; 120, 734, 1958.
2. *Г. А. Гурзадян*, Вопросы космогонии, VI, 1958; Сообщ. Бюраканской обсерв., 25, 1958.
3. *Г. А. Гурзадян*, Сообщ. Бюраканской обсерв., 24, 1958.

4. *Г. М. Гарибян* и *И. И. Гольдман*, Изв. АН АрмССР, серия ФМЕТ наук. VII, 31, 1954.
5. *L. Aller*, Gaseous Nebulae, London (1956).
6. *Г. А. Гурзадян*, Сообщ. Бюраканской обсерв., 26, 1959.
7. *T. Page*, PASP, 63, 142, 1951.
8. *I. Duncan*, Ap. J., 86, 496, 1937.

М. А. Аракелян

ЗАМЕЧАНИЯ О ФОТОМЕТРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ U, B, V

В ряде случаев оказывается необходимым производить оценки распределения энергии в непрерывных спектрах тех или иных звезд по результатам многоцветной колориметрии или же, наоборот, оценивать показатели цвета в той или иной системе по заданному распределению энергии в непрерывном спектре. В связи с этим представляют значительный интерес уравнения, связывающие отношения абсолютных количеств энергии, фиксируемых фотометрической системой на тех или иных спектральных участках, с соответствующими показателями цвета. Естественно, что в этом смысле особенно интересна фотометрическая система U, B, V Г. Джонсона и В. Моргана [1, 2], получившая в последние годы широкое распространение, обусловленное рядом общеизвестных достоинств.

Хотя в работе Джонсона и Моргана [1] соответствующие уравнения и выведены, однако имеются основания полагать, что они недостаточно точны для тех кривых чувствительности, которые приведены ими для характеристики этой фотометрической системы. Поэтому в настоящей заметке сделана попытка получения этих уравнений независимым путем.

Воспользуемся следующими обозначениями, введенными Джонсоном и Морганом [1]:

C_y — наблюдаемый синий-желтый показатель цвета, выведенный за земную атмосферу.

C_u — наблюдаемый ультрафиолетовый-синий показатель цвета, выведенный за земную атмосферу.

V — звездная величина, наблюдаемая при использовании желтого фильтра, выведенная за земную атмосферу.

B — звездная величина, наблюдаемая при использовании синего фильтра, выведенная за земную атмосферу и включающая поправку нуль-пункта, удовлетворяющую условию

$$B - V = 0$$

для звезд класса A0 главной последовательности.

U — звездная величина, наблюдаемая при использовании ультрафиолетового фильтра, выведенная за земную атмосферу и включающая поправку нуль-пункта, удовлетворяющую условию

$$U - B = 0$$

для звезд класса A0 главной последовательности.

Из существа этих определений следует, что C_y и C_u соответственно равны:

$$C_y = -2.5 \lg \frac{\int I(\lambda) B(\lambda) d\lambda}{\int I(\lambda) V(\lambda) d\lambda}, \quad (1)$$

$$C_u = -2.5 \lg \frac{\int I(\lambda) U(\lambda) d\lambda}{\int I(\lambda) B(\lambda) d\lambda}, \quad (2)$$

где $I(\lambda)$ — распределение энергии в спектре данной звезды, а $V(\lambda)$, $B(\lambda)$, $U(\lambda)$ — кривые спектральной чувствительности системы. Результирующие данные о спектральной чувствительности аппаратуры (исключая, согласно Джонсону, только лишь два алюминированных зеркала) приведены в [2] и [3]. Здесь мы напомним только, что, согласно [2], эффективные длины волн этой системы равны соответственно 5550, 4350 и 3550A.

В [1] приведены следующие уравнения, связывающие C_y и C_u с соответствующими показателями цвета:

$$B - V = C_y + 1.040, \quad (3)$$

$$U - B = C_u - 1.120. \quad (4)$$

Очевидно, что по самому определению показателей цвета постоянные, приведенные в правых частях уравнений (3) и (4), равны величинам C_y и C_u, соответствующим звездам типа A0.

Мы попытаемся получить зависимости между показателями цвета и величинами C_y и C_u на основании данных о распределении энергии в спектрах некоторых достаточно детально изученных звезд, сопоставляя вычисленные значения C_y и C_u с их наблюдаемыми показателями цвета. Работа проведена на основании спектрофотометрических и колориметрических данных о следующих звездах:

1. S Единорога. Спектр —O7. Звезда является стандартом спектрофотометрических исследований французских астрофизиков и тщательно исследована. Согласно Л. Диван [4], непрерывный спектр звезды характеризуется следующими параметрами:

$\gamma_1 = 0.73$ ($T_1 = 30\,000$); $\gamma_2 = 0.54$ ($T_2 = 35\,000$); $D = +0.042$.

Данные о показателях цвета S Единорога в системе U, B, V взяты нами из работы В. Хилтнера и Г. Джонсона [5].

2. Средние данные о звездах класса B3V.
3. " " " " " B5V.
4. " " " " " B8V.
5. " " " " " B9V.
6. " " " " " A0V.

Распределение энергии в непрерывных спектрах звезд типов B3V — A0V было построено В. Б. Никоновым на основе результатов спектрофотометрических наблюдений Д. Барбье и Д. Шалонжа с учетом депрессии непрерывного спектра, обусловленной слиянием бальмеровских линий поглощения. Соответствующие данные взяты нами из табл. 16 работы В. Б. Никонова [6]. Для этих звезд нами использованы средние показатели цвета, приведенные в работе Джонсона и Моргана [1].

7. Солнце. Распределение энергии в непрерывном спектре Солнца взято нами из работы Э. Петтита [7]. Показатель цвета B—V Солнца, согласно Е. К. Никоновой [8], равен $+0^m.74$. Величина U — B нам, к сожалению, неизвестна; мы приняли ее равной среднему значению для звезд типа G2V: $U - B = +0^m.16$.

Вычисленные нами величины C_y и C_u для всех перечисленных звезд вместе с наблюдаемыми показателями цве-

та и показателями цвета, вычисленными по формулам (3) и (4) соответственно, приведены в таблице. Расхождение между вычисленными и наблюдаемыми показателями цвета U—B очевидно, между тем как расхождение для B—V незна-

Спектр	O7	B3V	B5V	B8V	B9V	A0V	G2V	T=∞
C_y	—1.28	—1.20	—1.19	- 1.14	- 1.11	—1.08	—0.34	—1.42
(B—V)наблюд. . .	—0.25	—0.20	—0.16	—0.09	- 0.05	0.00	+ 0.74	—
(B—V)вычисл. . .	—0.24	—0.16	—0.17	0.10	—0.07	—0.04	+ 0.70	—0.38
C_u	—0.40	— 0.01	+0.14	+0 34	+0.54	+0.74	+1.05	—0.65
(U—B)наблюд. . .	—1.06	—0.71	—0.56	—0.29	—0.16	0.00	+0.16	—
(U— B)вычисл. . .	—1.52	—1.13	—0.98	- 0.78	—0.58	—0.38	—0.07	—1.77

чительно. В последнем столбце таблицы приведены данные, соответствующие черному излучению бесконечно большой температуры.

Зависимости между вычисленными величинами C_y и C_u и наблюдаемыми показателями цвета B—V и U—B иллюстрируются соответственно рис. 1 и 2. Как видно из

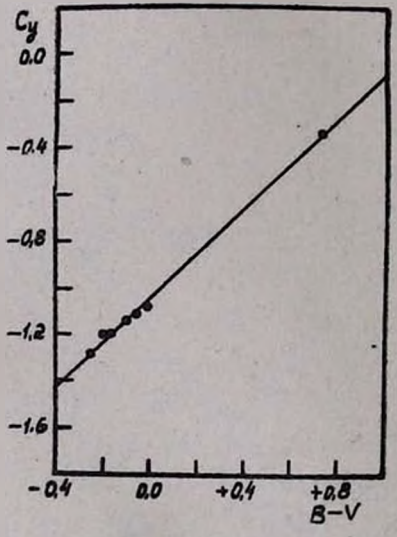


Рис. 1.

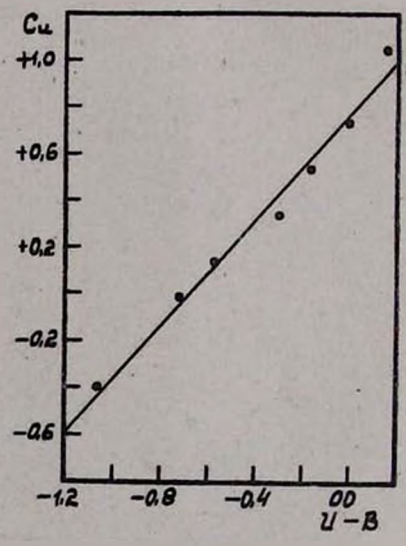


Рис. 2.

рисунков, в исследованных интервалах соответствующих показателей цвета эти зависимости примерно прямолинейные. Решение способом наименьших квадратов привело к следующим уравнениям:

$$C_y = 0.942\ (B-V) - 1.047 \quad (5)$$
$$\pm 0.027 \qquad \pm 0.008$$

$$C_u = 1.126\ (U-B) + 0.764 \quad (6)$$
$$\pm 0.067 \qquad \pm 0.041$$

Ошибки — средние квадратичные.

Уравнение (5) достаточно близко к соответствующему уравнению, приведенному в работе Джонсона и Моргана. Незначительное различие этих уравнений можно рассматривать как следствие недостаточной точности использованных нами данных о распределении энергии в спектрах звезд или об их показателях цвета. В частности, уменьшение показателя цвета B — V Солнца всего лишь на $0^m.05$ приводит к полному совпадению уравнения (5) с уравнением (3). Однако ошибки такого рода едва ли настолько велики, чтобы объяснить резкое различие между уравнениями (4) и (6). С другой стороны, возможное влияние эффекта Форбса также не в состоянии объяснить полученное расхождение, особенно если учесть тщательность методики получения внеатмосферных цветовых эквивалентов.

Единственным приемлемым объяснением указанного выше расхождения является неточность приведенных в [2] и [3] кривых спектральной чувствительности аппаратуры, что может иметь место в случае, если при получении этих кривых авторами не учтен какой-либо элемент оптической системы, использованный в дальнейшем при наблюдениях. Заметим, что уравнение (6) совпадает с уравнением (4), если предположить, что в систему введена линза, характеризуемая оптическими параметрами увиоля.

Из всего изложенного следует, что фотометрическая система U, B, V не характеризуется спектральной чувствительностью аппаратуры, приведенной в [2] и [3]. Для перехода к системе, характеризуемой такой спектральной чувствительностью, необходимо, очевидно, увеличить показатели цвета U — B, приведенные Джонсоном и Морганом, в

1.13 раз. Имеющиеся же показатели цвета соответствуют несколько иной фотометрической системе. Эффективная длина волны U в имеющейся системе равна примерно 3600A, а интегральная чувствительность в этих лучах примерно на одну четверть меньше, чем получается по соответствующей кривой, приведенной в [2] и [3].

М. А. АРАКЕЛЯН

ДИТОЛЮТОЮННЕР U, B, V ФОТОМЕТРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Аннотация

U, B, V системի գույնի ցուցիչների և համապատասխան սպեկտրալ տիրույթներում գրանցվող էներգիաների բացարձակ քանակությունների հարաբերությունների կապը բնորոշելու համար Джонсоնի և Մորգանի աշխատանքում բերված են (3) և (4) հավասարումները։ Ներկա աշխատանքում փորձ է արվել անկախ ճանապարհով ստանալ այդ հավասարումները՝ օգտագործելով մի շարք լավ ուսումնասիրված աստղերի գույնի ցուցիչները U, B, V սիստեմում, նրանց սպեկտրներում էներգիայի բաշխումը և այդ սիստեմի սպեկտրալ զգայնության կորերը։ Աղյուսակ 1-ում բերված են էներգիաների վերոհիշյալ հարաբերությունները, նրանց միջոցով հաշված գույնի ցուցիչները և դիտված գույնի ցուցիչները։ Ինչպես երևում է դիտված և հաշված U—B գույնի ցուցիչների միջև գոյություն ունի զգալի սիստեմատիկ տարբերություն։ Համապատասխան տվյալները տեղադրված են նկ. նկ. 1-ում և 2-ում։ Այդ տվյալների լուծումը փոքրագույն քառակուսիների մեթոդով (3) և (4) հավասարումների փոխարեն բերում է (5) և (6) հավասարումներին։ (3) և (5) հավասարումների գործակիցները գրեթե միևնույնն են։ Սակայն (4) և (6) հավասարումները խիստ տարբերվում են իրարից։ Այդպիսի տարբերությունը կարող է լինել միայն ուլտրամանուշակագույն սպեկտրալ զգայնության կորի անճշտության հետևանք։ Այդ կորի էֆեկտիվ ալիքային երկայնությունը ստացվում է մոտ 3600A (Джонсоնի և Մորգանի կողմից տրվող 3550A-ի փոխարեն), իսկ նրա ինտեգրալ զգայնությունը մեկ քառորդով ավելի փոքր է, քան այն տրվում է հիշյալ հեղինակների կողմից։

ЛИТЕРАТУРА

1. *H. L. Johnson, W. W. Morgan.* Ap. J., 117, 313, 1953.
2. *H. L. Johnson.* Ann. d'Ap., 18, 292, 1955.
3. *H. L. Johnson, W. W. Morgan.* Ap. J., 114, 522, 1951.
4. *L. Divan.* J. des Observateurs, 37, 93, 1955.
5. *W. A. Hiltner, H. L. Johnson.* Ap. J., 124, 367, 1956.
6. *В. Б. Никонов.* Бюллетень Абастуманской астрофизической обсерватории, 14, 1953.
7. *E. Pettit.* Ap. J., 91, 159, 1940.
8. *Е. К. Никонова.* Известия Крымской астрофизической обсерватории, 12, 56, 1951.

Л. В. Мирзоян и Э. Е. Хачикян

ИССЛЕДОВАНИЕ КОМЕТЫ МРКОСА (1957 d). I

О ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕЧЕНИЯ КОМЕТЫ

Последние десятилетия были крайне бедны яркими кометами, что и обусловило отсутствие работ по детальному исследованию физической природы этих объектов.

Появление в 1957 г. ярких комет Аренда-Ролланда и Мркоса значительно восполнило этот пробел. Уже опубликован ряд работ, посвященных их физическому исследованию. Эти работы несомненно будут стимулировать новые теоретические исследования и послужат основой для проверки существующих теорий.

В августе 1957 г. нами были выполнены наблюдения кометы Мркоса на 8—12″ камере Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории АН Армянской ССР для ее поляриметрического и фотометрического исследования. Весь полученный материал описан в нашем предварительном сообщении [1].

В настоящем сообщении приводятся результаты поляриметрического исследования кометы Мркоса по двум сериям наблюдений (17 и 21 августа). Каждая серия состоит из трех наблюдений, выполненных при трех положениях поляроида, отличающихся друг от друга на 60°. Поляроид был установлен перед фотографической пластинкой за линзой Пиацци-Смита. Фотографии были получены без фильтра на пластинках Кодак ОаО. Поляриметрическое исследование относится к спектральной области $\lambda\lambda$ 3700—4800. Сведения о двух сериях поляриметрических наблюдений приведены в табл. 1.

Все пластинки были фотометрически стандартизованы с помощью шкал, отпечатанных на трубочном фотометре.

Таблица 1

Наблюдательный материал

Серия	Дата	Средний момент наблюдения (Вс. Вр.)	Продолжительность (в мин.)
I	17 августа	17^h35^m	10
I	17 »	17 53	10
I	17 »	18 11	10
II	21 »	17 30	7
II	21 »	17 50	7
II	21 »	18 05	7

Фотометрическая обработка произведена на микрофотометре „Шнелл" фирмы Цейсс. Во избежание значительных ошибок в определении степени и плоскости поляризации, возникающих вследствие возможных погрешностей, связанных с неточным отождествлением данной области кометы на всех трех пластинках одной серии, а также в связи с гидировкой по ядру, мы сочли целесообразным использовать диафрагму сравнительно больших размеров. Диаметр использованной круглой диафрагмы 5 *мм*, что на пластинке соответствует 0.25 *мм* или в угловых единицах $\simeq 51''$. Естественно, что это лишало возможности более детального исследования поляризации излучения кометы.

Ориентация на пластинке производилась с помощью центра ядра кометы и двух опорных звезд, определяющих направление фотометрических разрезов при измерениях. За центр ядра на всех пластинках принята область с максимальным почернением.

Поскольку снимки одной и той же серии были получены на разных зенитных расстояниях, то внесена соответствующая поправка для приведения всех наблюдений к одинаковому зенитному расстоянию по известной формуле:

$$\Delta \lg I = [F(z_1) - F(z_2)] \lg p_\lambda, \qquad (1)$$

где $\Delta \lg l$ — требуемая поправка, $F(z_1)$ и $F(z_2)$ — воздушные массы на зенитных расстояниях z_1 и z_2, а p_λ — коэффициент прозрачности земной атмосферы.

Несмотря на малые разности в зенитных расстояниях, поправки за атмосферное поглощение значительные, так как комета фотографировалась на зенитных расстояниях, превышающих 70°. Значения $F(z)$ были взяты из таблиц Бемпорада [2], а величина p_λ заимствована из [3]. Эффективная длина волны для наших наблюдений была принята равной 4400 А. Центры измеряемых областей вдоль разрезов были удалены друг от друга на 0,1 *мм*, что в 2.5 раза меньше диаметра использованной диафрагмы.

Для всех областей на каждом снимке кометы поправки $\Delta \lg l$ приняты одинаковыми и равными соответствующей поправке для центра ядра, то есть не принята во внимание протяженность кометы. Однако это обстоятельство не может существенным образом сказаться на результатах измерений, поскольку расстояние наиболее удаленных областей кометы от центра ядра, для которых была измерена поляризация, не превышает для обеих серий 18′. Учет протяженности кометы в этом случае, как показывают расчеты, должен систематически несколько увеличивать степень поляризации с удалением от ядра в направлении к ее хвосту. Результаты определения поляризации свечения кометы, полученные нами посредством известных формул [4], приведены в табл. 2 и 3 в приложении. В этих таблицах для каждой измеренной области даются: степень поляризации в процентах — p и позиционный угол плоскости преимущественных колебаний электрического вектора — θ, а также относительные прямоугольные координаты центра*.

Данные этих таблиц графически представлены на рис. 1 и 2. На этих рисунках длина штрихов соответствует величине поляризации, а направление штриха указывает на ориентацию электрического вектора.

---

* Вследствие смещения кометы относительно звезд, позиционные углы направлений фотометрических разрезов, а следовательно и прямоугольные системы координат, для двух серий наблюдений различны.

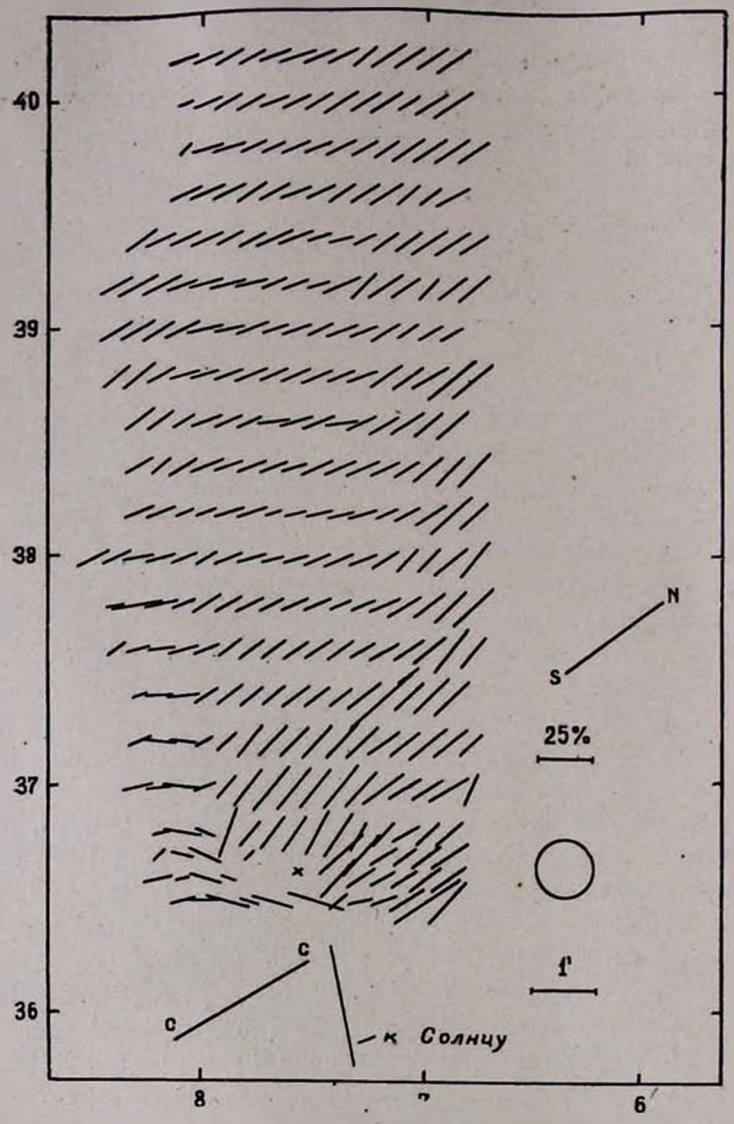


Рис. 1. Поляризация свечения кометы Мркоса 17 августа 1957 года. Окружность показывает относительные размеры использованной диафрагмы, а линия *cc* ориентацию плоскости преимущественных колебаний, усредненная по всем измеренным областям. Масштабы снимка и степени поляризации даны на рисунке.

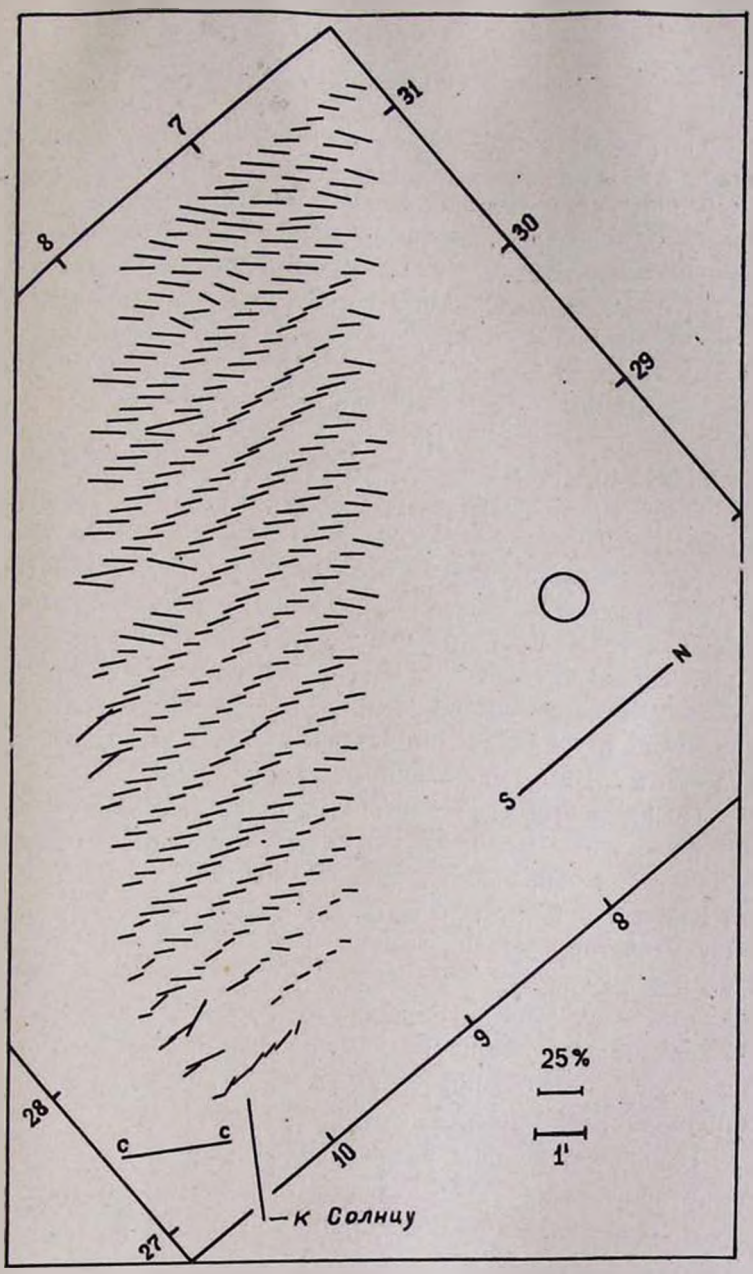


Рис. 2. Поляризация свечения кометы Мркоса 21 августа 1957 года. Окружность показывает относительные размеры использованной диафрагмы, а линия *cc* ориентацию плоскости преимущественных колебаний, усредненная по всем измеренным областям. Масштабы снимка и степени поляризации даны на рисунке.

На рисунках для сравнения приведены также направление на Солнце, ориентация плоскости преимущественных колебаний, усредненная по всем областям, размеры использованной диафрагмы и масштаб для степени поляризации.

Позиционный угол радиуса-вектора комета—Солнце вычислен по легко получаемой из сферического треугольника Солнце — полюс — комета формуле:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\sin(\alpha_\odot - \alpha_к)}{\operatorname{tg}\delta_\odot \cos\delta_к - \cos(\alpha_\odot - \alpha_к)\sin\delta_к},$$

где индекс „к" соответствует комете.

Полученные результаты позволяют сделать некоторые выводы.

Прежде всего следует отметить, что арифметическое среднее степени поляризации свечения кометы для всех измеренных точек почти не изменилось от серии к серии. Для первой серии оно равно 14.0%, а для второй — 16.0%.

Рассмотрение графиков приводит к выводу о существовании слабой тенденции возрастания степени поляризации, в среднем, к краям изображения кометы.

Позиционный угол плоскости поляризации не показывает резких изменений вдоль изображения кометы. Для соседних точек направления этой плоскости очень близки, при чем направления эти, в среднем, почти перпендикулярны радиусу-вектору, соединяющему ядро кометы с Солнцем, т. е. $\vartheta - \varphi \simeq 90°$.

Так, например, по первой серии наблюдений усредненное значение позиционного угла плоскости преимущественных колебаний: $\bar{\vartheta} = 146°$, в то время как позиционный угол радиуса-вектора комета — Солнце $\varphi = 55°$.

Несколько больше разность этих величин по наблюдениям второй серии. В этом случае мы имеем: $\bar{\vartheta} = 174°$ и $\varphi = 66°$.

Среднеквадратичное отклонение позиционного угла, соответствующего плоскости поляризации для данной области от вышеприведенных позиционных углов, усредненных для всех измеренных областей, вычислено по формуле:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\Sigma (\vartheta_к - \bar{\vartheta})^2}{n}},$$

где n — число измеренных областей. Это отклонение составляет соответственно $\simeq 14$ и ~ 15 для первой и второй серий наблюдений.

При рассмотрении приведенных выше выводов следует учесть влияние следующих возможных ошибок.

В ряде случаев наблюдаются довольно быстрые изменения яркости кометы как между экспозициями, так и в течение данной экспозиции. Эти изменения яркости кометы вообще должны сказаться на результатах поляриметрических измерений. Однако в исследованных нами случаях быстрые изменения яркости кометы или отсутствовали, или скорее всего были незначительными по величине. Об этом свидетельствует сравнение фотографий кометы, полученных при различных положениях поляроида. Правда, по яркости они значительно отличаются друг от друга вследствие поляризации, в среднем равномерной, а также различия в соответствующих зенитных расстояниях. Однако существенные локальные изменения в них отсутствуют.

Другим не менее важным источником ошибок в нашем случае может быть неточный учет атмосферного поглощения. Для контроля мы на пластинках, использованных для поляриметрического исследования кометы, получили оценки звездных величин ряда звезд, непосредственно окружающих комету.

За время наших наблюдений гидировка велась по ядру кометы. Последнее имеет заметную протяженность, что снижало качество гидировки. Поэтому в дугообразных изображениях звезд на пластинках распределение почернений получилось довольно неравномерным. Это обстоятельство значительно уменьшает точность наших оценок звездных величин.

Сравнительно удачные, в этом смысле, изображения звезд имеются на снимках, полученных 21 августа. По этим изображениям были оценены величины звезд. Поскольку для звезд поляризацией излучения, в среднем, можно пре-

небречь, то их яркости на фотографиях, полученных при различных ориентациях поляроида, можно считать неизменными. Понятно, что при справедливости этого допущения наблюдаемые различия в их яркостях должны быть обусловлены только различием в величине атмосферного поглощения, вызванного изменением среднего зенитного расстояния звезд. Таким образом, при точном учете атмосферной экстинкции внеатмосферные величины данной звезды, соответствующие различным зенитным расстояниям, должны быть одинаковыми.

Подсчеты показали, что поправки, требуемые для выравнивания определенных нами величин, систематически меньше вычисленных по формуле (1) поправок за атмосферное поглощение. При этом оказалось, что разность между этими поправками медленно растет вместе с разностью между зенитными расстояниями. Во всех случаях введение в наши исходные данные новых поправок, полученных способом выравнивания звездных величин, приводило к увеличению поляризации свечения кометы и к некоторому повороту плоскости поляризации*. Вместе с тем оказалось, что учет этих поправок может лишь уменьшить относительные интенсивности не более чем на 20% при втором положении поляроида и на 35% при третьем положении поляроида. Эти изменения соответствуют увеличению усредненной степени поляризации свечения кометы Мркоса до 25% и уменьшению позиционного угла усредненной плоскости преимущественных колебаний электрического вектора на 30°, т. е. приводит к значению $\bar{\theta} = 144°$. Напомним, что позиционный угол перпендикуляра к радиусу-вектору комета — Солнце: $\varphi + 90° = 156°$.

Таким образом, следует считать, что приведенные на рис. 2 и в табл. 3 значения p являются минимальными и *учет вышеуказанного эффекта может только увеличивать степень поляризации свечения кометы Мркоса.*

---

* Следует указать, что подобное явление наблюдалось Ю. Н. Липским [5] при электрополяриметрических наблюдениях кометы Мркоса, в тех случаях, когда поляризация фона становилась существенной (у горизонта). Возможно, что и в нашем случае вышеуказанный эффект обусловлен поляризацией фона.

Вполне понятно, что приведенные выше рассуждения полностью относятся и к наблюдениям 17 августа, причем соответствующие расчеты показывают, что в этом случае средняя степень поляризации свечения кометы должна возрасти до 30%, а усредненный позиционный угол плоскости поляризации уменьшится до $\bar{\theta} = 133°$ (в этом случае $\varphi + 90° = 145°$).

Примечателен тот факт, что по этим, по-видимому, предельным данным, отклонение усредненного позиционного угла плоскости преимущественных колебаний электрического вектора ($\bar{\theta}$) от позиционного угла перпендикуляра к радиусу вектору ($\varphi + 90°$), в обоих случаях, не превышает 15° и направлено в одну и ту же сторону.

Тем не менее в обоих случаях намечаются локального характера отклонения от общего хода для направления плоскости поляризации, например в области у южного края кометы.

Обращает на себя внимание также наличие сравнительно сильной поляризации по наблюдениям 17 августа у восточной области ядра кометы.

Наконец, как видно из графиков, поляризация для точек, расположенных в направлении от ядра к Солнцу, в обоих случаях заметно отличается от поляризации для точек в противоположной стороне от ядра как по ориентации плоскости поляризации, так и, по-видимому, по величине. Следует указать, что аналогичный результат ранее был получен Элвиус [6].

Как показывает сопоставление графиков со снимками кометы Мркоса, ориентация плоскости поляризации в исследованных нами двух случаях, по-видимому, каким-то образом коррелирует с направлением истечения материи из ядра. В частности, отклонения от общего хода, отмеченные выше, наблюдаются в тех областях, где имеются мощные струи материи, истекающей из наиболее яркой части ядра.

При рассмотрении вышеизложенных результатов следует учесть также следующие наблюдательные факты.

По электрофотометрическим наблюдениям Ю. Н. Липского [5] положения плоскости поляризации свечения коме-

ты Мркоса при фотографировании через различные фильтры не совпадают между собой.

При наблюдениях без фильтра эти различия в ориентации плоскости поляризации, естественно, должны привести к уменьшению результирующей степени поляризации. Некоторое уменьшение степени поляризации должно наблюдаться также и при увеличении размеров диафрагмы.

Небезынтересно отметить, что по наблюдениям Элвиус [6] систематические различия в характере и величине поляризации в различных частях кометы Мркоса в период 4—10 августа не наблюдались. Степень поляризации (грубое среднее для предварительных измерений) достигала 25%.

В заключение отметим, что по своей природе поляризация кометы Мркоса несколько напоминает поляризацию комет Параскевопулоса [7] и Аренда-Ролланда [8].

В поляризации свечения кометы Мркоса значительную роль, по-видимому, играют как процессы диффузного рассеяния излучения Солнца на пылевых частицах, так и, по всей вероятности, процессы флюоресценции [7, 9].

Разделение влияний этих процессов на поляризацию свечения кометы Мркоса, вероятно, можно будет выполнить в будущем на основе сопоставления результатов поляриметрического, спектрофотометрического и фотометрического исследований этой кометы.

Լ. Վ. ՄԻՐԶՈՅԱՆ, Է. Ե. ԽԱՉԻԿՅԱՆ

ՄՐԿՈՍԻ (1957d) ԳԻՍԱՎԼՈՐԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆ. I. ԳԻՍԱՎԼՈՐԻ ԼՈՒՍԱՐՁԱԿՄԱՆ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո փ ո ւ մ

1957 թ. օգոստոսի 17-ին և 21-ին Բյուրականի աստղադիտարանի 8—12″ Շմիդտի սիստեմի դիտակով ստացված երկու սերիա լուսանկարների վրա կատարված է գիսավորի լուսարձակման բևեռաչափական հետազոտություն։ Ցուրաքանչյուր սերիայի դեպքում գիսավորի լուսանկարները հաջորդաբար ստացված են բևեռացուցիչի երեք, իրարից 60° տարբերվող, դիրքերի համար

Դիտումների վերաբերյալ տվյալները բերված են № 1 աղյուսակում։ Լուսանկարների լուսաչափական մշակումը կատարվել է «Շնեյլ» միկրոֆոտոմետրի օգնությամբ։ Օգտագործված է 5 մմ տրամագծով շրջանաձև դիաֆրագմա (թիթեղի վրա կտրում է 51" տրամագծով շրջան)։ Չափումների արդյունքները շտկված են մթնոլորտի դիֆերենցիալ կլանման համար։ Չափված յուրաքանչյուր տիրույթի համար որոշված են բևեռացման աստիճանը — p և էլեկտրական վեկտորի առավելագույն տատանումների հարթության (բևեռացման հարթության) դիրքի անկյունը — θ հայտնի բանաձևերի օգնությամբ [4]։ Յուրաքանչյուր սերիայի համար չափված է փոխադարձաբար իրար ծածկող 300—400 տիրույթ։ Ստացված արդյունքները (p, θ) այդ տիրույթների կենտրոնների ուղղագիծ կոորդինատների հետ միասին բերված են հավելվածում (աղյուսակ 2 և 3) և ներկայացված են գրաֆիկորեն (նկ. 1 և 2)։

Բևեռացման աստիճանի և բևեռացման հարթության դիրքի անկյան մեծության թվաբանական միջինները՝ $\bar{p}$, $\bar{\theta}$ բոլոր չափված տիրույթների համար համապատասխանաբար հավասար են $\bar{p}=14\%$ և $\bar{\theta}=146^\circ$ (I սերիա) և $\bar{p}=16\%$ և $\bar{\theta}=174^\circ$ (II սերիա)։ θ-ն երկու սերիայի դեպքում էլ, մեծ մասամբ, ցույց չի տալիս կտրուկ փոփոխություններ և հարևան տիրույթների համար գրեթե նույնն է։ Միաժամանակ բևեռացման հարթության ուղղությունը, միջին իմաստով, ուղղահայաց է Արեգակ — գիսավոր շառավիղ-վեկտորին։

Հոդվածում բերված են որոշ նախնական եզրակացություններ Մրկոսի գիսավորի լուսարձակման բևեռացման մասին։

Մասնավորապես նշվում է, որ գիսավորի միջուկից դեպի Արեգակը և դեպի դեմը ընկած մասերում լույսի բևեռացման հարթության ուղղության և միջուկից դուրս եկող շիթերի դասավորության միջև դիտվում է կոռելյացիոն կապ։

Քննարկված են նաև սխալների մի քանի աղբյուրներ և գնահատված է նրանց հնարավոր ազդեցությունը ստացված արդյունքների վրա։ Ցույց է տրված, օրինակ, որ մթնոլորտի դիֆերենցիալ կլանման հաշվառման հնարավոր սխալները կարող էին միայն փոքրացնել p-ն և մեծացնել θ-ն։ Այս սխալների մոտավոր հաշվառումը հանգեցնում է հետևյալ արդյունքներին՝ $\bar{p}=30\%$, $\bar{\theta}=133^\circ$ (I սերիա) և $\bar{p}=25\%$, $\bar{\theta}=144^\circ$ (I սերիա)։

Таблица 2

Результаты первой серии наблюдений (17 августа 1957)
(координаты центра ядра кометы: y = 27.57; x = 10.0)

y	x	*p*	θ	y	x	*p*	θ	y	x	*p*	θ
27.4	9.5*	—	—	28.2	8.7	10	131	28.6	.5	14	146
	.6*	—	—		.8	10	150		.6	16	145
	.7	8	27		.9	9	163		.7	14	144
	.8	13	27		9.0	8	151		.8	9	141
	.9	10	9		.1	13	145		.9	8	152
	10.0	14	11		.2	16	152	28.8	8.2	12	139
	.1	18	0		.3	13	154		.3	13	157
	.2	14	15		.4	14	152		.4	18	148
	.3	6	163		.5	14	152		.5	10	153
27.6	9.2	7	136		.6	11	151		.6	9	149
	.3	7	170		.7	10	150		.7	10	161
	.4	5	166		.8	10	142		.8	11	174
	.5	5	169		.9	16	138		.9	8	164
	.6	8	164		10.0	13	150		9.0	11	160
	9 7	7	165		.1	9	176		.1	13	157
	10.2	24	165		.2	10	168		2	11	149
	.3	12	173	28.4	8.5	10	137		.3	10	152
27.8	9.0	8	136		.6	10	140		.4	7	152
	.1	7	164		.7	9	142		.5	12	142
	.2	5	168		.8	9	146		.6	13	142
	.3*	—	—		.9	12	146		,7	9	142
	.4	12	152		9.0	14	148		.8	11	145
	.5	11	133		.1	26	142	29.0	7.9	17	123
	.6	5	150		.2	16	152		8.0	17	128
	.7	11	176		.3	14	157		.1	15	137
	.8	13	170		.4	16	155		.2	20	147
	10·1	24	17		.5	15	150		.3	12	145
	.2	20	175		.6	15	152		.4	9	142
	.3	14	175		.7	16	147		.5	11	141
28.0	8.8	6	147		.8	21	142		.6	13	156
	.9	7	144		.9	16	146		.7	8	162
	9.0	7	141		10.0	12	162		.8	10	154
	.1	9	144		.1	7	152		.9	7	149
	.2	12	148	28.6	8 3	12	151		9.0	11	145
	.3	16	144		.4	11	149		.1	11	142
	.4	9	139		.5	10	154		.2	10	147
	.5	14	145		.6	7	150		.3	11	145
	.6	10	154		.7	8	141		.4	13	143
	.7	8	170		.8	8	152		.5	15	147
	.8	10	169		.9	9	161		.6	15	153
	.9	5	136		9.0	9	151		.7	11	156
	10.0	16	139		.1	11	155	29.2	7.7	17	127
	.1	17	155		.2	13	152		.8	13	139
	.2	11	179		.3	14	149		.9	11	137
	.3	8	152		.4	14	151		8.0	14	144

* $p > 5\%$.

Продолжение табл. 2

y	x	p	θ	y	x	p	θ	y	x	p	θ
29.2	.1	13	141	29.6	.8	18	129	30.2	.1	15	136
	.2	12	140		.9	26	124		.2	15	139
	.3	12	145		9.0	25	126		.3	15	146
	.4	11	154		.1	12	134		.4	15	148
	.5	12	155		.2	14	151		.5	18	143
	.6	11	160		.3	10	154		.6	19	142
	.7	9	156	29.8	7.3	19	139		.7	21	138
	.8	6	143		.4	16	142		.8	19	137
	.9	8	143		.5	14	142	30.4	6.7	13	128
	9.0	9	144		.6	14	143		.8	14	141
	.1	8	139		.7	9	149		.9	13	159
	.2	9	140		.8	14	150		7.0	11	159
	.3	12	138		.9	13	154		.1	11	162
	.4	15	147		8.0	14	161		.2	15	165
	.5	18	159		.1	14	154		.3	13	156
	.6	23	177		.2	15	159		.4	15	143
29.4	7.5	17	129		.3	15	152		.5	16	143
	.6	15	132		.4	14	148		.6	16	139
	.7	16	139		.5	14	141		.7	18	133
	.8	15	146		8.6	29	123		.8	14	145
	.9	15	146	30.0	7.1	19	128		7.9	13	142
	8.0	12	137		.2	17	146		8.0	14	136
	.1	9	150		.3	16	151		.1	35	150
	.2	11	153		.4	13	156		.2	19	134
	.3	10	149		.5	13	161		.3	20	139
	.4	13	155		.6	13	160		.4	17	139
	.5	15	158		.7	8	161		.5	18	136
	.6	13	157		.8	16	163		.6	20	134
	.7	10	145		.9	17	162	30.6	6.7	15	137
	.8	9	136		8.0	13	154		.8	14	140
	.9	9	150		.1	12	144		.9	18	136
	9.0	12	154		.2	14	142		7.0	20	133
	1	11	149		.3	13	149		.1	19	135
	.2	14	155		.4	13	155		.2	16	136
	.3	17	152		.5	15	148		.3	17	134
	.4	18	163		.6	17	144		.4	14	136
	.5	27	0		.7	17	135		.5	21	139
29.6	7.3	15	133		.8	19	134		.6	19	140
	4	13	141		.9	28	147		.7	15	142
	.5	12	140		9.0	22	130		.8	13	146
	.6	14	136	30.2	6.9	20	126		.9	15	133
	.7	15	144		7.0	12	147		8.0	17	138
	.8	14	148		.1	9	151		1	17	136
	.9	18	142		.2	11	162		.2	18	140
	8.0	17	141		.3	9	167		.3	19	141
	.1	15	148		.4	11	165		.4	23	136
	.2	15	152		.5	11	165	30.8	6.4	20	124
	.3	15	152		.6	13	164		.5	16	136
	.4	13	157		.7	14	160		.6	19	126
	.5	12	154		.8	15	164		.7	20	131
	.6	13	149		.9	14	157		.8	18	144
	.7	11	143		8.0	13	148		.9	18	141

Продолжение табл. 2

y	x	p	θ	y	x	p	θ	y	x	p	θ
30.8	7.0	20	135	31.0	.6	17	135	31.2	.3	13	130
	.1	16	135		.7	17	131		.4	8	150
	.2	16	135		.8	14	139		.5	10	147
	.3	10	117		.9	20	135		.6	15	139
	.4	12	114		7.0	22	134		.7	17	139
	.5	14	108		.1	25	130		.8	20	139
	.6	16	145		.2	21	132		.9	24	132
	.7	15	112		.3	20	129		7.0	20	142
	.8	17	133		.4	18	137		.1	23	136
	.9	20	131		.5	16	136		.2	26	128
	8.0	19	134		.6	18	129		.3	17	127
	.1	17	137		.7	16	131		.4	13	138
	.2	24	134		.8	14	134		.5	17	125
31.0	6.3	22	125		.9	15	133		.6	20	132
	.4	16	135	31.2	6.1	15	132		.7	22	139
	.5	16	132		.2	16	132				

Таблица 3

Результаты второй серии наблюдений (21 августа 1957 г.)
(координаты центра ядра кометы: y = 36.64; x = 7.48)

y	x	*p*	θ	y	x	*p*	θ	y	x	*p*	θ
36.5	8	24	11	36.8	8.0	17	134	37.2	6.7	13	9
	6.9	37	179		.1	9	156		.8	18	2
	.0	18	178	36.9	6 9	14	4		.9	22	4
	.1	12	164		7.0	19	179		7.0	19	4
	.2	9	158		.1	20	177		.1	18	1
	.3	11	139		.2	24	14		.2	20	9
	.4	27	130		.3	24	17		.3	21	13
	.6	20	132		.4	21	18		.4	20	14
	.7	8	124		.5	33	18		.5	20	10
	.8	19	132		.6	23	17		.6	18	11
	7.9	15	144		.7	21	17		.7	18	17
	8.0	12	159		.8	13	22		.8	13	7
36.6	6.8	20	0		.9	8	143		.9	8	174
	.9	19	5		8.0	16	138		8.0	12	142
	7.0	16	0		.1	13	156		.1	13	142
	.1	11	173	37.0	6.7	15	31		.2	8	163
	.2	16	0		.8	20	174	37.3	6.7	14	5
	.3	25	12		.9	17	0		.8	24	3
	.7*	—	—		7.0	18	177		.9	24	7
	.8	7	126		.1	22	3		7.0	20	5
	.9	14	133		.2	23	14		.1	20	2
	8.0	7	152		.3	26	17		.2	19	6
	.1	11	154		.4	23	17		.3	16	6
36.7	6.8	19	1		.5	24	18		.4	15	10
	.9	16	3		7.6	25	17		.5	17	10
	7.0	11	179		.7	22	17		.6	18	7
	.1	13	0		.8	15	13		.7	14	10
	.2	23	11		.9	7	161		.8	12	14
	.3	23	9		8.0	17	138		.9	11	173
	.7	6	12		.1	12	152		8.0	37	31
	.8*	—	—		.2	14	157		.1	13	141
	.9	16	123	37.1	6.7	16	13		.2	5	170
	8.0	12	136		.8	12	2	37.4	6.8	22	10
	1	8	9		.9	15	178		.9	21	11
36.8	6.8	16	7		7.0	16	177		7.0	17	9
	.9	13	11		.1	19	3		.1	43	8
	7.0	14	177		.2	22	11		.2	20	2
	.1	16	3		.3	24	17		.3	14	1
	.2	25	14		.4	24	16		.4	14	2
	.3	24	13		.5	23	15		.5	16	3
	.4	22	18		.6	23	15		.6	15	4
	.5	21	24		.7	19	16		.7	14	6
	.6	18	18		.8	17	12		.8	14	3
	.7	15	16		.9	7	170		.9	13	175
	.8	23	35		8.0	11	135		8.0	13	151
	.9	10	125		.1	12	147		.1	12	145
									.2	8	159

* $P < 5\%$.

Продолжение табл. 3

y	x	p	ϑ	y	x	p	ϑ	y	x	p	ϑ
37.5	6.7	21	5	37.8	6.7	27	9	38.2	.2	13	168
	.8	27	9		.8	20	9		8.4*	—	—
	.9	21	10		.9	19	4	38.4	6.7	21	11
	7.0	15	6		7.0	18	177		.8	20	9
	.1	14	176		.1	15	168		.9	17	1
	.2	14	174		.2	12	165		7.0	14	175
	.3	14	176		.3	12	168		.1	15	170
	7.4	16	5		.4	13	167		.2	17	169
	.5	17	0		.5	13	168		.3	16	167
	.6	15	0		.6	12	171		.4	16	169
	.7	15	3		.7	13	169		.5	11	159
	.8	14	179		.8	14	175		.6	14	165
	.9	13	170		.9	16	176		.7	14	164
	8.0	14	157		8.0	12	162		.8	13	160
	.1	15	149		.1	13	155		.9	15	166
	.2	10	154		.2	24	151		8.0	17	176
37.6	6.7	19	9		.3	9	152		.1	13	179
	.8	27	9	38.0	6.7	19	14		.2	13	173
	.9	21	9		.8	19	4	38.6	6.8	20	6
	7.0	16	179		.9	15	9		.9	16	7
	.1	16	173		7.0	14	11		7.0	17	178
	.2	13	174		.1	13	174		.1	16	172
	.3	14	0		.2	13	165		.2	17	167
	.4	14	179		.3	15	166		7.3	17	153
	.5	14	178		.4	14	167		.4	16	165
	.6	14	179		.5	11	161		.5	15	161
	.7	15	1		.6	10	157		.6	14	151
	.8	12	0		.7	14	159		.7	12	163
	.9	11	164		.8	14	164		.8	13	166
	8.0	14	159		.9	12	174		.9	15	162
	.1	12	149		8.0	12	165		8.0	10	172
	.2	9	157		.1	13	160		.1	11	3
	.3	8	0		.2	14	157		.2	18	1
37.7	6.7	27	11		.3	13	168	38.8	6.7	25	6
	.8	20	7		.4	15	172		.8	30	3
	.9	19	4	38.2	6.7	19	9		.9	21	177
	7.0	17	178		.8	26	6		7.0	18	0
	.1	14	173		.9	17	179		.1	16	178
	.2	14	172		7.0	13	174		.2	13	165
	.3	11	173		.1	12	170		.3	15	165
	.4	12	170		.2	13	162		.4	15	167
	.5	12	174		.3	11	162		.5	14	166
	.6	13	172		.4	12	158		.6	14	163
	.7	8	9		.5	11	159		.7	16	166
	.8	14	177		.6	9	163		.8	14	162
	.9	12	170		.7	13	163		.9	12	161
	8.0	12	162		.8	15	161		8.0	12	160
	8.1	12	154		.9	11	163		.1	14	172
	.2	12	154		8.0	11	168		.2	18	2
	.3	8	168		.1	14	165		.3	15	3

* $P < 5\%$.

Продолжение табл. 3

y	x	p	ϑ	y	x	p	ϑ	y	x	p	ϑ
39.0	6.8	12	178	39.4	6.7	15	178	39.8	.2	13	172
	.9	12	177		.8	19	178		.3	15	167
	7.0	14	1		.9	18	0		.4	12	165
	.1	15	176		7.0	17	2		.5	12	168
	.2	13	169		.1	13	179		.6	13	170
	.3	15	165		.2	11	166		.7	13	168
	.4	13	172		.3	11	159		.8	15	160
	.5	12	166		.4	14	164		.9	14	157
	.6	13	162		.5	17	163		8.0	6	3
	.7	15	167		.6	16	168	40.0	6.8	22	1
	.8	15	156		.7	13	173		.9	19	179
	.9	14	155		.8	14	169		7.0	12	5
	8.0	17	169		.9	15	165		.1	15	178
	8.1	15	175		8.0	15	165		.2	15	1
	.2	16	173		.1	17	169		.3	18	179
	.3	17	174		.2	18	179		.4	13	176
39.2	6.7	19	6	39.6	6.8	17	179		.5	13	169
	.8	18	4		.9	13	1		.6	14	166
	.9	14	13		7.0	14	4		.7	13	174
	7.0	15	3		.1	17	176		.8	13	176
	.1	19	179		.2	17	176		.9	13	162
	.2	17	11		.3	15	176		8.0	5	163
	.3	16	168		.4	13	170	40.2	6.8	20	1
	.4	13	162		.5	15	165		.9	18	1
	.5	12	164		.6	16	169		7.0	17	2
	.6	13	166		.7	14	176		.1	19	0
	.7	16	157		.8	14	170		.2	14	7
	.8	15	158		.9	15	164		.3	13	174
	.9	16	158		8.0	15	166		.4	14	167
	8.0	14	164	39.8	6.7	17	3		.5	15	165
	.1	18	169		.8	19	179		.6	15	165
	.2	21	173		.9	18	2		.7	14	174
	.3	15	173		7.0	16	1		.8	15	171
					.1	15	179		.9	11	165
									8.0	12	159

ЛИТЕРАТУРА

1. *Л. В. Мирзоян* и *Э. Е. Хачикян*. Астр. Цирк., № 186, 3, 1957.
2. *В. А. Альбицкий* и др. Курс астрофизики и звездной астрономии, стр. 507, М.—Л., 1951.
3. *Л. В. Мирзоян*, Сообщ. Бюраканской обсерв., 16, 43, 1955.
4. *В. Г. Фесенков*. Астр. журнал, 12, 309, 1935.
5. *Ю. Н. Липский*, Астр. Цирк., № 185, 3, 1957.
6. *A. Elvius*, Stockholms Obs. Meddelande, № 104, 1958.
7. *Y. Öhman*, MN, 99, 624, 1938.
8. *M. K. Vainu Bappu* and *S. D. Sinvhal*, Nature, 180, № 4599, 1410, 1957.
9. *Y. Öhman*, Stockholms Obs. Annaler, 13, № 11, 1941.

Б. Е. Маркарян

ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОТКРЫТЫХ СКОПЛЕНИЙ В ПЛОСКОСТИ ГАЛАКТИКИ

Объекты, составляющие некоторые из плоских подсистем Галактики, как, например, диффузные газовые туманности, звездные ассоциации и весь комплекс сверхгигантов, как известно, проявляют ярко выраженную тенденцию локализации в спиральных рукавах Галактики. В этом отношении поведение остальных подсистем плоской составляющей нельзя считать в достаточной степени ясным. К таким подсистемам относится, в частности, подсистема открытых звездных скоплений.

Еще в 1951 году [1] нами было установлено, что подавляющее большинство скоплений типа О входит в состав О-ассоциаций, откуда следует, что они должны населять спиральные рукава, поскольку последние очерчиваются, главным образом, звездными ассоциациями. Наш вывод в известной степени подтверждается исследованием Уивера [2], посвященном спиральной структуре Галактики, в котором, в частности, рассматривалось распределение 42 скоплений, содержащих звезды ранних спектральных типов.

Однако скопления типа О по многим признакам отличаются от основной массы открытых скоплений, поэтому нельзя без проверки распространить указанную выше особенность их распределения на всю совокупность открытых скоплений.

Для освещения особенностей распределения открытых скоплений нами была произведена классификация почти половины известных, ныне достоверных скоплений в зависимости от спектральных типов их наиболее ярких звезд

и было рассмотрено распределение по отдельным выделенным классам скоплений. Ниже, в таблице, приведено распределение использованных скоплений по классам:

Класс скопления	O	1B	2B	A
Спектр. типы наиболее ярких звезд	O—B0	B1—B2	B3—B6	B8—A
Число скоплений . . .	57	25	30	80

Расстояния скоплений, по которым было получено их распределение, определялись по имеющимся в литературе данным, частично дополненным данными из наших собственных наблюдений. Хотя для большинства скоплений расстояния были определены довольно надежно, тем не менее следует отметить, что часть использованных расстояний обладает небольшой точностью. Однако это обстоятельство, как видно будет дальше, существенно не затрудняет выявление основных особенностей распределения скоплений в плоскости Галактики.

По значениям расстояний и галактических долгот открытых скоплений мы составили карты распределения в проекции на галактическую плоскость для каждого из четырех классов скоплений. Принимая во внимание малость координаты z для подавляющего большинства объектов, мы вдоль радиуса вектора вместо проекций расстояний откладывали сами расстояния.

Полученные таким образом распределения скоплений типов O и 1B оказались весьма сходными; они представлены на рис. 1, где O-скопления обозначены пустыми кружками, а скопления типа 1B — сплошными кружками. Крестиком обозначено положение Солнца. Как видно из этого рисунка, *скопления типов O и 1B очерчивают значительные отрезки трех спиральных рукавов Галактики*, которые совпадают или почти совпадают с таковыми, впервые обнаруженными Морганом и его коллегами [3, 4], а

позднее подтвердившимися в ряде других исследований. Судя по рис. 1, от второго внешнего рукава тянется ветка к

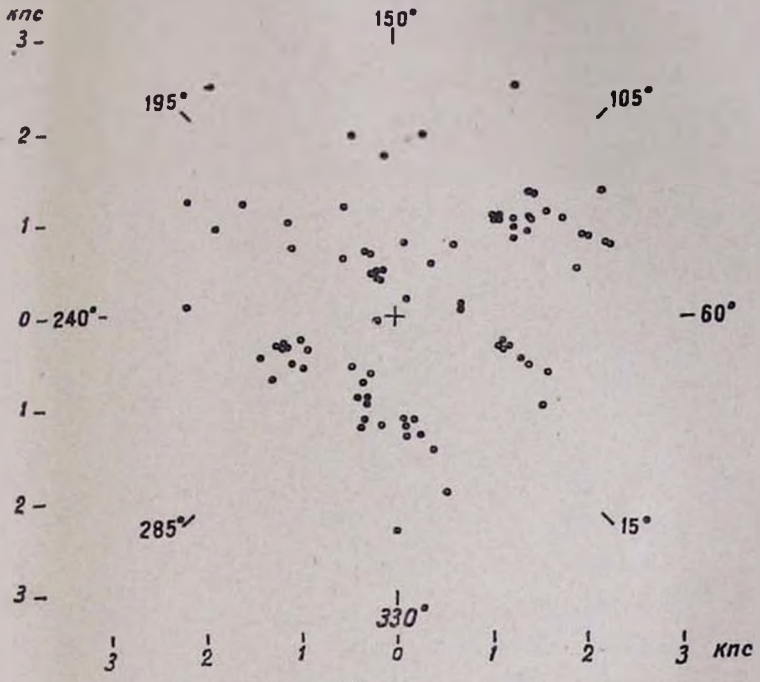


Рис. 1.

первому, от созвездия Кассиопеи к созвездиям Ориона — Единорога. Распределения же скоплений типов А и 2В, представленные на рис. 2 (пустыми кружками обозначены скопления типа А, а сплошными — скопления типа 2В), сильно отличаются по характеру от распределения скоплений типов О и 1В. Распределения скоплений типов А и 2В оставляют впечатление, как будто они избегают спиральных рукавов. Для осторожности можно сказать, что распределение скоплений типов А и 2В безразлично к спиральным рукавам.

Объяснить это ошибками в расстояниях или отсутствием более далеких скоплений на рис. 2 невозможно. Ошибки расстояний, обусловливаемые, в основном, дисперсией светимостей звезд одного и того же типа и неточным

учетом межзвездного поглощения для скоплений А и 2В. сравнительно малы. С другой стороны, почти половина скоплений этих типов наблюдается в таких направлениях, что

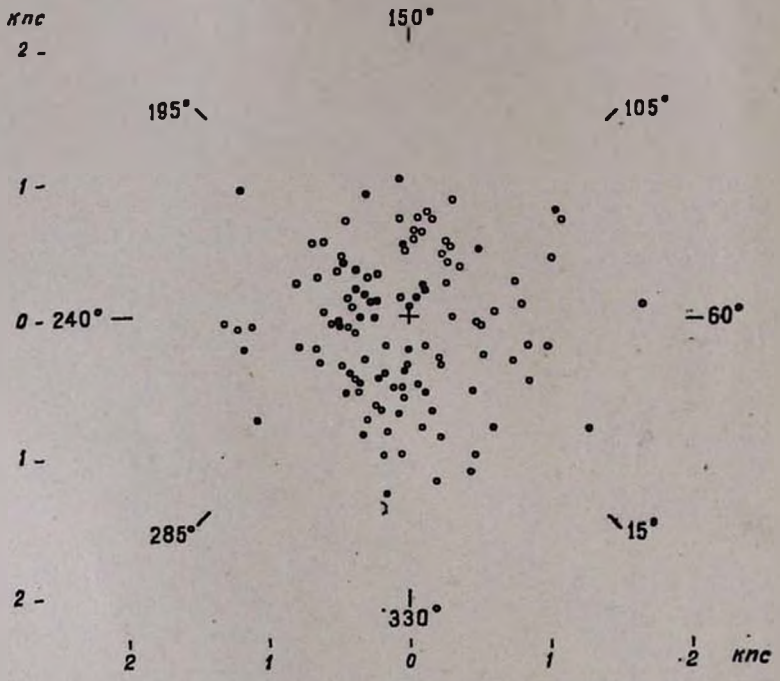


Рис. 2.

необходимо увеличить полученные для них расстояния в несколько раз, чтобы эти скопления оказались в области рукавов.

Поэтому ошибки в расстояниях и отсутствие сравнительно далеких скоплений на рис. 2, в крайнем случае, смогли бы свести на нет лишь очень слабо выраженную тенденцию к скучиванию скоплений типов А и 2В в областях спиральных рукавов.

Исходя из этого, мы приходим к заключению, что скопления, наиболее яркие звезды которых принадлежат к поздним подразделениям спектрального типа В и к типу А, рас-

пределены гораздо более равномерно в плоскости Галактики, чем скопления более ранних типов.

Вышеизложенное приводит к выводу, что открытые скопления по характеру распределения разделяются на две группы. *Скопления, содержащие звезды спектральных типов O—B2, являющиеся исключительно молодыми образованиями, локализуются, в основном, в спиральных рукавах. Скопления, не содержащие звезд указанных типов, распределяются почти равномерно в исследованной части плоскости Галактики.* Придерживаясь новой терминологии, первую группу надо отнести к раннему (extreme) населению типа I, а вторую — к старому или позднему (older) населению типа I. Но являются ли действительно все скопления второй группы относительно старыми — это вопрос, который нуждается в дальнейшем исследовании.

Б. Е. МАРКАРЯН,

ԳԱԼԱԿՏԻԿԱՅԻ ՀԱՐԹՈՒԹՅԱՆ ՄԵՋ ԲԱՑ ԱՍՏՂԱԿՈՒՅՏԵՐԻ ԲԱՇԽՄԱՆ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ամփոփում

Դիտարկվել է բաց աստղակույտերի բաշխումը Գալակտիկայի հարթության մեջ ըստ տիպերի, որոնք որոշվել են համաձայն նրանց պարծառագույն աստղերի սպեկտրալ դասերի։

Հետազոտությունը ցույց է տալիս, որ բաց աստղակույտերը, ըստ իրենց բաշխման բնույթի, բաժանվում են երկու խմբի։ Այն աստղակույտերը, որոնք պարունակում են իրենց մեջ O—B2 սպեկտրալ դասերին պատկանող աստղեր, տեղաբաշխված են գերազանցապես Գալակտիկայի սպիրալ թևերում, իսկ մյուսները, որոնց պարծառագույն աստղերը պատկանում են B3—A սպեկտրալ դասերին, բաշխված են Գալակտիկայի հարթության մեջ գրեթե հավասարաչափ։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Б. Е. Маркарян*, Сообщ. Бюраканской обсерв., вып. IX, 1951; ДАН АрмССР, XV, № 1, 1952.
2. *Harold F. Weaver*, A. J, **58**, 177, 1953.
3. *W. W. Morgan, S. Sharpless* and *D. Osterbrock*, A. J., **57**, 3, 1952.
4. *W. W. Morgan, A. E. Whitford* and *A. D. Code*, Ap. J., **118**, 318, 1953.

Г. А. Гурзадян

МАГНИТНОЕ ТОРМОЖЕНИЕ В ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЯХ

1. ВВЕДЕНИЕ

В [1, 2] было показано, что в планетарных туманностях существуют дипольные магнитные поля и что эти поля играют большую роль в динамике планетарных туманностей. В частности, дипольными магнитными полями объясняется образование биполярных планетарных туманностей, имеющих две яркие „шапки", расположенные симметрично относительно ядра [3].

Развитые в [1, 2] рассуждения относятся к *стационарным* планетарным туманностям. В них не учитывается тот существенный факт, что планетарные туманности являются *расширяющимися* оболочками. Между тем учет этого факта в сочетании с наличием в туманностях магнитных полей приводит к новым, весьма интересным последствиям, на которых и остановимся в настоящей статье. При этом здесь делается только предварительная попытка разрешения трудной задачи магнитного торможения в туманностях. Трудность задачи заключается не только в ее математической трактовке, но и в обосновании принятых основных допущений. В частности, мы пока ничего не знаем о том, как себя ведут магнитные силовые линии при расширении туманности, как изменяется „длина диполя" или относительная глубина „залегания" магнитных полюсов туманности, как меняется величина напряженности магнитного поля с уменьшением плотности материи в ней и т. д. Мы ставим поэтому цель изучить пока дифференциальный эффект маг-

нитного торможения в различных направлениях туманности, не стараясь оценить абсолютное значение этого торможения. Для начала мы решили ограничиться рассмотрением гипотезы мгновенно замороженных силовых линий, когда система магнитных силовых линий принимается неподвижной относительно координатной системы, проходящей через центр туманности, а ионизованный газ пересекает во время своего радиального движения эти силовые линии с одинаковой во всех направлениях скоростью, равной скорости расширения туманности. Поскольку это пересечение происходит в разных направлениях под разными углами относительно касательной в данной точке силовой линии, то магнитное торможение также будет различное в различных направлениях.

2. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ МАГНИТНОГО ТОРМОЖЕНИЯ

Как известно, движение ионизованного газа поперек магнитных линий индуцирует ток, который действует на газ силой, направленной обратно движению, а следовательно, тормозящей движение. Можно, следуя Альфвену, сказать и иначе, что сила, вызванная магнитным полем и препятствующая расширению газа, обусловлена различием магнитостатических давлений снаружи и внутри газа [4]. Если обозначить через u_φ величину перпендикулярной к магнитной линии компоненты скорости расширения v_φ (в направлении φ), то величина прямой составляющей тока будет (см., например, [5]):

$$j^1 = \frac{\sigma^1}{c} u_\varphi \times H, \tag{1}$$

где σ^1 — прямая проводимость, равная

$$\sigma^1 = 4.47 \cdot 10^{-14} \frac{T^{3/2}}{Z} \text{ э. м. е.} \tag{2}$$

и

$$u_\varphi = v_\varphi \sin \alpha. \tag{3}$$

T есть температура газа, Z — средняя степень ионизации, а α есть угол, составленный между радиусом вектором (или

вектором скорости расширения v_φ) и вектором напряженности поля в данной точке.

Примем в соответствии с [1, 2], что на туманность действует дипольное магнитное поле (точечного или неточечного типа) с моментом a и центром диполя, расположенным в центре туманности. Тогда величина угла α, как функция от φ, в случае точечного диполя определяется соотношением:

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{1}{2}\operatorname{ctg}\varphi. \qquad (4)$$

Поскольку $\alpha = 90$ на экваторе туманности ($\varphi = 0$) и $\alpha = 0$ в направлении полюса ($\varphi = 90$), то величина перпендикулярной магнитной силовой линии компоненты скорости u_φ должна уменьшаться при переходе от малых значений φ к большим, как это схематически показано на рис. 1 на одной четвертой части туманности (последняя заштрихована).

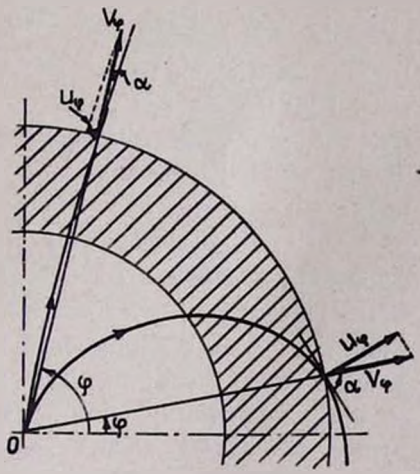


Рис. 1.

Сила тока, действующая на газ, равна в гауссовой системе единиц:

$$f_\varphi = \frac{1}{c} j' \times H = -\frac{\sigma' H^2}{c^2} u_\varphi. \qquad (5)$$

Учитывая (4), можно написать соотношение (3) в виде:

$$u_\varphi = v_\varphi \frac{\cos\varphi}{\sqrt{1+3\sin^2\varphi}}. \qquad (6)$$

Из сравнения (5) и (6) найдем, что $u_0 = v_0$ при $\varphi = 0$ и $u_{90} = 0$ при $\varphi = 90°$. Поэтому величина тормозящей силы будет колебаться от $f_0 = -\frac{\sigma' H^2}{c^2} v_0$ — в направлении экватора ($\varphi = 0$)

до $f_{90}=0$ — в направлении магнитной оси туманности ($\varphi=90^\circ$). Туманность, испытывая торможение в различной степени в различных направлениях, должна расширяться в конечном счете в различных направлениях с различными скоростями. В частности, в направлениях наименьшего торможения она должна расширяться с наибольшей скоростью, а в направлениях наибольшего торможения — с наименьшей скоростью. В результате туманность должна удлиняться в направлении магнитной оси и — если она вначале была сферической формы — принять какую-то вытянутую, эллипсоидальную форму.

Уравнение движения в направлении, перпендикулярном вектору H, единицы объема газа при наличии тормозящей силы f_φ, напишется в виде:

$$\rho \frac{du_\varphi}{dt} = F - \frac{\sigma'}{c^2} H^2 u_\varphi, \tag{7}$$

где F — объемная сила, действующая на газ, ρ — плотность газа. При отсутствии объемной силы ($F=0$), что, по-видимому, до некоторой степени может иметь место во внутренних частях туманности, движение будет тормозиться экспоненциальным законом за время $t=c^2\rho/\sigma' H^2$, что в условиях планетарных туманностей ($\rho \sim 10^{-20}$ *гр/см*$^{-3}$, $T \sim 10^4$°K, $\bar{Z}=1$) значительно меньше одной секунды. Однако, как показал С. Б. Пикельнер, учет самоиндукции сильно замедляет рост тока и, следовательно, тормозящей силы [6]. Но даже с учетом этого фактора время, необходимое для торможения движения, не превышает одной минуты. Поэтому для поддержания дальнейшего движения (расширения) туманности требуется дополнительная сила. Такой силой, в частности, может быть давление, обусловленное наличием в наружных слоях туманности градиента плотности газа. Имеем:

$$F = \frac{1}{n}\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{kT}{n}\frac{\partial n}{\partial r}, \tag{8}$$

и уравнение движения (7) примет вид:

$$\rho \frac{du_\varphi}{dt} = \frac{kT}{n}\frac{\partial n}{\partial r} - \frac{\sigma'}{c^2} H^2 u_\varphi. \tag{9}$$

В стационарном случае имеем:

$$u_\varphi = \frac{kTc^2}{n\mathfrak{z}^1 H^2}\frac{\partial n}{\partial r}. \qquad (10)$$

Градиент плотности, $\frac{\partial n}{\partial r}$, у туманности, расширяющейся в различных направлениях с различной скоростью, вообще говоря, должен быть различным. Примем в первом приближении, что величина этого градиента при данном φ обратно пропорциональна протяженности туманности в этом направлении r_φ. В стационарном случае, очевидно, должно быть $r_\varphi \sim u_\varphi$. Поэтому можем написать для произвольного φ:

$$\frac{\partial n}{\partial r} = \left(\frac{\partial n}{\partial r}\right)_\varphi \sim \left(\frac{\partial n}{\partial r}\right)_0 \frac{u_0}{u_\varphi}, \qquad (11)$$

где $u_0 = v_0$ есть скорость расширения туманности в направлении $\varphi = 0$, а $\left(\frac{\partial n}{\partial r}\right)_0$ — градиент плотности в том же направлении. Учитывая это, найдем из (10):

$$u_\varphi^2 = \frac{c^2kT}{n\mathfrak{z}^1}\frac{v_0}{H^2(r, \varphi)}\left(\frac{\partial n}{\partial r}\right)_0. \qquad (12)$$

Подставляя (12) в (3), найдем для компоненты скорости по направлению радиуса вектора, т. е. фактически для скорости расширения туманности в направлении φ следующее выражение:

$$v_\varphi = \frac{K}{H(r, \varphi)\sin\alpha}, \qquad (13)$$

где обозначено

$$K = \left[\frac{c^2kT}{n\mathfrak{z}^1}\left(\frac{\partial n}{\partial r}\right)_0 v_0\right]^{1/2}. \qquad (14)$$

Как в случае точечного, так и в случае неточечного диполей, α, вообще говоря, уменьшается с увеличением φ. Поэтому скорость расширения туманности, будучи максимальной в направлении магнитной оси, должна уменьшаться с переходом к ее экваториальным областям. Формально выражение (13) дает неопределенное значение для компоненты

скорости расширения в направлении магнитной оси ($\varphi = 90°$); для этого направления имеем: $\alpha \approx 0$, а, следовательно, $\sin\alpha = 0$, что приводит к бесконечному значению скорости расширения $v_{\varphi 0}$. Эта неопределенность вытекает из принятых условий нашей задачи; в частности, в уравнении движения (9) не вносится никакое ограничение в отношении продолжительности действия газового давления. При отсутствии магнитного давления, как следует из этого уравнения, скорость должна возрастать пропорционально времени от нуля до бесконечных значений, что не соответствует действительности. Тем не менее, за исключением узкой области около $\varphi \sim 90°$, формула (13), можно думать, достаточно хорошо отражает действительную картину распределения величины скорости расширения туманности по различным направлениям.

Формула (13) справедлива как в случае точечного, так и неточечного диполей*. В предельном случае — для точечного диполя — она примет более простую форму, если поставить в ней значение $H(r, \varphi)$:

$$H(r, \varphi) = \frac{a}{r^3} \sqrt{1 + 3\sin^2\varphi} \tag{15}$$

и значение $\sin\alpha$ из (4). В результате получим:

$$v_\varphi = v_0 \sec\varphi, \tag{16}$$

где v_0 — скорость расширения в направлении экватора туманности ($\varphi = 0$) — равна: $v_0 = K\frac{r^3}{a}$. Воспользуясь (16), найдем для уравнения внешней границы туманности:

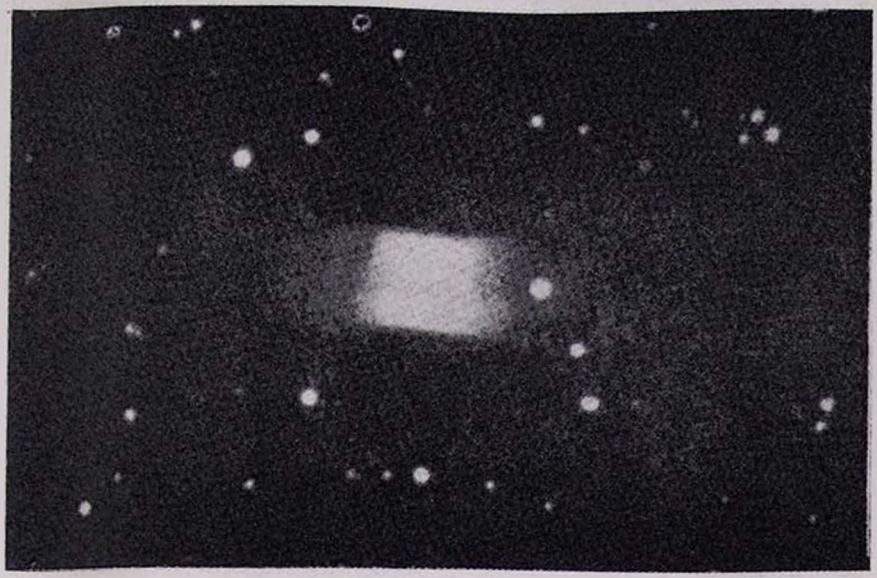
$$R_\varphi = v_\varphi \cdot t = v_0 t \sec\varphi \sim \sec\varphi, \tag{17}$$

т. е. протяженность туманности в данном направлении и в данный момент пропорциональна $\sec\varphi$, если действующее на ней дипольное поле есть точечного типа (т. е. когда $r/l \gg 1$

---

* Определение „точечного" и „неточечного" диполей дано в [1, 2].

N



P

S

Рис. 2. Планетарная туманность IC 4406 (Эванс, MN, **110**, 37, 1950).

или $l/r=0$). Такая туманность будет иметь прямоугольную или почти прямоугольную форму (предельный случай), длинная сторона которой параллельна магнитной оси туманности. В направлении, перпендикулярном магнитной оси, как видели выше, образуются области повышенной яркости — „шапки". Вместе с тем магнитное торможение в этом направлении действует с максимальной эффективностью. Поэтому края туманности в направлении малой оси туманности должны быть резкими и яркими, что наблюдается очень часто.

Прямоугольную планетарную туманность, как результат действия одного частного типа магнитного поля, следует считать редким явлением. Тем не менее такие туманности имеются. Исключительно интересным представителем этого типа является планетарная туманность IC 4406, фотоснимок, полученный Эвансом, и изофоты которой приведены на рис. 2 и 3 [8, 9]. На интерпретации формы и структуры этой туманности остановимся ниже. Резко выраженную прямоугольную форму имеет также туманность NGC 7026 (снимок и изофоты этой туманности имеются в книге Аллера [7]). Более или менее заметную прямоугольную форму имеют также туманности CD −29° 13998, NGC 650—1 и другие.

В случае неточечного диполя исходной формулой для определения внешней формы туманности опять является формула (13), только вместо $H(r, \varphi)$ нужно поставить его значение из [1, 2], а α достаточно определить графическим путем из имеющихся силовых линий неточечного диполя (выражение, аналогичное (4), для определения α должно иметь в этом случае очень сложную форму, неудобную для применения).

На рис. 4 приведены схематические изображения возможных внешних форм планетарных туманностей с учетом магнитного торможения при различных значениях параметра l/r, т. е. при различных глубинах „залегания" магнитных полюсов. Случай $l/r = 0$ соответствует точечному диполю, при котором получается прямоугольная туманность. В случае $l/r=2$ имеем почти сферическую туманность, т. е. туманность даже с достаточно сильно развитыми „шапками"—явный признак существования в ней сильных магнит-

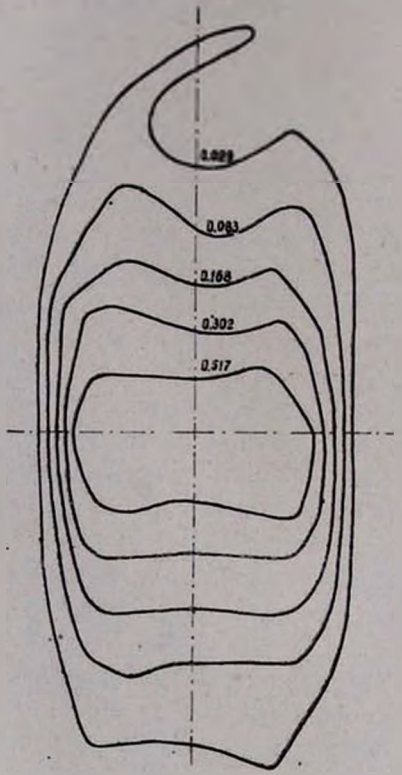


Рис. 3.

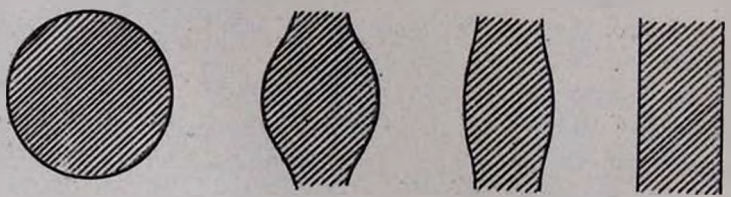


Рис. 4.

ных полей — но без каких-нибудь признаков сплюснутости. Примером этого типа может служить туманность $\alpha = 17^h 50^m,0$, $\delta = 53^\circ 40',9$ [10]. При промежуточных значениях l/r туманность, вообще говоря, должна иметь вытянутую, скорее „эллипсоидальную" или „веретенообразную" форму.

Таким образом, вытянутость или „эллипсоидальность" формы планетарной туманности является неизбежным следствием действия собственных магнитных полей и для их объяснения совершенно не требуется приписывать туманностям, как это часто делают, гипотетические вращательные движения, тем более, что при этом скорости вращения должны были бы быть достаточно большими, чтобы обнаружить их. Кроме того, при всех скоростях вращения, туманности должны были бы иметь точно эллипсоидальную форму (с различным отношением большой и малой полуосей), между тем в большинстве случаев форма вытянутых планетарных туманностей существенно отличается от эллипсоидальной.

3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЯРКОСТИ ПО ТУМАННОСТИ С УЧЕТОМ МАГНИТНОГО ТОРМОЖЕНИЯ

Распределение яркости по туманности с учетом магнитного торможения в первом приближении мы получим путем простого сжатия с обеих сторон около экваториальной плоскости построенных в [2] изофотов сферических туманностей. Полученные таким образом туманности должны иметь удлиненные формы с более сильным градиентом распределения яркости в экваториальной плоскости и, следовательно, с более резкими краями на концах малой оси.

Теоретическое решение задачи о распределении яркости по неравномерно заторможенной туманности связано с большими трудностями, устранить которые в настоящее время нет возможности. Дело в том, что торможение фактически испытывают самые внешние слои туманности, где имеется наибольший градиент давления, в то время как внутренние слои находятся в состоянии инерционного движения. В результате закон распределения плотности материи по радиусу-вектору будет напоминать барометрический закон распределения плотности с максимумом на внешней границе

туманности. Таким образом, проблема сводится к решению гидродинамической задачи неустановившегося движения газовой материи, протекающего при весьма сложных условиях. Между тем для описания качественной картины явления достаточно, на настоящем этапе исследования, ограничиться более упрощенным рассмотрением задачи.

Исходным для определения плотности газа в точке (r, φ) является уравнение, уже примененное в случае стационарной туманности [1, 2]:

$$\frac{H^2}{8\pi} + \frac{\rho w^2}{2} = C \tag{18}$$

с той лишь разницей, что в случае расширяющейся туманности в (18) должен появиться новый член, учитывающий *неравномерность* расширения туманности по различным направлениям.

Обозначив через w тепловую скорость частиц газа в туманности, одинаковую во всех направлениях, будем иметь:

$$\frac{H^2(r, \varphi)}{8\pi} + \frac{\rho w^2}{2} + \frac{\rho v_\varphi^2}{2} = C, \tag{19}$$

где v_φ есть поступательная скорость этих частиц в направлении φ, ρ — плотность газа в точке (r, φ). В дальнейшем ограничимся рассмотрением случая точечного диполя.

Для определения постоянной C имеем условие: при $r = \infty$ и $\varphi = 0$ должно быть $\rho = \rho_0$ и $v_\varphi = v_0$. Тогда из (19) найдем:

$$\rho(r, \varphi) = \rho_0 \frac{w^2 + v_0^2}{w^2 + v_\varphi^2} - \frac{1}{w^2 + v_\varphi^2} \frac{H^2(r, \varphi)}{4\pi}. \tag{20}$$

Подставляя сюда v_φ из (16) и $H(r, \varphi)$ из (15), получим:

$$\frac{\rho(r, \varphi)}{\rho_0} = \delta(\varphi) \left[1 + \left(\frac{v_0}{w} \right)^2 - \frac{\sigma}{r^6} \eta^2(\varphi) \right], \tag{21}$$

где обозначено

$$\delta(\varphi) = \frac{1}{1 + \left(\frac{v_0}{w} \right)^2 \sec^2 \varphi}; \tag{22}$$

$$\eta(\varphi) = \sqrt{1+3\sin^2\varphi}\ ;$$

$$\sigma = \frac{a^2}{4\pi w^2 \rho_0} = \frac{a^2}{8\pi kTn_0}. \qquad (23)$$

Формула (21) дает закон распределения плотности газа по центральному сечению неравномерно расширяющейся туманности. В частности, когда туманность стационарна, т. е. когда $v_0 = 0$, формула (20) сводится к формуле (10) работы [1].

Нами произведены числовые вычисления для одного случая, а именно, при значении тепловой скорости $w = 10$ *км/сек*, скорости расширения туманности в направлении $\varphi = 0$, $v_0 = 20$ *км/сек* и значении параметра $\sigma = 20$. Поскольку речь идет о точечном диполе, то форма туманности принята прямоугольной (рис. 4, случай $l/r = 0$), с длинной стороной, параллельной магнитной оси. По этим данным и с помощью формулы (21) определяются плотности в каждой точке центрального сечения туманности, после чего — распределение яркости по всей туманности, спроектированной на небе, с помощью формулы, имеющей аналогично формуле (23) работы [1] вид. В результате всех этих вычислений были построены изофоты „прямоугольной" туманности, которые приведены на рис. 5. Цифры означают интенсивность в произвольных единицах. Сравнением этих изофотов с теми, что приведены на рис. 3 для туманности IC 4406, нетрудно обнаружить значительное сходство между ними. Оно заключается ни только в сходстве форм изофотов, но и в почти одинаковой величине градиентов распределения яркости, особенно в направлении магнитной оси туманности. В направлении же экваториальной плоскости теоретический градиент яркости заметно больше наблюдаемого градиента. При более корректном рассмотрении задачи эту разницу, следует думать, можно устранить. Не следует забывать также, что построенные нами теоретические изофоты (рис. 5) относятся к случаю $l/r = 0$, т. е. к идеально точечному диполю, что, как было показано в [1, 2], у реальной туманности может иметь место только в первом приближении.

Воспользуясь идентичностью обеих систем изофотов (теоретических и наблюдаемых), можно оценить величину напряженности магнитного поля у туманности IC 4406. Учитывая, что указанное совпадение имело место при $\sigma = 20$, а также приняв $n_0 = 10^4$ *см*$^{-3}$ и $T = 10^4$ К, найдем приблизительно $H \sim 3.10^{-3}$ гаусс на экваториальной плоскости туманности ($\varphi = 0$) и на расстоянии от центра $r/l \sim 1$, что соответствует (в случае точечного диполя) области, лежащей около центра туманности, вернее, на расстоянии порядка 1/10 от ширины туманности.

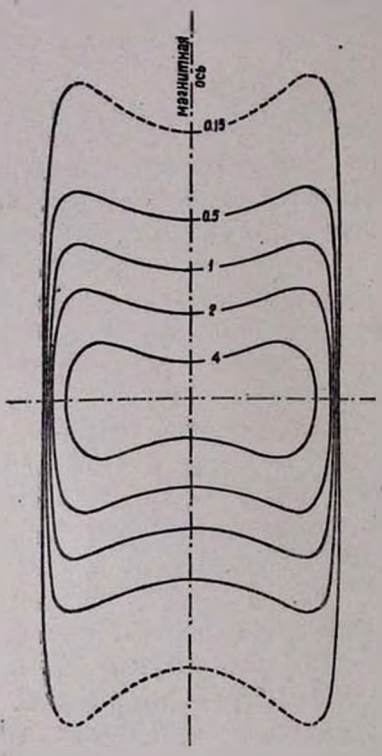


Рис. 5.

Таким образом, туманность IC 4406, имеющая на первый взгляд совершенно непонятную и странную форму, в действительности представляет собой результат частного (предельного) случая действия дипольного магнитного поля. У этой туманности магнитная ось ориентирована так, что она оказалась перпендикулярной или почти перпендикулярной лучу зрения. В „аномальной" туманности IC 4406, поэтому, нет ничего аномального; она как раз представляет собой одну из наипростейших форм планетарных туманностей, весьма благоприятно ориентированную в пространстве относительно наблюдателя. С другой стороны, вероятность нахождения магнитной оси на плоскости, почти перпендикулярной лучу зрения, мала. Поэтому и число наблюдаемых туманностей, имеющих форму туманности IC 4406, должно быть также мало, что и имеет место на самом деле. Этот вывод относится также к туманностям, магнитная ось кото-

рых параллельна или почти параллельна лучу зрения; в этом случае туманность должна иметь идеальную круглую, без каких-нибудь вытянутостей, форму и с одинаковым по всем направлениям распределением яркости (типичным представителем этого типа является туманность $\alpha = 15^h\ 47^m{,}4$, $\delta = -15°\ 21'$ [11]).

4. К ВОПРОСУ О ПРОИСХОЖДЕНИИ ВТОРОЙ ОБОЛОЧКИ

Как известно, многим планетарным туманностям свойственно иметь вторые концентрические оболочки вокруг основной — центральной [12]. По всем данным, двухоболочные планетарные туманности не являются результатом повторных выбросов газовой материи из центральных звезд; они скорее образуются в результате отрыва наружной части основной оболочки под влиянием действия давления собственного L_α излучения [13, 3]. Заметим, что к такому же выводу приходит и Вилсон в своих недавних исследованиях (см., например, [14]). Все планетарные туманности, начиная с определенного этапа своей жизни, должны оказаться в стадии двухоболочной туманности и в этом смысле появление второй оболочки имеет для них эволюционное значение. Существование второй оболочки следует ожидать главным образом у туманностей, имеющих относительно большие размеры. Ввиду слабости вторых оболочек, требуется применение более мощных средств наблюдений для их обнаружения. Так, например, недавно Н. А. Размадзе с помощью 70-сантиметрового менискового телескопа Абастуманской обсерватории обнаружил вторую оболочку у туманности NGC 6853, которая до сих пор была известна как однооболочная*.

В связи с этим возникает вопрос: не противоречит ли представление о существовании магнитных полей в планетарных туманностях явлению образования второй оболочки на определенном этапе их жизни?

---

* Устное сообщение.

Нетрудно показать, что здесь не только нет никакого противоречия, но, наоборот, некоторые свойства второй оболочки становятся понятными как раз при наличии дипольных магнитных полей в туманностях.

В самом деле, появление при некотором размере туманности второй оболочки означает появление заметного светового давления у наружных границ туманности, вызванного L_a излучением и направленного наружу. Если расширение туманности до указанного момента было обусловлено, скажем, градиентом газового давления F, действующим на ее наружных границах (как было принято в [7]), то теперь возникает в тех же местах еще градиент светового давления F_a, который заставляет наружные слои удаляться с большей скоростью, чем скорость расширения внутренних слоев. При наличии магнитного поля в туманности движение ее наружных слоев должно происходить согласно уравнению:

$$\rho \frac{dv_\varphi'}{dt} = F + F_a - \frac{\sigma'}{c^2} H^2 v_\varphi', \tag{24}$$

где v_φ' — скорость расширения второй оболочки.

В стационарном случае имеем:

$$v_\varphi' = \frac{F + F_a}{\sigma' H^2 c^2}, \tag{25}$$

или, сравнивая с (10), можем написать

$$v_\varphi' = u_\varphi + \frac{F_a}{\sigma' H^2 c^2}, \tag{26}$$

где u_φ есть скорость расширения основной (внутренней) оболочки. Поскольку F_a в наружных слоях туманности направлен наружу, то, согласно (26), должно быть $v_\varphi' > u_\varphi$, т. е. скорость движения второй оболочки больше скорости движения внутренней оболочки.

Таким образом, отрыв второй оболочки от основной вполне возможен и при наличии магнитного поля, т. е. при наличии магнитного сопротивления. Интересно заметить, что

отношение скоростей расширения обеих оболочек при этом не зависит от величины и характера магнитного поля. Этим и следует объяснить, между прочим, почему по внешней форме внутренние и наружные оболочки в большинстве случаев похожи друг на друга.

Что же касается распределения яркости по центральному сечению второй оболочки, то для этого имеем следующее исходное уравнение, с учетом магнитного сопротивления:

$$\frac{H^2(r, \varphi)}{8\pi} + \frac{\rho_1 w^2}{2} + \frac{\rho_1 v_r^2}{2} + \frac{\rho_1 v_\varphi^{*2}}{2} = C, \qquad (27)$$

где ρ_1 — плотность в точке (r, φ) второй оболочки, v_φ^* — относительная скорость расширения второй оболочки ($v_\varphi^* = v_\varphi - v_\varphi'$). Сравнивая (27) с (19), увидим, что при тех же условиях относительная доля магнитной энергии в уравнении (27) будет меньше, чем в случае (19). Это означает, что распределение плотности во второй оболочке будет „искажено" магнитными полями в меньшей степени, чем в первом случае, а следовательно, биполярность структуры у второй оболочки будет выражена менее четко, чем в основной оболочке. Это явление у двухоболочных туманностей наблюдается очень часто. Если учесть также, что напряженность магнитного поля во второй оболочке будет существенно меньше, чем в основной (так как напряженность уменьшается законом $H \sim r^{-3}$), то в некоторых случаях даже можно ожидать отсутствия всяких следов биполярности у второй оболочки, в то время когда эта биполярность может быть сильно выражена в основной оболочке. Такие случаи также наблюдаются у некоторых двухоболочных планетарных туманностей.

В заключение выражаю глубокую благодарность А. Я. Кипперу за прочтение рукописи настоящей статьи и за интересное обсуждение затронутых в ней вопросов.

Январь 1958

Գ. Ա. ԳՈՒՐԶԱԴՅԱՆ

ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱՐԳԵԼԱԿՈՒՄԸ ՄՈԼՈՐԱԿԱՁԵՎ ՄԻԳԱՄԱԾՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐՈՒՄ

Ամփոփում

Քննարկված է մոլորակաձև միգամածություններում մագնիսական արգելակման խնդիրը։ Ցույց է տրված, որ մագնիսական արգելակման հետևանքով միգամածությունը չի կարող պահպանել իր սկզբնական սֆերիկ տեսքը և պետք է ձևոք բերի երկարավուն կամ ձգված տեսք։ Հաշվումները ցույց են տալիս, որ այս դեպքում հնարավոր են միգամածությունների խիստ տարբեր ձևերի առաջացումը, սկսած սֆերիկից, վերջացրած գլանաձևով։ Դրանով իսկ հասկանալի է դառնում մոլորակաձև միգամածությունների դիտվող ձևերի բազմազանությունը։

Քննարկված է նաև միգամածություններում պայծառության բաշխման խնդիրը մագնիսական արգելակման առկայության դեպքում։ Մեկ դեպքում՝ IC 4406 միգամածության համար հաշվված են տեսական իզոֆոտները, որոնք, ինչպես պարզվում է, լավ են համընկնում նույն այդ միգամածության համար դիտումներից ստացված իզոֆոտների հետ։

Վերջում ցույց է տրված, որ մոլորակաձև միգամածություններում դիպոլային տիպի մագնիսական դաշտերի գոյությունը չի հակասում նրանցում երկրորդ թաղանթի առաջացման երևույթին։ Արտաքին թաղանթի առաջացումը, ինչպես և երկու թաղանթների լայնացման արագությունների հարաբերությունը, կախված չև մագնիսական դաշտի լարվածությունից։ Դիպոլային մագնիսական դաշտերի դերը կրկնակի թաղանթ ունեցող միգամածություններում հանդես է գալիս այն բանում միայն, որ երկբևեռայնության հատկությանը արտաքին թաղանթում պետք է դրսևորված լինի պակաս ուժգնությամբ, քան ներքին թաղանթում—մի հանգամանք, որը հաստատվում է դիտողական տվյալներով։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г. А. Гурзадян*, Сообщ. Бюраканской обсерв., **24**, 1958.
2. *Г. А. Гурзадян*, ДАН СССР, **120**, № 4, 734, 1958.
3. *Г. А. Гурзадян*, Вопросы космогонии, VI, 1958.

4. *Х. А. Альфвен*, Космическая электродинамика, стр. 79. И—Л, 1952.
5. *Т. Г. Коулинг*, Современ. проблемы астрофиз. и физики Солнца. стр. 173. И—Л, 1951.
6. *С. Б. Пикельнер*, Изв. Крымской астрофиз. обсерв., 7, 99, 1951.
7. *L. Aller*, Gaseous nebulae, London, 1946.
8. *D. Evans*, M. N., **110**, 37, 1950.
9. *H. Zanstra* a. *W. Brandenburg*, BAN, **11**, 350, 1951.
10. *L. Aller* a. *R. Minkowski*, Ap. J., **120**, 261, 1956.
11. *D. Evans* a. *A. Thackeray*, M. N., **110**, 429, 1950.
12. *Г. А. Гурзадян*, Астр. журн., 30, № 4, 1953.
13. *Г. А. Гурзадян*, Вопросы динамики планетарных туманностей, Ереван, 1954.
14. *С. Б. Пикельнер*, Астр. журнал, **34**, 797, 1957.

Г. А. Гурзадян

ЗАМЕТКА ОБ ОДНОМ ПРИМЕНЕНИИ ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОГО ПЛАНИМЕТРА

Общеизвестны те трудности, которые возникают при нахождении так называемого „среднего уровня фона" фотопластинки при обработке микрофотограмм различного рода фотографического материала — спектров, изображений звезд, туманностей и пр. Обычно нахождение этого уровня производится прямо на микрофотограмме глазомером. Однако в большинстве случаев флуктуации яркости фона фотопластинки достигают таких величин, что глазомерный способ уже не может обеспечить требуемой точности результатов измерений. Это имеет место в особенности, когда приходится работать с щелью или диафрагмой весьма маленьких размеров при микрофотометре; в этом случае колебания в микрофотограмме сильно растут из-за того, что на флуктуации яркости накладываются еще флуктуации размеров и распределения зерен фотоэмульсии. Из-за неуверенности нахождения точного уровня фона пластинки ошибки измерения эквивалентных ширин линий, например, достигают до 25%, а при измерении интенсивностей слабых эмиссионных линий — до 50%.

Принципиально решение поставленной задачи — определения точного местонахождения среднего уровня фона пластинки — можно осуществить путем проведения своего рода гармонического анализа в отношении кривой яркости фона (см. рис. 1а, где приведен взятый наугад отрезок микрофотограммы фона пластинки). Исходя из определения среднего уровня, его следует найти из условия, что сумма площадей, соответствующих отрицательным отклонениям, равна сумме

площадей, соответствующих положительным отклонениям (рис. 1b). Весь вопрос заключается в том, чтобы иметь удобный и точный метод применения этого условия непосредственно при обработке микрофотограмм. Ниже приводится описание такого метода.

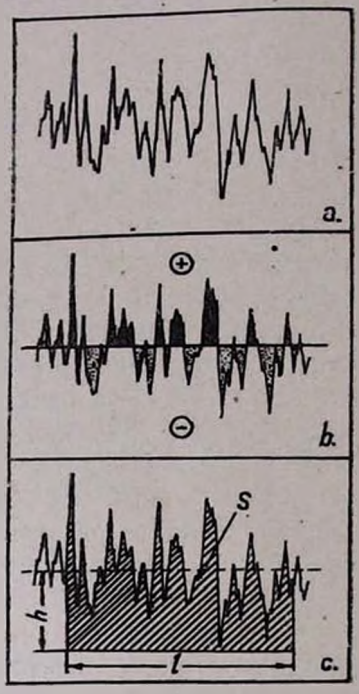


Рис. 1.

Возьмем некоторый интервал микрофотометрической записи на участке фона пластинки l, число колебаний в котором достаточно велико. Проведем горизонтальную линию чуть ниже наибольшего в данном интервале отрицательного отклонения (рис. 1c); получим поверхность, которая сверху замыкается волнообразной кривой. Обозначим общую площадь этой поверхности через S (заштрихованную область на рис. 1c). Ясно, что отношение $S/l = h$ и даст нам место искомого среднего уровня фона пластинки в отношении проведенной горизонтальной линии.

Определить S, то есть интегрировать заштрихованную на рис. 1c поверхность с помощью обычных механических планиметров, нецелесообразно; эти инструменты далеко не обеспечивают требуемой в данном случае точности измерения. Остальные же методы интегрирования, в том числе числовые и графические методы, весьма трудоемки и неудобны. Наиболее удобным прибором для этой цели в настоящее время, по-видимому, следует считать электрофотометрический планиметр, принцип работы которого основан на измерении эквивалентного данной площади светового потока [1]. Основными преимуществами этого прибора, наряду с простотой и быстротой его работы, являются, как

известно, высокая точность измерения — ошибка измерения меньше 1%, — и независимость точности измерения от формы и размеров измеряемой поверхности. Единственной дополнительной процедурой, с которой связано применение электрофотометрического планиметра, является вырезывание на бумаге измеряемой фигуры ланцетом или бритвой, что, как показывает практика, не представляет особого труда.

Описанный метод нахождения среднего уровня фона пластинки нами применен при конкретных измерениях и получены хорошие результаты. На рис. 2a приведен пример микрофотометрической записи изображения планетарной туманности NGC 7026, а на рис. 2b—схема нахождения на той же записи среднего уровня фона пластинки описанным методом. Записи изображения туманности получены на универсальном саморегистрирующем микрофотометре Бюраканской обсерватории [2] при размерах щели $0{,}06 \times 0{,}10$ *мм*.

Измеряемое значение h, очевидно, будет тем ближе находиться к своему наивероятному значению, чем больше *l*—ширина измеряемого интервала фона. Поэтому при получении микрофотограмм желательно побольше „прогнать" фон.

Заметим, что в определенных случаях описанный метод может найти применение также для нахождения среднего уровня *непрерывного* спектра справа и слева от некоторой спектральной линии, интенсивность которой требуется измерить.

Эффективность предлагаемого метода можно заметно повысить, если найти еще какое-нибудь средство предварительного уменьшения самой флуктуации яркости фона при получении микрофотограмм. В качестве такого средства можно предложить следующий способ измерения. Так, мы можем работать последовательно с двумя щелями, имеющими разные рабочие отверстия, но одна из которых — большая — снабжена нейтральным фильтром, пропускающая способность которого в процентах равна отношению площади большой щели к площади меньшей щели. Размеры же маленькой щели определяются размерами измеряемого объекта. Ясно, что при одной и той же интенсивности падающего пучка света обе щели — одна с фильтром, другая без

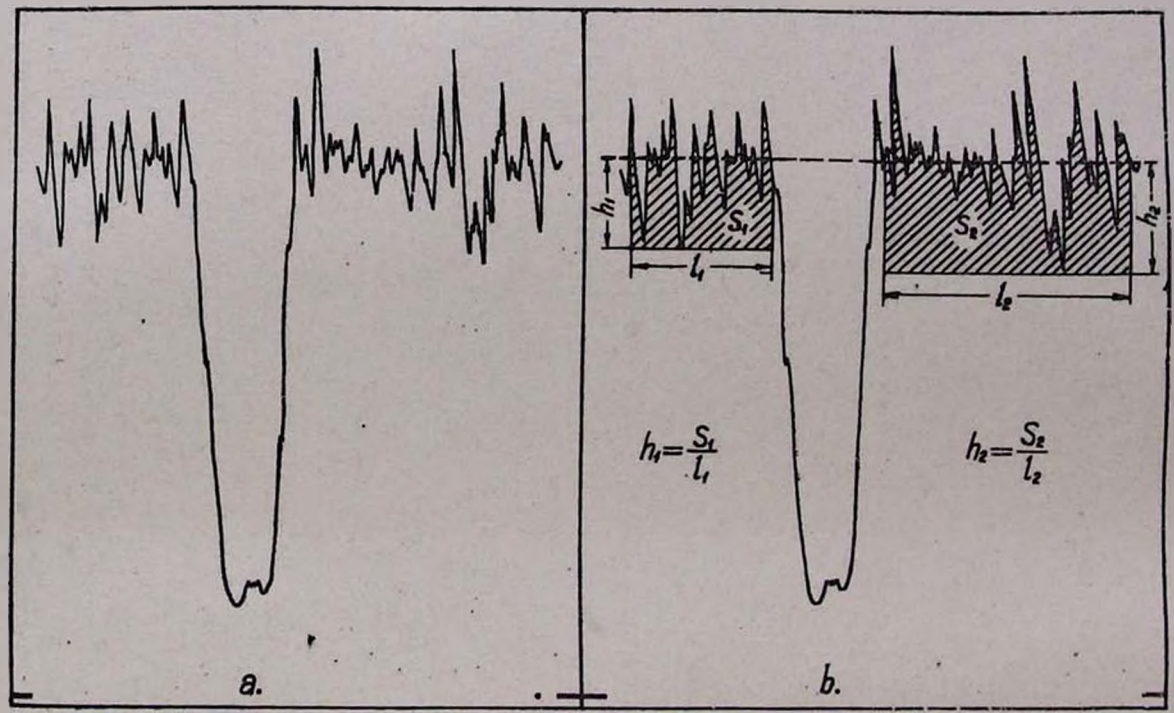


Рис. 2.

фильтра — пропустят одинаковый по величине поток света; в этом отношении обе они равноценны. Последовательность же работы указанными щелями заключается в том, что при измерении (регистрации) фона пластинки, где плотность почернения мала, ставится большая щель, благодаря чему достигается лучшее осреднение неравномерностей фона; флуктуации в этом случае будут меньше, чем при работе с относительно маленькой щелью. При измерении же почернения интересующего нас объекта ставится маленькая щель и, работая как обычно, можно получить запись опять с меньшими флуктуациями, так как в этом случае плотность почернения велика. Как показывает опыт, этим методом можно достигнуть уменьшения амплитуды колебаний фона более чем в пять раз, в зависимости от качества снимка и сорта эмульсии, при работе с нейтральным фильтром с пропуской способностью, равной 10%.

Описанный способ двух щелей может найти также самостоятельное применение в других отраслях фотометрии и, в частности, в звездных электрофотометрах при электрофотометрических измерениях яркостей звезд, туманностей и пр., с целью уменьшения флуктуаций яркости ночного неба.

Февраль 1959

Գ. Ա. ԴՈՒՐԶԱԴՅԱՆ

ԷԼԵԿՏՐՈՖՈՏՈՄԵՏՐԻԿ ՊԼԱՆԻՄԵՏՐԻ ՄԻ ԿԻՐԱՌՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ամփոփում

Մշակված է լուսանկարչական թիթեղների ֆոնի միջին մակարդակը որոշելու ճշգրիտ մեթոդ, որը հիմնված է ֆոնի տատանումների նկատմամբ հարմոնիկ անալիզ կատարելու սկզբունքի վրա։ Հարմոնիկ անալիզն իր հերթին իրականացվում է նախկինում ստեղծված մի նոր տիպի սարքի՝ էլեկտրոֆոտոմետրիկ պլանիմետրի օգնությամբ։

Առաջարկված է նաև միկրոֆոտոմետրիկ գրանցումների ժամանակ լուսանկարչական թիթեղի ֆոնի տատանումների փոքրացման եղանակ, հիմնված գրանցման ընթացքում երկու տարբեր չափեր ունեցող դիաֆրագմանների կիրառության վրա, որոնցից մեծը ծածկված է չեզոք լուսազտիչով։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г. А. Гурзадян*, Сообщ. Бюраканской обсерв., 18, 1956.
2. *Г. А. Гурзадян*. Сообщ. Бюраканской обсерв., 14, 1955.