

# Астрометрия и Астрофизика

30  
1976

АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНСКОЙ ССР  
ГЛАВНАЯ АСТРОНОМICHЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

# Астрометрия и Астрофизика

30

РЕСПУБЛИКАНСКИЙ МЕЖВЕДОМСТВЕННЫЙ СБОРНИК



В сборнике помещены статьи, посвященные теоретической астрофизике, фотометрическим, спектральным и поляриметрическим исследованиям звезд, Солнца, планет и комет, а также исследованию астроклимата Высокогорной наблюдательной базы (пик Терскол).

Рассчитан на научных работников, аспирантов и студентов астрономических специальностей.

#### Редакционная коллегия

акад. АН УССР Е. П. Федоров (*отв. ред.*), д-р физ.-мат. наук А. Ф. Богородский (*зам. отв. ред.*), канд. физ.-мат. наук А. А. Горыня (*отв. секр.*), д-р физ.-мат. наук И. К. Коваль, д-р физ.-мат. наук И. Г. Колчинский, чл.-кор. АН УССР В. П. Цесевич

Ответственный редактор выпуска  
канд. физ.-мат. наук В. И. Ворошилов

Редакция республиканских  
межведомственных сборников

# ФИЗИКА ЗВЕЗД

## ХИМИЧЕСКИЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ПРИ КОЛЛАПСЕ ПРОТОЗВЕЗД ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Л. Н. Аршуткин, И. Г. Колесник

При коллапсе протозвезд, вследствие увеличения плотности и возрастающего ослабления внешних ионизирующих излучений, ускоряются реакции, способные изменить концентрации элементов, вносящих вклад в объемные потери энергии. В результате будет меняться скорость охлаждения протозвезды, что может проявиться в особенностях динамики гравитационного сжатия. Качественный анализ этой проблемы рассматривается в [4].

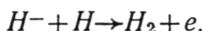
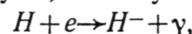
В данной статье приведены результаты количественного исследования кинетики химических превращений при допущении, что протозвезда представляет собой однородный изотермический шар, сжимающийся в режиме свободного падения.

Вычисления проведены для протозвезды, содержащей: 1) водородные атомы  $H$ , положительные ионы  $H^+$ , отрицательные ионы  $H^-$ , молекулы  $H_2$ , молекулярные ионы  $H_2^+$ ; 2) тяжелые элементы; специально рассмотрен ионизованный и нейтральный углерод, являющийся основным поставщиком электронов среди тяжелых элементов; 3) частицы межзвездной пыли. Протозвезда находится в поле ультрафиолетового излучения, космических и рентгеновских лучей. Принимается, что плотность энергии излучений в процессе сжатия не изменяется.

В таблице приведены химические реакции и их скорости, которые учитывались при вычислениях. Особое внимание уделено реакциям, приводящим к образованию молекулярного водорода.

Образование молекул  $H_2$  происходит с наибольшей скоростью на поверхности пылинок (при  $T \approx 10^6$  К,  $r_p = 10^{-5}$  см,  $N_p/N_H \approx 10^{-12}$  имеем  $a_1 = 10^{-17}$  см<sup>3</sup>/сек).

Если пылинки отсутствуют, молекулы  $H_2$  образуются по цепочке



Этот процесс впервые рассмотрел Мак-Доуэлл [12].

Скорость изменения концентрации  $k$ -го элемента ( $N_k$ ) описывается уравнением

$$\frac{dN_k}{dt} = \sum_{\alpha} \epsilon(k, \alpha) - \sum_{\beta} L(k, \beta),$$

где  $\epsilon(k, \alpha)$  — скорость образования  $k$ -го элемента в результате  $\alpha$ -реакции;  $L(k, \beta)$  — скорость разрушения  $k$ -го элемента в результате  $\beta$ -реакции.

Выражения для  $\epsilon$  и  $L$  при парных взаимодействиях частиц имеют вид  $a_i N_i N_j$ , а при взаимодействии частицы с излучением —  $\alpha_\gamma N_i$ .

С учетом реакций, приведенных в табл. 1, получаем следующую систему уравнений для скоростей изменения содержания элементов:

атомов  $H$

$$\begin{aligned} \frac{dx_0}{dt} = & a_3 x_+ N_e + a_5 x_- + 2a_7 y + 2a_{14} x_- x_+ N_p - \\ & - x_0 [a_{18} + a_{19} + a_4 N_e + a_{11} x_- N_p + a_1 N_p + 2a_{22} x_0^2 N_p^2], \end{aligned} \quad (1)$$

Реакция	Скорость реакции	
$2H + \text{пыль} \rightarrow H_2 + \text{пыль}$	$a_1 = \frac{1}{2} \pi r_{\text{п}}^2 \left( \frac{8kT}{\pi m_p} \right)^{1/2} a_{\text{п}} *$	[8]
$H + \gamma \rightarrow H^+ + e^-$	$a_2 = 1.6 \cdot 10^5 T_r \exp(-1.57 \cdot 10^5 / T_r) **$	[16]
$H^+ + e \rightarrow H + \gamma$	$a_3 = 6.2 \cdot 10^{-11} T^{-0.5}$	[16]
$H + e \rightarrow H^- + \gamma$	$a_4 = 6.94 \cdot 10^{-19} T$	[10]
$H^- + \gamma \rightarrow H + e$	$a_5 = 1.53 \cdot 10^{-2} T_r^{2.4} \exp\left(-\frac{8.75 \cdot 10^3}{T_r}\right)$	[14]
$H^- + e \rightarrow H + 2e$	$a_6 = 1.6 \cdot 10^{-6} (1 + 34 T^{-5/2}) \exp\left(-\frac{65}{T_r^{1/2}}\right)$	[10]
$H_2 + \gamma \rightarrow H + H$	$a_7 = 5.12 \cdot 10^7 \exp(-14.4 \cdot 10^5 / T_r)$	[17]
$H + H \rightarrow H_2 + \gamma$	$a_8 = 4.10^{-27}$	[11]
$H_2^+ + e \rightarrow 2H + \gamma$	$a_9 = 10^{-7}$	[17]
$H_2 + e \rightarrow H + H$	$a_{10} = 2.7 \cdot 10^{-8} T^{-3/2} \exp\left(-\frac{4.3}{T}\right)$	[10]
$H + H^- \rightarrow H_2 + e$	$a_{11} = 1.3 \cdot 10^{-9}$	[9]
$H_2^+ + \gamma \rightarrow H + H^+$	$a_{12} = 1.08 \cdot 10^{-13} T_r^{5.34} \exp\left(-\frac{10^4}{T_r}\right)$	[5]
$H + H^+ \rightarrow H_2^+ + \gamma$	$a_{13} = 5 \cdot 10^{-24} T^2$	[7]
$H^+ + H^- \rightarrow H + H + H$	$a_{14} = 1.6 \cdot 10^{-6} T^{-0.45}$	[10]
$H_2 + H \rightarrow H + H + H$	$a_{15} = 2 \cdot 10^{-6} T^{-0.5} \exp\left(-\frac{52000}{T}\right)$	[13]
$H_2 + H^+ \rightarrow H_2^+ + H$	$a_{16} = 1.3 \cdot 10^{-9}$	[10]
$H_2 + H^+ \rightarrow H_2^+ + H$	$a_{17} = 2.6 \cdot 10^2 T^{-0.5} \exp\left(-\frac{2.12}{T}\right)$	[13]
$H + \text{РЛ} \rightarrow H^+ + e^-$	$a_{18} = 8.9 \cdot 10^{-16}$	[15]
$H + \text{КЛ} \rightarrow H^+ + e^-$	$a_{19} = 2 \cdot 10^{-15}$	[15]
$C + \gamma \rightarrow C^+ + e^-$	$a_{20} = 1.4 \cdot 10^{-10}$	[6]
$C^+ + e \rightarrow C + \gamma$	$a_{21} = 10^{-10} T^{-0.5} [1.26 - 0.238 \lg T]$	[6]
$H + H + H \rightarrow H_2 + H$	$a_{22} = 10^{-32}$	[10]
$z + \text{пыль} \rightarrow \text{пыль}$	$a_{23} = \pi r_{\text{п}}^2 \left( \frac{8kT}{\pi m} \right)^{1/2} a_{\text{п}}$	

\*  $T$  — температура межзвездного газа,  $a_{\text{п}} = N_{\text{п}}/N_p$ ,  $r_{\text{п}}$  — радиус пылинки;

\*\*  $T_r$  — температура ионизирующего излучения; РЛ — рентгеновский квант; КЛ — частица космических лучей.

положительных ионов  $H^+$

$$\frac{dx_+}{dt} = (a_{18} + a_{19}) x_0 - (a_3 N_e + a_{14} x_- N_p) x_+, \quad (2)$$

отрицательных ионов  $H^-$

$$\frac{dx_-}{dt} = a_4 x_0 N_e - x_- [a_5 + a_{11} x_0 N_p + a_{14} x_+ N_p + a_6 N_e], \quad (3)$$

молекул  $H_2$

$$\frac{dy}{dt} = a_{11} x_0 x_- N_p + a_4 x_0 N_p + a_{22} x_0^3 N_p^2 - a_7 y, \quad (4)$$

молекулярных ионов  $H_2^+$

$$\frac{dy_+}{dt} = a_{13} x_0 x_+ N_p - y_+ [a_{12} + a_9 N_e + a_{16} x_0 N_p], \quad (5)$$

ионов углерода  $C^+$

$$\frac{dx_C}{dt} = a_{20}(1-x_C) - a_{21}x_C N_e. \quad (6)$$

Радиус пылинки увеличивается за счет прилипания к ней тяжелых элементов. Уменьшение радиуса возможно при испарении радикалов и молекул. В этом случае

$$\begin{aligned} \frac{dr_\pi}{dt} = & \frac{1}{\rho_\pi} \left[ \frac{1}{2} \sum \left( \frac{2kTm_p}{\pi} \right)^{1/2} \mu z N_p - \sum m_p \mu \times \right. \\ & \left. \times \exp \left( 2.3026 \left( C - \frac{A}{T} \right) \right) \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Значения  $A$  и  $C$  брались из книги Каплана и Пикельнера [2, с. 267].

Уравнение для уменьшения содержания тяжелых элементов  $z$  в результате адсорбции на частицы пыли имеет вид:

$$\frac{dz}{dt} = -a_{23} Z N_p. \quad (8)$$

Для концентрации электронов имеем

$$N_e = (\rho/m_p)[1.305 \cdot 10^{-2} Z x_C + x_+] \quad (9)$$

В приведенных выше уравнениях

$$x_0 = \frac{N_H}{N_p}; \quad x_+ = \frac{N_{H^+}}{N_p}; \quad x_- = \frac{N_{H^-}}{N_p}; \quad y = \frac{N_{H_2}}{N_p}; \quad y_+ = \frac{N_{H_2^+}}{N_p}; \quad x_C = \frac{N_{C^+}}{N_C + N_{C^+}}$$

$N_p = X\rho/m_p$  — концентрация протонов. К системе (1)–(9) необходимо добавить уравнения, описывающие изменение плотности и температуры со временем. Как отмечалось, принято  $T = \text{const}$ , а плотность изменяется по закону [3]

$$\rho = \rho_0 / w^3, \quad (10)$$

где  $w = \left[ \frac{3}{2} \left( \frac{\pi}{2} - \tau \right) \right]^{2/3}$ ;  $\tau = \frac{t}{t_{ff}}$ ;  $t_{ff}$  — время свободного падения.

Система уравнений (1)–(10) решалась численно, неявным методом, описанным Э. Э. Шнолем в [1].

Решения получены для двух вариантов: 1) протозвезды состоит только из газа; 2) протозвезды содержит примесь пылевых частиц. При взаимодействии частиц с межзвездным излучением учтен коэффициент дилиюции  $W$ , который в расчетах принимался равным  $10^{-14}$ . В расчетах принималось  $\rho_0 = 10^{-21} \text{ g/cm}^3$ ,  $X = 0.7$ ,  $Z = 0.02$ ,  $T_r = 10^4 \text{ K}$ ;  $T = 50, 100, 200^\circ \text{ K}$  — в варианте 1,  $T = 10, 20^\circ \text{ K}$  — для варианта 2. Результаты расчетов представлены на рис. 1 и 2.

Начальный рост  $x_-$  и  $y_+$  вызван уменьшающейся относительной ролью фотоионизации при увеличении плотности. Затем, при  $N_p \geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$ , начинается рекомбинация электронов, которая идет значительно быстрее, чем образование  $H_2$  через  $H^-$ . Поэтому в протозвездах этот путь образования молекулярного водорода мало эффективен. Только при  $N_p \geq 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , когда существенную роль начинают играть тройные столкновения, происходит быстрое образование  $H_2$  до равновесной концентрации. Если в веществе есть примесь пылевых частиц, образование молекулярного водорода значительно ускоряется и при  $N_p \geq 10^7 \text{ cm}^{-3}$  практически весь водород переходит в состояние молекул. Пылинки также приводят к обеднению среды тяжелыми элементами, что проявляется в росте  $r_\pi$ . При  $a_\pi = 10^{-12}$  полная адсорбция тяжелых элементов пылинками дает максимальный радиус пылинки  $r_\pi \approx$

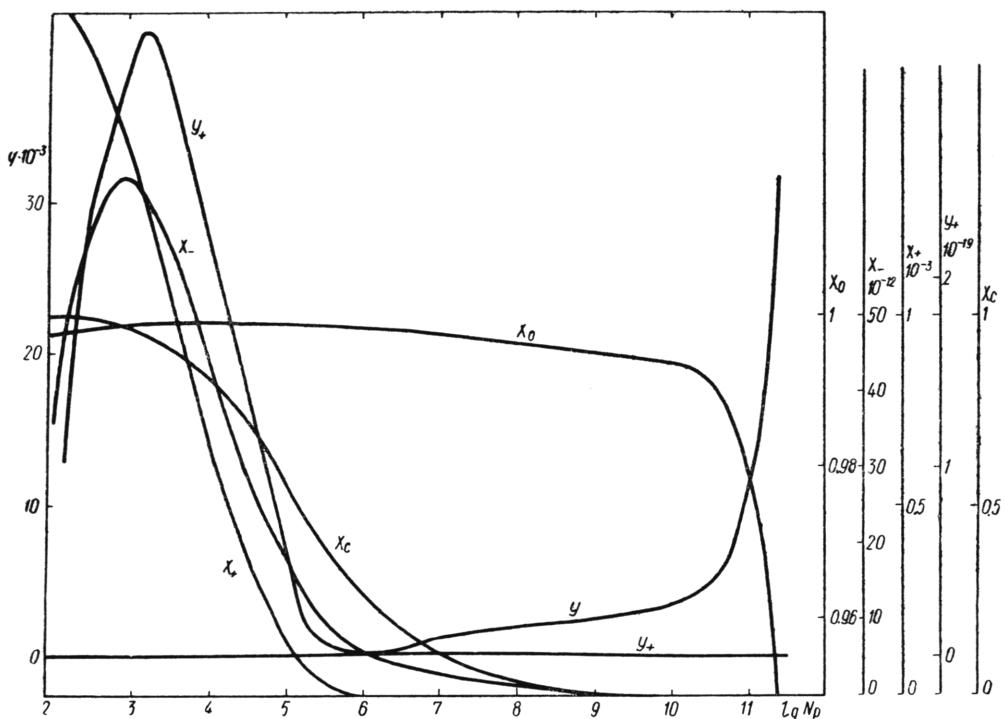


Рис. 1. Зависимость концентраций ионов и молекул от плотности согласно первому варианту решения.

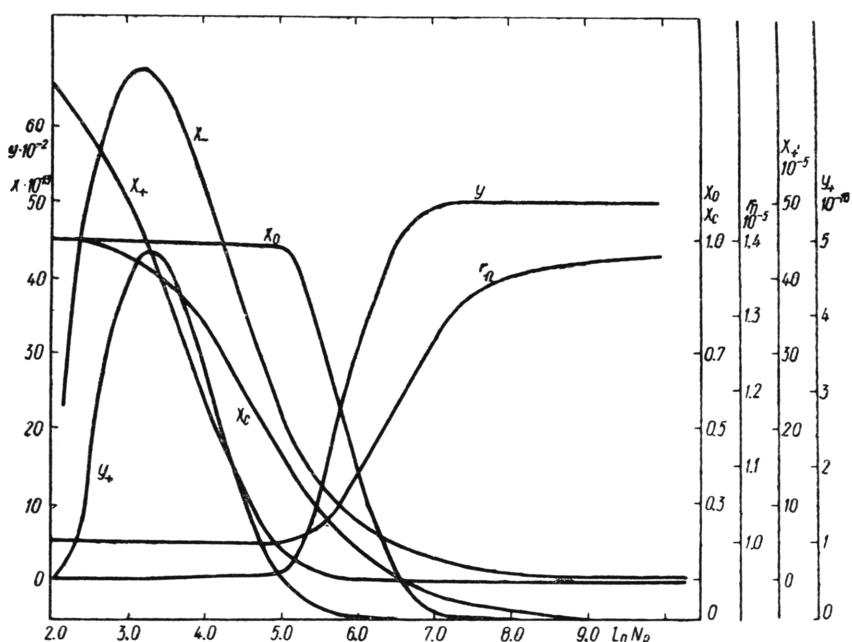


Рис. 2. Зависимость концентраций ионов и молекул от плотности согласно второму варианту решения.

$\simeq 1.4 \cdot 10^{-5}$  см. Приведенные на рис. 1 и 2 зависимости концентраций от плотности малочувствительны к изменению температуры газа.

В наших расчетах плотность ионизирующих излучений предполагалась постоянной. В действительности она является функцией глубины и должна уменьшаться с увеличением плотности. Учет этих факторов вызовет еще более крутой ход процесса рекомбинации и сузит интервал плотностей, в которых происходит переход к стационарным значениям концентраций элементов при высоких плотностях.

Поскольку реальная протозвезда имеет неоднородное распределение плотности, по химическому составу она будет содержать три зоны: внутреннюю — высокой плотности,  $N_p \gtrsim 10^7$  см<sup>-3</sup>, в которой уже прошли все химические реакции; промежуточную, где происходят описанные выше химические превращения; и внешнюю —  $N_p \leq 10^5$  см<sup>-3</sup>, здесь еще важно ионизирующее излучение, и состав протозвезды близок к существующему в обычных межзвездных облаках. Описанная структура влечет за собой соответствующее распределение источников охлаждения, рассмотренных в работе [3].

## ЛИТЕРАТУРА

- Гершберг Р. Е. Некоторые вопросы высвечивания ионизованного водорода, оптически толстого в частотах линий. — Изв. КрАО, 1972, 46.
- Каплан С. А., Пикельнер С. Б. Межзвездная среда. М., Физматгиз, 1963.
- Колесник И. Г. Гравитационное сжатие протозвезд I. Объемные потери энергии. — В кн.: Астрометрия и астрофизика, 18. «Наукова думка», Киев, 1973.
- Колесник И. Г. Химические превращения при коллапсе протозвезд. Качественный анализ. — В кн.: Астрометрия и астрофизика, 28, «Наукова думка», Киев, 1975.
- Оксюк Ю. Д. Фотодиссоциация молекулярного иона водорода. Опт. и спектр., 23, 1967, 213.
- Aappenstad P. A. Molecular Formation. I. In Normal HI Clouds, Ap. J., Suppl. Ser., 1973, 217, 205.
- Bates D. R. Rate of Rormation of Molecules by Radiative Association. Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 1951, 111, 303.
- De long T. The Density of H<sub>2</sub> Molecules in Dark Interstellar Clouds. Astron. and Astrophys., 1972, 20, 263.
- Dolgarno A., Browne I. C. The Associative Detachment of H and H<sup>-</sup>. — Ap. J., 1967, 149, 231.
- Hirasawa T. Formation of Protogalaxies and Molecular Processes in Hydrogen Gas. Prog. Theor. Phys., 1969, 42, 523.
- Malville T. M. Abundance of Metastable Hydrogen Molecules in the Interstellar Medium. Ap. J., 1964, 139, 198.
- McDowell M. R. On the Formation of H<sub>2</sub> in HI Region. Observatory, 1961, 81, 240.
- Matsuda T., Sato H., Takeda H. Cooling of Pre-Galactic Gas Clouds by Hydrogen Molecule. Prog. Theor. Phys., 1969, 42, 219.
- Chandrasekhar S. On the Continuous Coefficient of the Negative Hydrogen in IV. Ap. J., 1958, 128, 114.
- Silk J., Werner M. W. Heating of HI Regions by Soft X-rays. Ap. J., 1969, 158, 185.
- Spitzer L., Tomasko M. G. Heating of HI Regions by Energetic Particles. Ap. J., 1968, 152, 971.
- Stecher T. P., Williams D. A. Photodestruction of Hydrogen Molecules in HI Regions. Ap. J. 1967, 149, L 29.

Главная астрономическая  
обсерватория АН УССР

Поступила в редакцию  
в апреле 1975 г.

## О ДВУХ ПЕРЕМЕННЫХ В СОЗВЕЗДИИ ОРЛА

**Б. Л. Шаганян, В. Б. Шаганян**

Настоящая работа представляет собой часть исследования всех переменных звезд в поле галактического рассеянного звездного скопления NGC 6830 южной части созвездия Орла и посвящена исследованию фотографического блеска звезд V 462 и V 735 Орла.

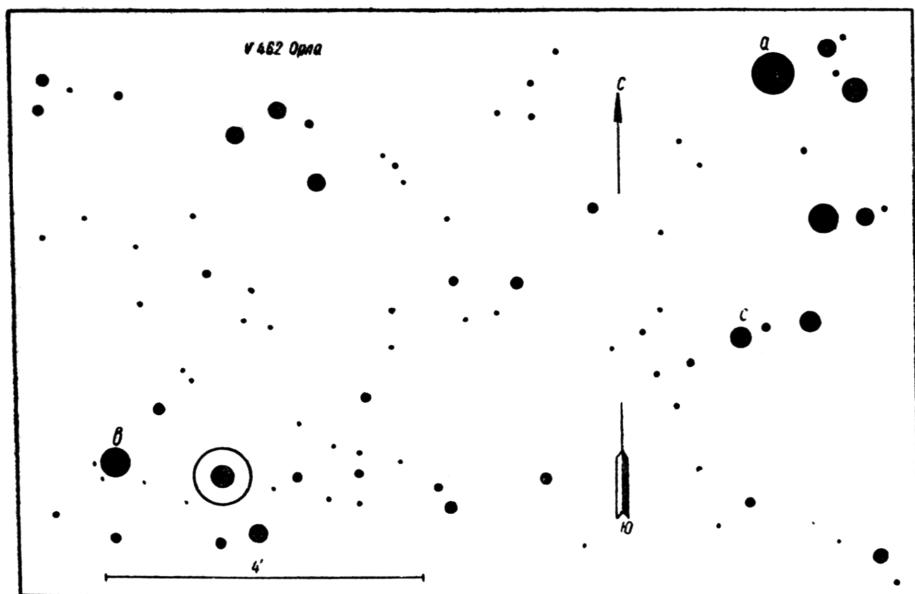


Рис. 1. Карта окрестностей  $V\,462$  Орла.

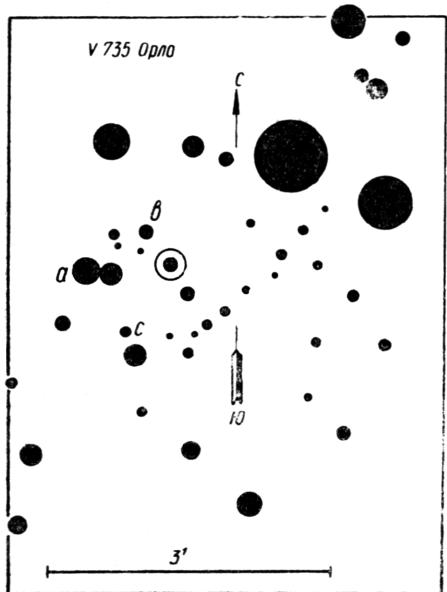


Рис. 2. Карта окрестностей  $V\,735$  Орла.

По полученным наблюдениям строились сезонные кривые изменения блеска. Поправка за ошибку поля не вводилась. Средняя квадратическая ошибка одного наблюдения составляет  $\pm 0^m.06$ . Фотометрирование пластинок производилось на микрофотометре МФ-2.

#### **$V\,462$ ОРЛА**

$V\,462$  Орла открыта Моргенротом [4] и определена как медленно меняющаяся в пределах  $13^m - 14^m.5$ . Ван Шевик [5] отнес ее к неправильным переменным звездам с изменением фотографического блеска от

Таблица 1

Звезда	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>
$V\,462$ Орла	11.17	11.53	13.06
$V\,735$ Орла	14.85	15.05	15.20

Фотографический материал получен на 40-см астрографе Южной станции ГАИШ, система которого близка к *B*. Блеск указанных звезд оценивался по способу Нейланда—Блажко на пластинах с центром M 71 коллекции ГАИШ. Звездные величины всех звезд сравнения были получены привязкой к стандарту Грубисича [2] в скоплении NGC 6830, затем усреднены по методу наименьших квадратов. Окончательные величины звезд сравнения (рис. 1, 2) приведены табл. 1.

Блеск переменных звезд вычислялся сначала в степенях, а затем переводился в звездные величины.

13<sup>m</sup>.5 до 14<sup>m</sup>.5. По определениям Д. Кэмерон и Нассау [1], спектр V 462 Орла M 6.5.

Нами V 462 Орла наблюдалась в промежутке JD 2437136—2440512. Получено 139 уверенных оценок блеска (табл. 2).

Таблица 2

<i>JD</i>	<i>m</i>	<i>JD</i>	<i>m</i>	<i>JD</i>	<i>m</i>
7136.492	11.44	64.438	11.53	65.260	12.30
59.293	11.38	8968.458	11.46	9767.258	12.14
60.356	11.39	70.515	11.39	67.304	12.14
63.358	11.38	72.459	11.36	67.351	12.14
64.377	11.40	74.477	11.31	69.249	12.04
65.409	11.39	77.472	11.31	69.294	12.10
66.367	11.41	79.491	11.35	69.339	12.14
68.420	11.35	80.489	11.44	70.233	12.04
75.362	11.33	99.428	11.39	70.277	11.53
76.381	11.29	9236.538	11.44	70.323	11.41
94.358	11.29	37.548	11.44	70.368	11.31
96.295	11.33	69.509	11.91	9968.530	12.04
7220.215	11.39	92.333	11.44	68.554	12.14
23.210	11.41	94.408	11.44	74.542	12.30
7546.397	11.41	9323.493	12.04	99.412	11.31
58.425	11.39	29.495	12.30	2440007.454	11.39
62.360	11.39	34.503	11.84	33.481	12.04
7843.490	12.14	44.296	11.46	72.460	11.91
77.454	11.44	46.297	11.53	86.297	11.44
85.464	11.44	9379.319	11.44	93.465	11.39
87.473	11.39	82.295	11.53	2440094.420	11.41
7902.337	11.31	83.450	11.91	95.316	11.39
8144.501	11.39	84.312	12.14	98.356	11.53
8227.390	11.39	85.290	12.30	0117.429	11.91
61.460	11.39	87.352	11.91	18.273	12.14
68.426	11.40	87.404	11.53	19.266	12.14
8281.306	11.35	91.374	11.46	2440022.291	12.30
82.292	11.39	95.577	11.39	23.276	12.14
8554.485	11.38	9646.499	11.39	25.310	12.14
61.403	11.44	47.477	11.35	53.197	11.39
8623.454	11.53	52.469	11.39	57.360	11.39
68.345	11.47	55.486	11.35	0386.508	11.41
69.218	11.41	77.476	11.44	7.496	11.41
73.343	11.38	78.454	11.44	0425.464	11.35
97.219	11.41	81.473	11.53	27.470	11.39
98.219	11.46	84.493	11.53	28.455	11.41
99.250	11.39	86.462	12.14	73.340	11.35
8703.220	11.46	9704.324	11.53	75.302	11.44
8880.521	11.39	06.404	11.53	75.338	11.44
8905.461	12.19	07.300	11.53	0502.249	11.44
09.219	12.04	08.343	11.41	02.285	12.19
10.402	12.14	11.373	11.39	09.240	11.84
13.481	12.19	14.336	11.44	10.284	11.84
16.413	12.04	30.308	11.44	11.259	11.53
42.416	11.35	43.424	11.41	12.310	11.41
46.391	11.35	45.399	11.44		
51.491	11.39	46.411	11.53		

По полученным наблюдениям построены сезонные кривые изменения блеска (рис. 3 и 4), на которых наблюдаются моменты максимумов и минимумов блеска (табл. 3).

Анализируя кривую изменения блеска V 462 Орла и данные табл. 3, заключаем, что эта звезда может быть отнесена к полуправильным переменным звездам с переменным циклом от 28 до 86 дней. Характерно, что наряду с умеренно быстрым подъемом и спадом блеска наблюдаются периоды очень быстрого подъема и спада блеска почти на 0<sup>m</sup>.8 в течение 5—8 дней. Форма максимума, как правило, пологая, но в

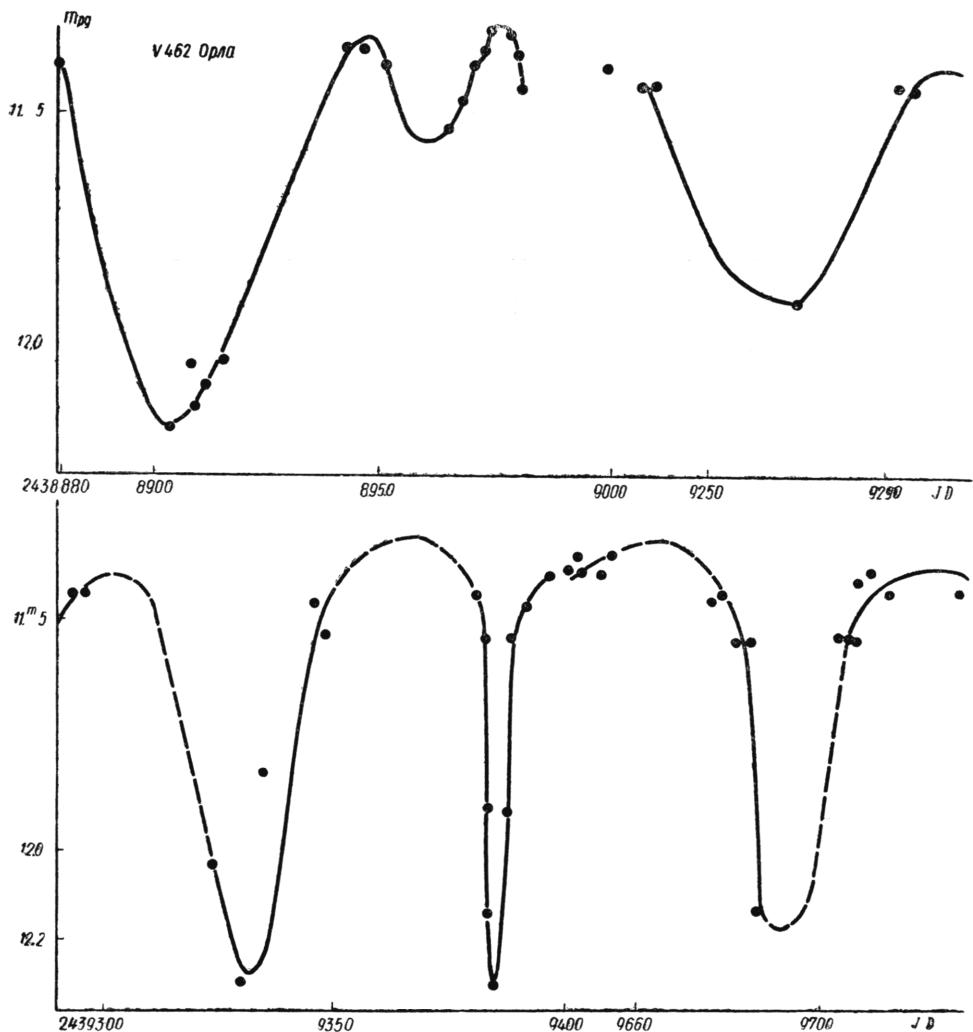


Рис. 3. Кривая изменения блеска  $V$  462 Орла за период  $JD$  2438880—2439730.

Таблица 3

max			min		
Дата	Величина	Цикл	Дата	Величина	Цикл
2437185	11.30:		2438905	12.18	
8685	11.30		8960	11.55:	55 <sup>d</sup>
8947	11.31:		8983	—	28
8976	11.30	29 <sup>d</sup>	9266	11.92	
9302	11.40:		9332	12.28	66
9368	11.30:	66	9385	12.30	53
9664	11.32		9683		
9728	11.38	64	9761	12.30	78
2440006	11.30		9980	12.34:	
0092	11.40	86	2440051		71
0155	11.37	63	0130	12.30	79
0406	11.25:		0450		
0483	11.25:	77	0504	12.20	54
0519	11.37	36			

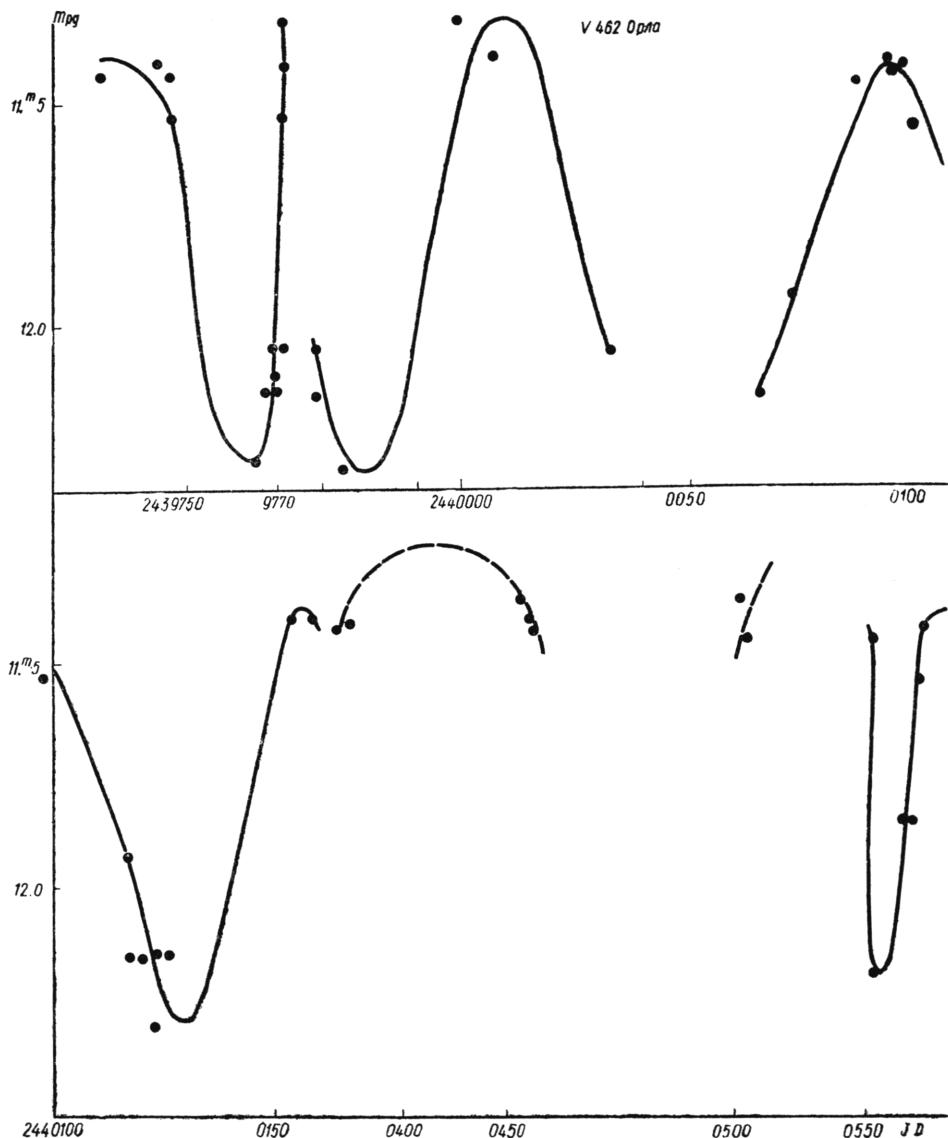


Рис. 4. Кривая изменения блеска  $V\ 462$  Орла за период  $JD\ 2439730$ — $2440512$  (продолжение рис. 3).

промежутке  $JD\ 2438940$ — $8980$  наблюдается дополнительный максимум с амплитудой около  $0^m.3$ . На исследованном нами промежутке блеск  $V\ 462$  Орла менялся в пределах  $11^m.20$ — $12^m.40$ .

#### **V 735 ОРЛА**

$V\ 735$  Орла открыта Куно Хоффмейстером [3] и определена как медленно меняющаяся в пределах  $15^m$ — $16^m$  в фотографических лучах. Ван де Воорд [6] исследовал ее в промежутке  $JD\ 2427543$ — $31318$ . Им получено 142 фотографических наблюдения этой звезды. Характер изменения блеска следующий. В промежутке  $JD\ 2427543$ — $8400$  на кривой изменения блеска наблюдались волны с амплитудой  $1^m.5$  и продолжительностью 260 дней. Эти почти периодические изменения блеска пред-

ставлялись Ван де Воордом элементами  $\max = 2427543 + 265^d E$ , хотя вычисленный по ним максимум  $JD = 2429132$  соответствовал минимуму на кривой изменения блеска. Наблюдения звезды в промежутке  $JD = 2428400 - 31318$  указывают на случайные короткие волны продолжительностью до 100 дней и амплитудой от  $0^m.5$  до  $1^m.0$ . Ван де Воорд отнес эту звезду к типу  $\mu$  Цефея с пределами изменения фотографического блеска  $14^m.6 - 16^m.1$ .

Таблица 4

$JD$	$m$	$JD$	$m$	$JD$	$m$
7124.312	15.14	68.458	15.20	67.351	15.20
7136.492	15.09	8970.515	15.16	9769.249	15.14
59.293	15.13	72.459	15.16	69.339	15.14
60.356	15.13	74.477	15.13	70.277	15.16
63.358	15.14	77.472	15.14	70.323	15.20
64.377	15.10	79.491	15.16	70.368	15.20
65.409	15.16	80.489	15.13	72.288	15.25
66.367	15.16	99.428	15.25:	9968.554	15.16
68.420	15.16	9236.538	15.25:	74.542	15.16
75.362	15.20	69.509	15.20:	9999.412	15.16
76.381	15.25	92.333	15.16	2440007.454	15.14
94.358	15.20	94.408	15.13	33.481	15.15
96.295	15.25	9301.431	15.13	36.452	15.15:
7220.215	15.30:	23.493	15.01	71.396	15.00
23.210	15.35:	29.496	14.95	72.460	15.04
7546.397	15.05	34.503	14.97	86.297	14.99
58.425	15.13	44.296	14.95	93.465	15.00
62.361	15.13	46.297	14.95	94.420	14.95
7843.490	14.98	79.319	15.09	95.316	14.95
76.514	15.00	82.295	15.11	97.500	14.97
77.457	14.97	83.450	15.13	98.358	15.00
85.464	15.00	84.312	15.16	0117.429	15.00
87.473	15.01	85.290	15.16	18.273	14.95
7902.337	15.09	85.379	15.14	19.266	14.97
8144.501	15.10	87.352	15.15	22.291	14.97
8227.390	15.30:	87.404	15.15	23.276	15.02
61.460	15.16	91.374	15.20	25.310	15.00
68.426	15.16	95.577	15.25:	0.153	15.16
81.306	15.12	9646.499	15.13	57.360	15.15
82.262	15.09	47.477	15.09	0386.508	15.00
8554.485	15.16	52.469	15.16	87.496	14.97
61.403	14.93	55.486	15.20	0.426.392	15.12
8668.345	15.13	77.476	15.30	27.470	15.10
69.218	15.16	78.454	15.30	28.455	15.15:
73.303	15.14	84.493	15.32	73.340	15.24
73.343	15.17	86.462	15.30:	75.302	15.26
97.219	15.13	9704.324	15.35:	75.338	15.30:
98.219	15.14	11.373	15.30	0502.249	15.30:
99.250	15.13	12.341	15.31	02.285	15.27
8703.220	15.14	14.336	15.25	09.240	15.21
8880.521	15.16	30.308	15.16	10.284	15.15
8905.461	15.25:	43.424	15.16	11.259	15.20
10.402	15.28:	45.399	15.16	12.310	15.16
13.481	15.25:	64.349	15.15		
16.413	15.30:	65.260	15.12		
42.416	15.25:	65.306	15.14		
51.491	15.20	65.357	15.16		
64.438	15.20	67.304	15.14		

Нами  $V 735$  Орла исследовалась в промежутке  $JD = 2437124 - 40512$ . Получено 139 уверенных оценок блеска (табл. 4). Из анализа построенных по этим наблюдениям сезонных кривых (рис. 5) следует, что  $V 735$  Орла меняет фотографический блеск в форме случайных волн с амплитудой от  $0^m.15$  до  $0^m.30$ . Элементы Ван де Воорда не удовлетворяют нашим наблюдениям. В исследуемом нами промежутке звезда

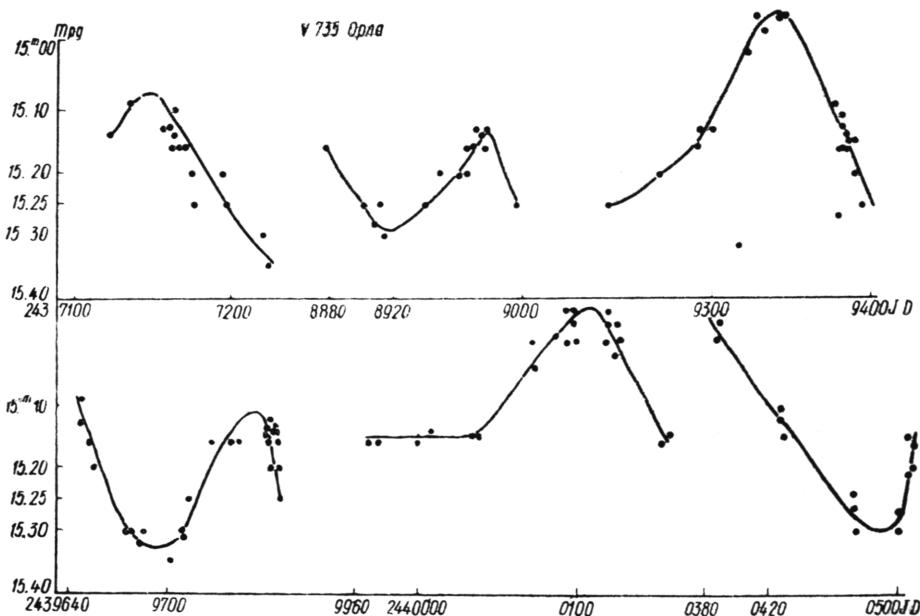


Рис. 5. Кривая изменения блеска V 735 Орла за период JD 2437124—2440512.

менялась в пределах  $14^m.95$ — $15^m35$ . На сезонных кривых изменения блеска получены моменты максимумов и минимумов блеска, приведенные в табл. 5. V 735 Орла — медленная неправильная переменная звезда, периодичность блеска которой выражена очень слабо.

Таблица 5

max	<i>m</i>	min	<i>m</i>
2437146	$15.08$	2438227	$15.30$
8979	$15.13$	8919	$15.29$
9345	$14.93$	9697	$15.35$
9755	$15.10$	2440492	$15.32$
2440108	$14.95$		

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Cameron D., Nassau J. The Spectral Classification of the Red Variable Stars along the Galaxy Equator. — Ap. J., 1956, **124**, 2, 348.
2. Grubissich C. Der offenen Stern-haufen NGC 6830 and 6823. Mitt. 4. textabbildungen. Z. für Ap., 1960, **50**, T. 1, 14.
3. Hoffmeister C. 604 neue Veränderliche. — AN, 1936, **259**, 45.
4. Morgenroth O. 31 neue Veränderliche. — AN, 1934, **251**, 325.
5. Van Schewick H. Über den lichtwechsel von 42 Veränderlichen. — AN, 1941, **271**, H. 3, 133.
6. Van de Voorde A. Wechselsterne im nördlichen Teil der Milchstrasse. V. Teil, VSS, 1949, **1**, 3, 265.

Херсонский педагогический  
институт им. Н. К. Крупской

Поступила в редакцию  
в феврале 1975 г.

# ФИЗИКА СОЛНЦА

## ИЗУЧЕНИЕ МИКРОТУРБУЛЕНТНОСТИ ПО ЭКВИВАЛЕНТНЫМ ШИРИНАМ УМЕРЕННЫХ И УМЕРЕННО СИЛЬНЫХ ЛИНИЙ FeI

Э. А. Гуртовенко, В. А. Ратникова

Возможности исследования полностью развитой микротурбулентности очень ограничены. Действительно, для общего случая следует проанализировать формулу для интенсивности в линии

$$I_l = \int_0^{\infty} S(\tau_{\lambda}) e^{-\tau \sec \theta} \sec \theta d\tau, \quad (1)$$

где  $\tau = \int_0^{\tau_{\lambda}} (1 + \eta) d\tau_{\lambda}$ .

Поле скоростей практически влияет только на параметр  $\eta$ . Функция  $S(\tau_{\lambda})$  ощутимо зависит от поля скоростей только при сильном отклонении от ЛТР.

Предположим, что в какой-то момент времени в определенной точке фотосферы на глубине  $\tau$  элементарный объем имеет характерную скорость  $V$ . Соответственно коэффициент поглощения в линии  $x_l$  в этом объеме будет определяться зависимостью

$$x_l(\tau_{\lambda}, V) = \text{const} \frac{N}{\Delta \lambda_D} H \left( a, p - \frac{\lambda_0}{c \Delta \lambda_D} V \right), \quad (2)$$

где  $a = \gamma \lambda_0^2 / 4 \pi c \Delta \lambda_D$  и  $p = (\lambda - \lambda_0) / \Delta \lambda_D$  — известные параметры функции Фойгта, а  $N$  — концентрация поглощающих частиц. Однако в реальной ситуации нам приходится иметь дело с коэффициентом поглощения, усредненным в достаточно большом интервале времени и (или) интегрированным по поверхности на уровне  $\tau$ , содержащей достаточно большое количество элементарных объемов. Этот коэффициент поглощения ( $x_l'$ ) определяется интегралом

$$x_l'(\tau_{\lambda}, \cos \theta) = \text{const} \int_0^{\infty} f(\tau_{\lambda}, \cos \theta, V) \frac{N}{\Delta \lambda_D} H \left( a, p - \frac{V \lambda}{c \Delta \lambda_D} \right) dV, \quad (3)$$

где  $f(\tau_{\lambda} \cos \theta, V)$  — функция распределения «турбулентных» скоростей, которая в общем случае зависит от  $\tau_{\lambda}$  и  $\cos \theta$ . Именно этот коэффициент поглощения должен использоваться в рассчитываемом профиле фраунгоферовой линии, и задача исследования поля скоростей сводится к тому, чтобы из наблюдаемой линии, описываемой соотношением (1), вывести функцию распределения скоростей  $f(\tau_{\lambda} \cos \theta, V)$ . Эта задача в общем виде не решается. В частном случае, для полностью развитой микротурбулентности с гауссовым распределением скоростей, уравнение (3) сводится к функции Фойгта, в которой допплеровская ширина определяется тепловыми скоростями атомов и микротурбулентной скоростью. В этом частном случае микротурбулентную скорость и ее изменение с глубиной можно было бы довольно надежно исследовать

Таблица 1

Длина волны, Å	Потенциал возбуждения, eV	Наблюденные эквивалентные ширины для разных значений $\cos \theta$						$g_f$	
		1.0	0.8	0.6	0.436	0.28	[1.2]	[3]	среднее
5759.545	4.30	10.60	11.80	11.90	13.68	13.30	—	(4.37—2)	4.37—2
5811.919	4.14	9.66	10.85	11.20	11.60	11.85	4.56—2	1.46—2	9.60—2
5987.070	4.79	83.20	80.00	83.20	80.00	80.00	5.75—1	2.50—0	1.54—0
6082.718	2.22	34.90	35.90	37.90	38.80	42.20	1.01—3	1.20—3	1.10—3
6093.649	4.61	32.60	32.00	31.00	30.00	29.80	3.96—1	3.73—1	3.85—1
6096.671	3.98	37.50	37.80	36.20	39.00	39.60	2.25—1	1.12—1	1.68—1
6151.623	2.18	48.00	48.00	51.20	48.00	56.00	1.80—3	1.95—3	1.87—3
6157.733	4.07	58.40	54.40	56.80	57.80	58.80	8.65—2	3.50—1	2.20—1
6173.341	2.22	64.90	67.20	68.00	68.00	68.00	3.50—3	3.98—3	3.70—3
6187.410	2.83	2.74	2.93	3.65	4.03	4.56	—	(1.48—4)	1.48—4
6187.995	3.94	46.90	44.80	45.60	47.20	44.80	3.32—2	(2.56—2)	2.94—2
6213.438	2.22	73.60	73.60	75.20	80.00	77.00	6.30—3	7.08—3	6.60—3
6219.287	2.20	91.20	88.00	89.60	96.00	96.00	8.42—4	9.12—3	4.98—3
6226.740	3.88	28.00	28.40	28.80	28.00	30.00	1.55—2	6.05—2	3.80—2
6229.232	2.84	34.70	37.00	37.30	39.40	40.60	3.50—3	7.76—3	5.65—3
6232.648	3.65	91.20	92.80	91.20	91.20	83.20	4.15—2	1.91—1	1.61—1
6240.563	2.20	43.40	39.70	47.20	47.20	49.30	1.89—3	2.09—3	2.00—3
6252.565	2.40	130.84	128.00	121.00	118.50	106.90	4.98—2	5.13—2	5.05—2
6265.140	2.18	85.00	85.00	85.00	91.20	91.20	9.55—3	1.00—2	9.77—3
6293.933	4.83	12.28	12.95	13.66	14.91	15.20	—	(4.05—2)	4.05—2
6297.800	2.22	76.90	72.00	75.20	75.20	73.60	4.51—3	4.90—3	4.70—3
6335.335	2.20	96.00	97.50	100.80	100.80	100.80	1.32—2	1.38—2	1.35—2
6336.835	3.69	112.00	113.60	110.30	113.60	110.30	1.31—1	5.25—1	3.28—1
6380.750	4.19	48.00	48.50	49.80	49.10	48.60	9.82—2	4.00—1	2.50—1
6392.538	2.28	15.75	17.20	18.40	19.40	21.20	6.61—4	7.41—4	7.01—4

методом Гольдберга—Унно или же методом проб и ошибок. Однако в реальной ситуации профиль линии, расширенный микротурбулентностью, искажается также макротурбулентностью и в какой-то степени мезотурбулентностью. По этой причине исследование микротурбулентности путем изучения профилей фраунгоферовых линий сильно затруднено. Остается единственный путь — использовать эквивалентные ширины. Однако следует иметь в виду, что мезотурбулентность частично влияет и на эквивалентные ширины фраунгоферовых линий. Поэтому, обобщая задачу, мы можем говорить не о микротурбулентности, а о средней амплитуде поля скоростей в каком-то полубесконечном интервале пространственного спектра поля фотосферных движений. Для конкретной линии длинноволновая граница этого интервала определяется теми частотами, которые уже не влияют на эквивалентную ширину линии. Вместе с тем эта граница остается нечеткой, так как граничные размеры движущихся фотосферных элементов, изменяющих количество поглощенной в линии энергии, различаются для ядра и для крыльев.

Существует еще одна серьезная трудность в исследовании микротурбулентного поля скоростей: амплитуда этой скорости сильно маскируется систематической погрешностью параметра  $L = Agf$ , который непосредственно влияет на эквивалентную ширину фраунгоферовых линий. Поэтому полученные результаты сильно зависят от точности принятых значений как обилия  $A$ , так и сил осцилляторов  $gf$ .

В настоящей работе использованы все наблюдаемые нами линии Fe I, для которых уверенно определены эквивалентные ширины и можно было найти в литературе или определить каким-либо способом значения сил осцилляторов  $gf$  (табл. 1). В восьмой графе табл. 1 приведены значения сил осцилляторов, усредненные по данным Корлиса и Уорнера [5] и Аллена [3], в девятой — по данным Корлиса и Теча [4]. Поскольку последние результаты представляют, по-видимому, наиболее однородную систему, то мы приписали им двойной вес по сравнению с данными [5] и [3]. С учетом этого использованные нами значения  $gf$  (десятая графа) представляют собой весовое среднее из данных восьмой и девятой граф. Для некоторых слабых линий значения  $gf$  вычислены по таблицам относительной интенсивности линий внутри мультиплетов [2] с использованием достаточно точных значений  $gf$  для головной линии соответствующего мультиплета из [4]. Эти значения в табл. 1 заключены в круглые скобки.

### **ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОБИЛИЯ ЖЕЛЕЗА ПО СЛАБЫМ ФРАУНГОФЕРОВЫМ ЛИНИЯМ**

Обилие железа, несмотря на многочисленные исследования, до сих пор выведено недостаточно точно. Даже в последних работах эта величина по данным разных авторов может отличаться на порядок; например, Гарц и др. [6] дают значение  $\lg A_{Fe} = 7.60$ , тогда как по данным Уорнера [12] эта величина равна 6.55. Поэтому мы решили использовать для изучения микротурбулентной скорости обилие, выведенное по слабым линиям с используемой нами шкалой сил осцилляторов.

Известно, что эквивалентные ширины слабых линий малочувствительны к фотосферному полю скоростей, а также постоянной затухания. Поэтому, полагая известной модель фотосферы, можно достаточно точно вывести параметр  $Agf$ , используя лишь приближенное значение микротурбулентной скорости. Для эквивалентных ширин трех слабых линий мы сделали количественную оценку ошибок, обусловленных погрешностями принятой микротурбулентной скорости. Для микротурбулентных скоростей  $V_{mic} = 0; 1.5; 2$  и  $3 \text{ км/сек}$  в табл. 2 приведены вычисленные эквивалентные ширины  $W$ . Значения  $V_{mic} = 0$  и  $V_{mic} = -3 \text{ км/сек}$  представляют крайние (практически нереальные) пределы

этой величины. Близкая к реальной величина  $V_{\text{mic}} = 1.5 \text{ км/сек}$ . Соответствующие ей значения эквивалентной ширины, сравнимые с эквивалентными ширинами, рассчитанными для других значений  $V_{\text{mic}}$ , характеризуют погрешность  $\delta W$ , обусловленную ошибкой принятых  $V_{\text{mic}}$ . Эти значения  $\delta W$  также приведены в табл. 2. Лишь для наиболее сильной линии с эквивалентной шириной  $W \approx 15 \text{ м}\text{\AA}$  сказываются существенно погрешности в принятых значениях микротурбулентной скорости. Учитывая то, что для слабых линий эквивалентная ширина определяется с точностью 2—4% (см. табл. 2), можно считать, что ошибки принятой микротурбулентной скорости  $\pm 0.5 \text{ км/сек}$  вполне допустимы для линии с эквивалентной шириной  $W \leq 15 \text{ м}\text{\AA}$ .

Таблица 2

$V_{\text{mic}}, \text{км/сек}$	$\lambda 6098 \text{ Ti I}$ $d_0=0.05$		$\lambda 5811 \text{ Fe I}$ $d_0=0.12$		$\lambda 6098 \text{ Fe I}$ $d_0=0.16$	
	$W, \text{м}\text{\AA}$	$\delta W, \%$	$W, \text{м}\text{\AA}$	$\delta W, \%$	$W, \text{м}\text{\AA}$	$\delta W, \%$
0	4.18	3.0	9.18	5.8	13.64	8.1
1	4.26	1.6	9.51	2.5	14.36	3.3
1.5	4.31	0.0	9.75	0.0	14.85	0.0
2	4.37	1.6	9.96	2.2	15.36	3.4
3	4.44	3.0	10.25	5.1	16.04	8.0

В наших последующих расчетах, основываясь на данных исследований многих авторов, мы приняли как наиболее вероятное значение  $V_{\text{mic}} = 1.2 \text{ км/сек}$ , не зависящее от глубины. Расчеты эквивалентных ширин велись по алгоритму, разработанному для расчета профилей [1]. Эквивалентная ширина находилась интегрированием по профилю линии с шагом  $\Delta\lambda = 10 \text{ м}\text{\AA}$  в пределах  $\pm 260 \text{ м}\text{\AA}$  от центра линии, что обеспечивало необходимую точность расчета эквивалентных ширин всех линий поглощения. В расчетах использовалась фотосферная модель ГСМ. Отклонение от ЛТР в высоких слоях фотосферы может существенно повлиять на рассчитываемые эквивалентные ширины сильных линий поглощения. Поэтому в области  $t_5 < 10^{-4}$  мы использовали температуру возбуждения по Холвегеру [7]. Эта температура использовалась для вычисления концентрации поглощающих частиц, а также функции источника. Тепловые скорости атомов и постоянная затухания рассчитывались с кинетической температурой, задаваемой моделью ГСМ.

Таблица 3

$\cos \theta$	Линия				
	6392.538	5759.545	6293.933	6187.995	5811.919
1.0	$2.93 \cdot 10^{-13}$	$1.56 \cdot 10^{-11}$	$5.75 \cdot 10^{-11}$	$1.44 \cdot 10^{-13}$	$9.96 \cdot 10^{-12}$
0.80	2.73	1.65	5.85	1.40	10.6
0.60	2.60	1.57	6.02	1.56	10.3
0.436	2.35	1.77	6.56	1.55	10.1
0.28	2.30	1.64	6.67	1.55	9.90
Среднее	$2.58 \cdot 10^{-13}$	$1.64 \cdot 10^{-11}$	$6.17 \cdot 10^{-11}$	$1.50 \cdot 10^{-13}$	$1.02 \cdot 10^{-12}$
$A_{\text{Fe}}$	$0.58 \cdot 10^{-5}$	$0.65 \cdot 10^{-5}$	$2.42 \cdot 10^{-5}$	$1.63 \cdot 10^{-5}$	$0.18 \cdot 10^{-5}$
$L'$	$2.59 \cdot 10^{-13}$	$1.48 \cdot 10^{-11}$	$5.34 \cdot 10^{-11}$	$1.35 \cdot 10^{-13}$	$9.45 \cdot 10^{-12}$
$A'_{\text{Fe}}$	$0.58 \cdot 10^{-5}$	$0.59 \cdot 10^{-5}$	$2.10 \cdot 10^{-5}$	$1.47 \cdot 10^{-5}$	$0.17 \cdot 10^{-5}$

К сожалению, нам удалось из достаточно большого числа наблюдаемых слабых линий Fe I найти силы осцилляторов только для пяти линий. Параметр  $L = A_{\text{Fe}} \lambda g f$ , выведенный методом проб и ошибок для этих линий при разных  $\mu$ , приведен в табл. 3. В общем для всех линий

нельзя выявить существенного возрастания этого параметра при переходе к краю диска, что отмечено в работе Мюллер и др. [9] по изучению эквивалентных ширин слабых линий кислорода. В табл. 3 приведены также значения  $L$ , усредненные по данным для пяти положений на диске Солнца. Они использовались для вывода относительного обилия  $A_{Fe}$ , при этом силы осцилляторов взяты из табл. 1. Результаты приведены в восьмой строке табл. 3. Среднее по всем пяти линиям значение  $A_{Fe} = 1.08 \cdot 10^7$ , или  $\lg A_{Fe} = 7.04$ . Оно близко к величине  $\lg A_{Fe} = 7.20$ , выведенной Лайтсоном [8] в результате комплексного анализа профилей 18 сильных фраунгоферовых линий железа.

Для сравнения в предпоследней строке таблицы приведены значения того же параметра ( $L'$ ), полученные нами при исследовании общего поля скоростей [1] путем сравнения рассчитанных и наблюдаемых центральных интенсивностей тех же линий. Соответствующие значения обилия  $A'_{Fe}$  приведены в последней строке табл. 3. Среднее значение  $\lg A_{Fe} = 7.00$  практически не отличается от обилия, выведенного из эквивалентных ширин. Это согласие результатов свидетельствует как о достаточно высокой точности наблюдений, так и о хорошей внутренней сходимости предпосылок, используемых нами в исследованиях как микротурбулентной скорости, так и общего фотосферного поля скоростей.

Значение  $\lg A_{Fe} = 7.04$  принято для анализа эквивалентных ширин сильных и умеренно сильных линий.

#### ВЫВОД МИКРОТУРБУЛЕНТНОЙ СКОРОСТИ ИЗ АНАЛИЗА АБСОЛЮТНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ШИРИН ДЛЯ РАЗНЫХ ПОЛОЖЕНИЙ ЦЕНТР—КРАЙ НА ДИСКЕ СОЛНЦА

Исследование зависимости микротурбулентной скорости от глубины путем анализа эквивалентных ширин фраунгоферовых линий дает очень неуверенные результаты. Это отмечалось еще в ранней работе Уоддела [11], а также следует из результатов работ Ниссена [10] и Висбrou [13].

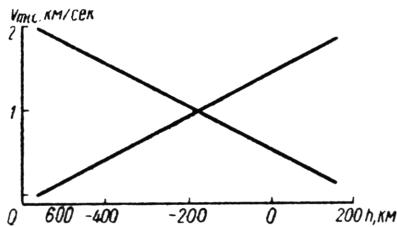


Рис. 1. Две различные модели изотропного микротурбулентного поля скоростей, удовлетворяющие наблюденной эквивалентной ширине линии  $\lambda 6173 Fe I$ .

возможности выявить характер изменения микротурбулентной скорости с глубиной и (или) направлением в фотосфере. Полагая приближенно  $V_{mic}(\tau_\lambda) = \text{const}$ , можно найти ее среднюю величину, относящуюся к эффективному слою формирования линии поглощения. К сожалению, разные участки профиля сильной линии образуются на разных глубинах. Поэтому понятие эффективного слоя для эквивалентной ширины сильной линии остается менее определенным, чем для слабой фраунгоферовой линии. Следует, однако, учесть, что в далеких крыльях сильных линий поле скоростей не влияет ни на профиль, ни на общее поглощение в линии. Поэтому глубину слоя, к которому относятся  $V_{mic}$ , можно определить как среднюю глубину образования ядра и близких крыльев линии.

По-видимому, практически невозможно выявить ход микротурбулентной скорости с глубиной, анализируя эквивалентные ширине линий для одного положения на диске Солнца. Действительно, разные модели микротурбулентного поля скоростей могут изменять профиль линии по-разному и вместе с тем согласоваться с эквивалентной шириной линии  $\lambda 6173 Fe I$  (рис. 1).

Однако анализ центр—край эквивалентных ширин дает некоторые

изменения микротурбулентной скорости с глубиной в фотосфере. Полагая приближенно  $V_{mic}(\tau_\lambda) = \text{const}$ , можно найти ее среднюю величину, относящуюся к эффективному слою формирования линии поглощения. К сожалению, разные участки профиля сильной линии образуются на разных глубинах. Поэтому понятие эффективного слоя для эквивалентной ширины сильной линии остается менее определенным, чем для слабой фраунгоферовой линии. Следует, однако, учесть, что в далеких

Основываясь на этих соображениях, мы рассчитали эквивалентные ширины всех сильных и умеренно сильных линий (см. табл. 1), используя обилие  $\lg A_{Fe} = 7.04$  и значения сил осцилляторов, приведенные в десятой графе таблицы. Для каждого положения на диске Солнца подбиралась такая микротурбулентная скорость  $V_{mic}(\cos \theta)$ , для которой расчетные и наблюдаемые эквивалентные ширины совпадали. Однако оказалось возможным подобрать  $V_{mic}(\cos \theta)$  только для 12 линий из 20. Значения  $V_{mic}(\cos \theta)$  для этих линий представлены в первых 12 строках табл. 4. Для остальных линий согласие наблюдавшей и расчетной эквивалентной ширины достигалось или только для неправдоподобно больших значений ( $V_{mic}(\cos \theta) > 2,5 \text{ км/сек}$ ) или же не достигалось вообще, даже при нулевых скоростях. Очевидно, что в первом случае используемые нами значения  $gf$  оказывались сильно заниженными, а во втором случае — сильно завышенными. Поэтому мы попытались уточнить имеющиеся для этих линий значения сил осцилляторов. Это было выполнено двумя способами: по наблюдаемой и по теоретической зависимостям эквивалентных ширин линий от параметра  $gf$ .

Эквивалентная ширина в общем случае зависит от модели фотосферы ( $M$ ), поля скоростей ( $V$ ), длины волны ( $\lambda$ ), а также атомных характеристик: обилия ( $A$ ), постоянной затухания ( $\gamma$ ), потенциала возбуждения ( $Ep$ ), потенциала ионизации ( $Ip$ ), функций по состояниям ( $p$ ), силы осциллятора ( $gf$ ), т. е. можно записать  $W = W(M, V, \lambda, A, gf, \gamma, Ep, Ip, p)$ . Параметры  $M, V, A, Ip, p$  для линий одного и того же атома постоянны. Если использовать линии Fe I с близкими  $Ep$  и  $\lambda$ , то наблюдаемая эквивалентная ширина этих линий практически должна выявлять зависимость только от параметра  $gf$ . Нам удалось отобрать из табл. 1 достаточно многочисленную группу линий с близкими потенциалами возбуждения (примерно  $2.2eV$ ). Для этих линий была построена для центра диска зависимость  $W/\lambda$  от  $gf$  (рис. 2). Как видно,

эта зависимость сразу же выявляет линии, для которых значения  $gf$  ошибочны. Из этой группы такими линиями в первую очередь являются линии  $\lambda 6219$  и  $\lambda 6240$ . Именно для них не удалось подобрать приемлемые значения микротурбулентной скорости. Уточненные значения  $gf$  для этих линий сняты с графика. Эти значения  $gf$  приведены в 11 графе табл. 1.

К сожалению, из-за небольшого количества наблюдательного материала нам не удалось построить зависимость, подобную изображенной на рис. 2, для линий с другими потенциалами возбуждения. Однако такую же зависимость можно рассчитать. При этом в расчетах необходимо использовать достаточно точное значение микротурбулентной скорости. Для такого расчета можно использовать микротурбулентную скорость, выведенную по первым 14 линиям табл. 4. Для этих линий средняя величина  $V_{mic}$  в центре диска составляет  $1.01 \text{ км/сек}$ .

Таблица 4

Длина волны, Å	$\cos \theta$				
	1	0.8	0.6	0.436	0.28
5987.070	1.76	1.65	1.86	1.86	2.23
6151.623	0.45	0.32	0.69	1.00	1.27
6157.733	0	0	0.32	0.62	1.23
6173.341	0.74	0.96	1.00	1.00	1.08
6213.438	0.59	0.59	0.73	1.05	1.05
6232.648	2.24	2.24	2.24	2.24	2.06
6252.565	1.41	1.41	1.12	1.12	0.93
6265.140	0.98	0.98	0.98	1.24	1.24
6297.800	1.30	0.96	1.14	1.30	1.30
6335.335	0.94	0.94	1.12	1.20	1.26
6336.836	1.73	1.84	1.84	2.03	2.09
6082.718	0	0	0	0.43	0.73
6219.287	1.05	0.96	1.05	1.36	1.36
6240.653	0.92	0.30	1.00	1.00	1.17
6093.649	1.01	0.79	0.70	0.60	0.60
6096.671	1.01	1.01	0.80	1.18	1.33
6187.995	1.01	0.79	1.00	1.17	1.00
6226.740	1.01	1.01	1.01	0.49	1.00
6229.232	1.01	1.01	1.01	1.01	1.18
6380.750	1.01	1.17	1.32	1.32	1.30
$W > 70 \text{ м\AA}$	1.33	1.28	1.34	1.49	1.50
$W < 70 \text{ м\AA}$	0.74	0.67	0.80	0.89	1.08
Среднее	1.01	0.95	1.05	1.16	1.27

С этим значением микротурбулентной скорости были рассчитаны теоретические зависимости  $\bar{W}/\lambda$  от  $\lg gf$  для центра диска для линий с потенциалами возбуждения 4.61, 2.83 и 4.01, 4.19 (рис. 3). По наблюдаемой эквивалентной ширине для всех шести последних линий (см. табл. 4) из этих зависимостей были сняты уточненные значения  $gf$ . Они приведены в 11 графе табл. 1 и использовались для вычисления  $V_{mic}(\cos \theta)$ .

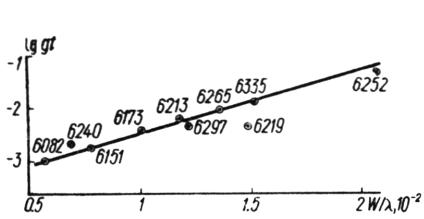


Рис. 2. Зависимость  $W/\lambda$  от  $\lg gf$  по данным наблюдений (в центре диска) для группы линий Fe I с близкими значениями потенциала возбуждения.

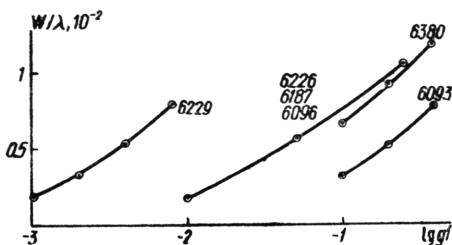


Рис. 3. Теоретические зависимости  $W/\lambda$  от  $\lg gf$ , рассчитанные для центра диска с величиной микротурбулентной скорости 1.01 км/сек.

Все линии табл. 4 целесообразно разделить в зависимости от эквивалентной ширины. Поэтому эти линии были разбиты на две группы:  $W > 70 \text{ м}\text{\AA}$  и  $W < 70 \text{ м}\text{\AA}$ . Значения  $V_{mic}(\cos \theta)$ , усредненные для этих двух групп линий, приведены в двух предпоследних строках табл. 4. Как видно, амплитуда микротурбулентной скорости для линий с большими эквивалентными ширинами существенно больше. Этот эффект может свидетельствовать о росте микротурбулентной скорости с изменением высоты. Однако возможны и другие объяснения: используемая нами шкала сил осцилляторов может иметь систематическую ошибку, зависящую от силы линии. Неясен также вопрос, насколько ошибочны рассчитываемые значения параметра затухания  $\gamma$ . Если реальные значения  $\gamma$  намного выше рассчитываемых, то микротурбулентные скорости для группы  $W > 70 \text{ м}\text{\AA}$  могут быть ощутимо завышены. Учитывая это, мы решили в качестве первого приближения усреднить данные по всем линиям. При этом допускаем возможность возрастания микротурбулентной скорости с высотой.

Усредненные по всем 20 линиям значения  $V_{mic}(\cos \theta)$  приведены в последней строке табл. 4. Как видно, микротурбулентная скорость почти изотропна. Принимая  $V_{mic}^{rad} = 1.01 \text{ км/сек}$ , получаем среднее значение тангенциальной составляющей  $V_{mic}^{tg} = 1.11 \text{ км/сек}$ .

Таблица 5

Линия, $\text{\AA}$	$d_0$		$d_0/2$	
	$\cos \theta = 1$	$\cos \theta = 0.28$	$\cos \theta = 1$	$\cos \theta = 0.28$
$\lambda 6096$	0.175	0.032	0.275	0.114
$\lambda 6173$	0.033	0.003	0.120	0.053
$\lambda 6265$	0.005	0.001	0.054	0.029

для края и центра диска, а также для двух точек контура — в центре линии ( $d_0$ ) и на половине центральной глубины ( $d_0/g$ ). Результаты расчета приведены в табл. 5. Как видно из этих данных, понятие эффективной глубины образования сильной линии весьма неопределенное. В качестве лишь грубой оценки глубины (что в данном случае вполне достаточно) мы приняли среднее из всех четырех значений, приведенных в таблице.

Для оценки глубин, к которым относится эта скорость, мы выбрали три линии, характерные для наиболее слабых, средних и наиболее сильных линий (см. табл. 4):  $\lambda\lambda 6096, 6173, 6265 \text{ \AA}$ . Предварительно были рассчитаны эффективные глубины линий поглощения

Соответственно для линий  $\lambda = 6096$ ,  $\lambda = 6173$  и  $\lambda = 6265$  имеем  $\bar{\tau}_5 = 0.15$  ( $\bar{h} = -110$  км),  $\bar{\tau}_5 = 0.05$  ( $\bar{h} = -180$  км) и  $\bar{\tau}_5 = 0.022$  ( $\bar{h} = -370$  км). Эти значения в среднем характеризуют глубину образования ядра и близких крыльев линий для всего диска Солнца. Полученный интервал глубин ( $-110 < h < -370$  км) определяет область эффективных глубин образования линий приведенных в табл. 4. Реально микротурбулентная скорость действует на эквивалентные ширины этих линий в более широком диапазоне глубин, которые можно положить равными  $0 < h < -550$  км.

### О ВОЗМОЖНОСТИ УТОЧНЕНИЯ МИКРОТУРБУЛЕНТНОГО ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ ПО ИЗУЧЕНИЮ ОТНОШЕНИЯ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ШИРИН ЛИНИЙ

Отношение эквивалентных ширин  $W_0/W_\theta$ , где  $W_0$  — эквивалентная ширина для центра диска, а  $W_\theta$  — для положения  $\cos \theta$  на диске, мало чувствительно к абсолютной величине микротурбулентной скорости. Однако это отношение может оказаться достаточно чувствительным к характеру изменения микротурбулентной скорости в зависимости как от глубины, так и от направления в фотосфере. Можно полагать, что отношение  $W_0/W_\theta$  при переходе центр—край будет зависеть также и от силы линии ( $gf$ ), и от потенциала возбуждения, так как от этих параметров существенно зависит эффективная глубина образования депрессии в линии. В связи с этими соображениями мы прежде всего проанализировали характер зависимости  $W_0/W_\theta$  по данным наблюдений, отобрав три группы линий с близкими характеристиками: 1)  $\lambda\lambda 6151, 6173, 6213, 6240, 6265, 6297, 6082$  Å; 2)  $\lambda\lambda 6096, 6157, 6187, 6226, 6380$  Å; 3)  $\lambda\lambda 5759, 5811, 5837, 6034, 6303, 5969$  Å. Первая и вторая группы в общем мало отличаются по интенсивности, но имеют разные потенциалы возбуждения — 2.2 и 4.0 eV соответственно. Вторая и третья группы имеют очень близкие потенциалы возбуждения, но сильно различаются по интенсивности. Третья группа содержит слабые линии, вторая — умеренно сильные и умеренные.

Отношение  $\bar{W}_0/\bar{W}_\theta$ , усредненное по всем линиям в каждой группе, приведено в табл. 6 и на рис. 4,а. Как и предполагалось, это отношение зависит и от силы линии, и от потенциала возбуждения. На рис. 4,б приведен результат теоретического расчета отношения  $W_0/W_\theta$ , выполненного для линии  $\lambda = 6187$  с полученной нами выше микротурбулентной скоростью и тремя различными значениями параметра  $gf$ . Этот расчет также подтверждает зависимость отношения  $W_0/W_\theta$  от параметра  $gf$ .

Таблица 6

Группа линий	$\cos \theta$				
	1	0.8	0.6	0.436	0.28
I. Умеренно сильные $E_p = 2.2$ eV	1.00	$1.014 \pm 0.014$	$0.962 \pm 0.012$	$0.949 \pm 0.013$	$0.929 \pm 0.018$
II. Умеренно сильные $E_p = 4.0$ eV	1.00	$1.017 \pm 0.013$	$1.013 \pm 0.011$	$0.988 \pm 0.007$	$0.980 \pm 0.010$
III. Слабые $E_p = 4.0$ eV	1.00	$0.942 \pm 0.027$	$0.913 \pm 0.030$	$0.859 \pm 0.035$	$0.846 \pm 0.030$

Зависимость отношения  $W_0/W_\theta$  от многих параметров сильно затрудняет возможности использования этой величины для уточнения модели микротурбулентной скорости. С этой целью были отобраны три группы линий с близкими значениями параметров  $gf$ ,  $E_p$  и  $\lambda$ . Это сле-

дующие группы линий: I —  $\lambda\lambda$  6096, 6187 и 6226 Å; II —  $\lambda\lambda$  6151, 6173, 6213, 6240, 6297 Å; III —  $\lambda\lambda$  6219, 6335 и 6265 Å. Со средними значениями параметров  $gf$ ,  $Ep$  и  $\lambda$  для этих групп линий (табл. 7), а также принятой нами предварительной моделью микротурбулентного поля скоростей ( $V_{rad}=1,01$ ,  $V^{tg}=1,11$  км/сек) были рассчитаны отношения  $W_0/W_\theta$  (табл. 7, рис. 5).

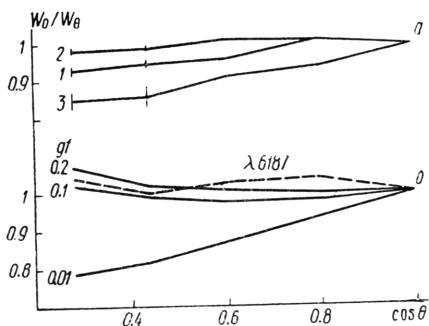


Рис. 4. Наблюдаемые зависимости  $W_0/W_\theta$  для трех групп линий (по данным табл. 6):

$a$  — теоретический расчет зависимости  $W_0/W_\theta$  для линии  $\lambda 6187$ ,  $b$  — принятые три значения параметров  $gf$ .

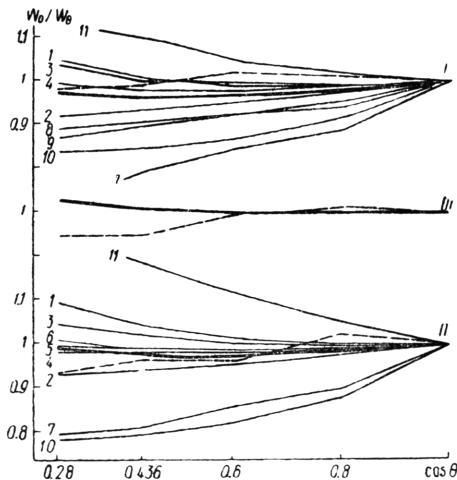


Рис. 5. Сравнение наблюдаемых и теоретических зависимостей  $W_0/W_\theta$  для трех групп линий табл. 7:

штриховая линия — наблюдения; жирная — расчеты с предварительной моделью микротурбулентной скорости, выведенной в предыдущем разделе; I—II — расчеты с различными моделями микротурбулентного поля скоростей.

Таким образом, согласование наблюдений и расчетов неплохое, что может подтверждать реальность принятых значений  $V_{mic}^{rad}$  и  $V_{mic}^{tg}$ .

С целью дальнейшего анализа результатов мы испробовали еще ряд моделей микротурбулентного поля скоростей для групп I и II, отличающихся потенциалами возбуждения и силами осцилляторов.

Таблица 7

Группа линий	$\cos\theta=1$	$\cos\theta=0.8$	$\cos\theta=0.6$	$\cos\theta=0.436$	$\cos\theta=0.28$
I. $Ep=3.93$ $gf=0.062$ $\lambda=6170$	1.0	$1.007 \pm 0.015$	$1.013 \pm 0.013$	$0.986 \pm 0.008$	$0.979 \pm 0.028$
II. $Ep=2.21$ $gf=0.0038$ $\lambda=6215$	1.0	$1.025 \pm 0.019$	$0.962 \pm 0.013$	$0.963 \pm 0.017$	$0.936 \pm 0.025$
III. $Ep=2.19$ $gf=0.011$ $\lambda=6273$	1.0	$1.007 \pm 0.011$	$0.989 \pm 0.015$	$0.944 \pm 0.005$	$0.944 \pm 0.005$

Приложение. В первой строке приведены данные наблюдений, во второй — данные расчета.

В первую очередь мы испробовали две разные модели микротурбулентного изотропного поля скоростей: резко возрастающую с глубиной скорость и резко убывающую с глубиной скорость (модели 1 и 2, рис. 6). Эти модели построены так, чтобы микротурбулентная скорость на эффективной глубине образования данной группы линий была близ-

кой к выведенной нами в предыдущем разделе (примерно 1,1 км/сек). В качестве эффективной глубины образования групп линий I и II мы приняли рассчитанные выше средние глубины для линий  $\lambda$  6096 и  $\lambda$  6173, равные соответственно —110 км и —180 км. Эти модели (1, 2) представлены на рис. 6 (для второй группы линий). Кроме моделей 1 и 2 мы испытали еще следующие изотропные модели: 3 и 4 — плавно возрастающая и плавно убывающая микротурбулентные скорости от 0 до 2 км/сек и наоборот (в пределах глубин  $-700 < h < +70$  км), 5 — медленно возрастающая с глубиной от 1.1 до 1.9 км/сек (в области глубин  $-700 < h < +70$  км), 6 — медленно убывающая с глубиной от 1.5

до 0.5 км/сек (в области глубин  $-70 < h < +70$  км) со средним значением  $\approx 1$  км/сек на глубинах формирования умеренно сильных линий. Были испытаны также следующие неизотропные модели: 7 — выведенная нами [1] методом проб и ошибок модель общего поля скоростей, 8 — модель [1] с амплитудой скорости, уменьшенной на 1 км/сек, 9 — большеамплитудная модель ( $V^{\text{rad}} = 3$  км/сек,  $V^{\text{tg}} = 3.4$  км/сек), 10 —  $V^{\text{rad}} = 1.0$  км/сек,  $V^{\text{tg}} = 2.0$  км/сек, 11 —  $V^{\text{rad}} = 2.0$  км/сек,  $V^{\text{tg}} = 1.0$  км/сек.

Анализируя полученные данные, можно сделать следующие выводы.

1. Абсолютная величина скорости мало влияет на ход зависимости  $W_0/W_\theta$  (сравн., например, модели 5 и 6, 8 и 9). Поэтому величина микротурбулентной скорости может быть получена только из анализа абсолютных значений эквивалентных ширин линий.

2. Одни и те же модели (например, 3, 4, 7, 10) дают для разных групп линий зависимости  $W_0/W_\theta$  различающиеся, хотя и не очень сильно. Это дает возможность уточнить модель микротурбулентной скорости по линиям, образующимся на разных глубинах.

3. Модели изотропной, сильно возрастающей или сильно убывающей с глубиной микротурбулентной скорости, а также любые модели с резко выраженной анизотропией не могут удовлетворить данные наблюдений.

4. Чувствительность отношения  $W_0/W_\theta$  к модели микротурбулентной скорости не очень высока. Однако характер изменения этого отношения при переходе центр—край позволяет определить, хотя в некоторых пределах точности, характер изменения амплитуды микротурбулентной скорости с глубиной. В данном случае результаты указывают в общем на лучшее согласие наблюдений с расчетами для изотропной постоянной или слегка возрастающей с высотой микротурбулентной скорости.

Уточнение этой модели более детальным согласованием наблюдений и расчетов нецелесообразно из-за сравнительно больших ошибок наблюдаемых зависимостей  $W_0/W_\theta$  (см. табл. 7).

Отметим характерные особенности наблюдаемого отношения  $W_0/W_\theta$ .  $W_0/W_\theta > 1$  — для наблюдений близ центра диска и  $W_0/W_\theta < 1$  — для наблюдений близ края. Такие особенности отмечаются во всех случаях (см. рис. 5 и 6), и поэтому их трудно объяснить ошибками наблюдений. Первую особенность можно объяснить небольшой анизотропией микротурбулентной скорости с преобладанием радиальной составляющей, вторую — небольшой анизотропией с преобладанием тангенциальной составляющей или же изотропной моделью с микротурбулентной скоростью, резко возрастающей с высотой. Единая модель

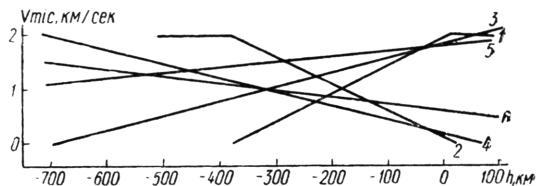


Рис. 6. Различные модели изотропного микротурбулентного поля скоростей, принятые в расчетах  $W_0/W_\theta$  (см. текст и рис. 5).

поля скоростей, которая объяснила бы обе эти особенности, оказалась слишком сложной и малоправдоподобной. Можно предположить, что расчеты с другой фотосферной моделью смогли бы объяснить наблюдения точнее. Вопрос пока неясен, и изучение его может быть продолжено лишь при наличии более многочисленного наблюдательного материала.

Результаты исследований в предыдущем разделе указывают на возможный эффект возрастания микротурбулентной скорости с высотой. Анализ отношения  $W_0/W_\theta$  при переходе центр—край показывает, что возрастающая с высотой микротурбулентная скорость также лучше удовлетворяет наблюдениям. Поэтому, резюмируя, мы можем рекомендовать для области глубин  $0 < h < -550$  км изотропную слегка возрастающую с высотой микротурбулентную скорость. Амплитуда этой скорости, выведенная из анализа абсолютных значений эквивалентных ширин (1.1 км/сек), должна быть отнесена в среднем к слоям формирования основной доли поглощения в умеренных и умеренно сильных линиях Fe I. Эти слои охватывают область глубин  $-100 < h < -400$  км. Наиболее близкими к предлагаемой являются модели 6 и 4 (рис. 6).

Модель изотропной возрастающей с высотой скорости более реальна также с физической точки зрения. Действительно, рост ее с изменением высоты соответствует физическим представлениям об увеличении степени диссиpации конвективных и волновых движений в высоких слоях атмосферы Солнца. Микротурбулентная скорость является, по-видимому, результатом распада этих более крупномасштабных движений. С другой стороны, физическое (и математическое) понятие турбулентной скорости предполагает ее изотропность.

В связи с полученными выводами нельзя придавать большого значения результатам, в которых допускается возрастание микротурбулентной скорости в зависимости от глубины. Такие результаты обременены влиянием макротурбулентных движений и в большей своей части они представляют амплитуду общего поля скоростей. Более надежные данные о характере микротурбулентной скорости в большом интервале глубин можно получить, произведя подобный анализ для ряда групп линий, образующихся на разных глубинах. Для этого потребуется очень большой наблюдательный материал. Такие исследования, выполненные для линий разных атомов, покажут также, насколько модель микротурбулентного поля скоростей является универсальной, т. е. пригодна ли она для расчета коэффициента поглощения любых фраунгоферовых линий. Возможно, что и нет, так как, вообще говоря, понятие микротурбулентной скорости не является однозначным. Его можно осмысливать только по отношению к данной линии (или группе линий с близкими характеристиками).

Ввиду этих соображений понятие общего фотосферного поля скоростей приобретает еще более важный практический смысл. Именно это понятие дает возможность разделить микро- и макротурбулентность: выведенная по эквивалентным ширинам микротурбулентная скорость позволяет выделить из общей амплитуды поля скоростей макротурбулентную скорость.

## Основные выводы

Микротурбулентную скорость следует определять или уточнять в конкретном случае по эквивалентным ширинам исследуемых линий.

Микротурбулентная скорость, выведенная по эквивалентным ширинам умеренных и умеренно сильных линий Fe I, хорошо представляется моделью квазизотропной слегка увеличивающейся с высотой скорости. Амплитуда этой скорости в слоях, где образуются эти линии ( $h = 100 \div 400$  км,  $\tau_b = 0.15 \div 0.02$ ), равна в среднем 1.1 км/сек.

## ЛИТЕРАТУРА

- Гуртовенко Э. А. Изучение амплитуды поля скоростей по слабым линиям металлов. — АЖ, 1975, 52.
- Левинсон И. Б., Никитин А. А. Руководство по теоретическому вычислению интенсивностей линий в атомных спектрах. Л., 1962.
- Allen C. W. The f-Sum Rule and FeI-f-Values. — Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 1971, 152, 295.
- Corliss C. H., Tech J. L. Oscillator Strengths and Transition probabilities for 328 Lines of FeI. — Nat. Bur. Stand., Monograph N 108, U. S. Department of Commerce, 1968.
- Corliss C. H., Wagner B. Absolute Oscillator Strength for FeI. — Ap. J. Suppl., 1964, 8, 83, 395.
- Garz T., Holweger H., Kock M., Richetr J. Revision der solaren Eisenhäufigkeit und ihre Bedeutung für das Modell der Sonnenphotosphäre. — Astron. Astrophys., 1969, 2, 446.
- Holweger H. Ein empirisches Modell der Sonnenatmosphäre mit lokalem thermodynamischen Gleichgewicht. — Z. f. Astrophys., 1967, 65, 365.
- Lites B. The solar neutral iron spectrum. — Solar Phys., 1973, 32, 283.
- Müller E., Baschek B., Holweger H. Center-to-Limb Analysis of the Solar Oxygen Lines. — Solar Phys., 1968, 3, 125.
- Nissen P. E. Turbulence in the Solar Photosphere as Derived from the Study of Center-to-Limb Variations of Equivalent Widths of TiI Lines. — Ann. Astrophys., 1965, 28, 556.
- Waddel J. M. — Nomographic Method for the Determination of Absorption and Scattering Coefficient using the Line Profiles. — Astrophys. J., 1958, 127, 284.
- Wagner B. The Abundance of the Elements in the Solar Photosphere IV. The Iron Group. — Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 1968, 138, 229.
- Withbroe G. L. An Analysis of CH in the Solar Atmosphere. — Ap. J., 1967, 147, 1117.

Главная астрономическая  
обсерватория АН УССР

Поступила в редакцию  
в марте 1975 г.

## О ВЛИЯНИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПРОФИЛИ БАЛЬМЕРОВСКИХ ЛИНИЙ ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШЕК

К. В. Аликаева

Интерпретация наблюденных профилей спектральных линий во вспышках и явлениях типа вспышек встречает значительные трудности. Этот вопрос тесно связан с существом процессов, происходящих во вспышках, и физическими условиями, в которых находится вспышечная материя.

Анализ профилей линий во вспышках на диске показывает, что все бальмеровские линии, включая  $H_{\alpha}$ , испытывают влияние эффекта Штарка [6, 13]. Нижние члены бальмеровской серии в лимбовых вспышках штарковского расширения не обнаруживаются. Лабораторные эксперименты показали сходство спектра мощного импульсного разряда в водороде с водородным спектром солнечных вспышек [3]. Ход интенсивности в крыльях линий зависит от направления, в котором производится наблюдение спектра излучения плазмы. При наблюдении вдоль плазменного шнура расширение водородной эмиссии в крыльях вызвано макроскопическими движениями плазмы. При наблюдении поперек оси разряда водородные линии оказываются расширенными благодаря эффекту Штарка.

Расчеты профилей бальмеровских линий, расширенных совместным действием эффектов Доплера и Штарка, выполнены в [7], в которой используется полуэмпирическая теория штарковского уширения Грима, учитывающая воздействие микрополя ионов и ударное действие элек-

tronov. В появившейся в недавнее время работе [8] задача совместного учета квазистатического и ударного приближений решается более строго.

В случаях объектов типа хромосферных вспышек нельзя пренебречь воздействием магнитного поля на профили линий. Известно, что вспышки возникают вблизи нейтральной линии продольного магнитного поля, но, по-видимому, в области больших поперечных полей [11]. В последнее время получены некоторые свидетельства в пользу существования больших магнитных полей в активных образованиях [9, 10]. При наблюдениях двух слабых вспышек, выполненных с поляризационной оптикой, определены значения поля в эмиссионных узлах, примерно равные 300 гс [1]. Однако возможно, что мощные протонные вспышки возникают в области существенно больших магнитных полей [2].

При рассмотрении механизма расширения линий во вспышках необходимо оценить возможное влияние магнитного поля на профили линий. В работе [12] были рассчитаны профили линий  $L_\alpha$ ,  $L_\beta$  и  $H_\alpha$  с учетом электронных столкновений, электрического микрополя и внешнего однородного магнитного поля  $H \geq 10^3$  гс. Теоретические профили вычислены для  $T_e = 10000^\circ$  и  $10^{15} \leq n_e \leq 10^{18}$ .

Следствием сильного магнитного поля является не только зеемановское расщепление, но и электродинамическое уширение линий [5]. Это уширение возникает вследствие эффекта Штарка в электрическом поле  $E = \frac{1}{c} VH$ . Электродинамическое уширение линий будет более эффективным, чем зеемановское расщепление, если выполняется условие

$$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} > \frac{\sqrt{2}\pi e^2}{ch n(n-1)} \quad (1)$$

В случае вспышек условие (1) выполняется практически для всей бальмеровской серии. Это подтверждается расчетами профилей спектральных линий водородоподобных атомов, выполненными в [4]. В этой работе получены формулы, описывающие профили линий, уширенных совместным действием эффектов Допплера, Зеемана и электродинамического (рассматривался линейный Штарк-эффект в электрическом поле  $E = \frac{1}{c} VH$ ). Влияние микрополя плазмы не учитывалось.

Рассмотрим излучение с волновым вектором  $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$ . Этот случай соответствует наблюдениям вспышек на диске. Согласно [4], в компоненте с поляризацией  $\mathbf{e}_{||} \perp \mathbf{H}$  распределение интенсивности в линии не отличается от обычного допплеровского. Уширяющее действие магнитного поля оказывается лишь в компоненте излучения, поляризованной нормально к магнитному полю ( $\mathbf{e}_\perp \perp \mathbf{H}$ ). В этом случае возникает уширение, которое описывается формулой

$$\begin{aligned} I_{e_\perp} = I'_{e_\perp} + I''_{e_\perp} = & \frac{1}{\sqrt{\pi} \omega_D} e^{-v^2} \{1 - \sqrt{\pi} ue^{u^2} [1 - \operatorname{erf} u]\} + \\ & + \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} e^{-(\beta_x^2 + \beta_y^2)} \left(1 - \frac{a^2 \beta_y^2}{r^2}\right) \times \\ & \times \{\delta(\Delta\omega - \omega_D \beta_x - \omega_\alpha r) + \delta(\Delta\omega - \omega_D \beta_x + \omega_\alpha r)\} d\beta_x d\beta_y. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $v = \frac{\Delta\omega}{\omega_D}$  — безразмерная частота;  $\omega_D$  — допплеровская полуширина линии;  $u = \sqrt{\frac{1}{a^2} + v^2}$ ,  $a = \frac{\omega_E}{\omega_\alpha}$ ,  $\omega_E$  и  $\omega_\alpha$  — электродинамическое и зеемановское смещения частоты соответственно; направление оси  $OZ$  совпадает с направлением магнитного поля  $H$ ;  $\beta_x$  и  $\beta_y$  — составляющие вектора  $\beta = \frac{V}{V_0}$ ;  $V_0$  — средняя допплеровская скорость атомов;  $r^2 = 1 + a^2(\beta_x^2 + \beta_y^2)$ ;  $I_{e\perp}'$  учитывает допплеровское и зеемановское смещения, а  $I_{e\perp}''$  — в электродинамическом поле. Согласно [12]  $\omega_\alpha$  вычислялось с учетом эффекта Пашена—Бака, действие которого существенно, когда магнитное расщепление и ширина мультиплетной структуры одного порядка. Для линий бальмеровской серии эти величины сравнимы уже при  $H \geq 1000$  гс.

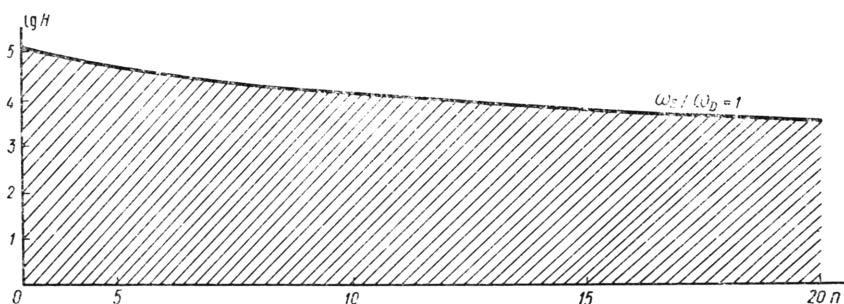


Рис. 1. Зависимость параметра  $E = \omega_E / \omega_D$  от напряженности магнитного поля и номера линии.

Электродинамическое уширение линий рассматривалось для значений  $H$  и  $\omega_D$ , которые можно ожидать во вспышках. Напряженности магнитного поля  $H$  изменялись от 500 до 10000 гс, для трех значений допплеровской ширины в линии  $H_\alpha$ :  $\Delta\lambda_D(H_\alpha) = 0.5, 1.0$  и  $1.5 \text{ \AA}$  ( $\omega_{D\alpha} = 2.19 \cdot 10^{11}, 4.37 \cdot 10^{11}$  и  $6.57 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}$  соответственно). Значение параметра  $a$  от напряженности магнитного поля не зависит, а зависит только от допплеровской ширины  $\omega_D$ . При принятых выше  $\omega_D$  значения этого параметра соответственно равны:

$$\begin{array}{lll} \text{для } H_\alpha & - 0.966 \cdot 10^{-1}; & 0.193; & 0.291; \\ \text{для } H_e & - 0.226 & ; & 0.451; & 0.677. \end{array}$$

Наиболее интересным является случай, рассмотренный в [4], когда

$$E = \frac{\omega_E}{\omega_D} = 1.9 \cdot 10^{10} \frac{Hn(n-1)}{z_i+1} \lambda \leq 1. \quad (3)$$

Предельные значения главного квантового числа верхнего уровня в зависимости от напряженности магнитного поля представлены на рис. 1. Условие  $\omega_E < \omega_D$  реализуется в заштрихованной области. Поскольку мы рассматриваем поля не больше  $10^4$  гс, то, как видно из рисунка, для линий до  $n=12$  условие (3) выполняется полностью. В [4] дается решение уравнения (2) для этого случая только для далеких крыльев и без учета зеемановского расщепления

$$I_{e \perp} \simeq \frac{1}{2\sqrt{\pi \omega_D}} \left\{ \frac{e^{-v^2}}{v^2} + \frac{e^{-(\frac{-E}{1-E})^2}}{\sqrt{1-E}} + \frac{e^{-(\frac{E}{1+E})^2}}{\sqrt{1+E}} \right\}. \quad (4)$$

Следовательно, в крыльях ( $\Delta\omega \geq 2\omega_{1g}$ ) контур представляется суперпозицией контуров допплеровского типа. Заметим, что для  $\omega_E \geq \omega_D$  [4] получено другое выражение для  $I'(\Delta\omega)$ . В этом случае контур аппроксимируется суммой допплеровских контуров, но с другой полушириной. При принятых нами условиях ( $H \leq 10^4$  гс) интенсивности в крыле, вычисленные по формуле (4), в несколько раз выше, чем у обычного допплеровского контура (рис. 2). Однако формула (4) не дает распределения интенсивности по профилю в целом, включая его ядро.

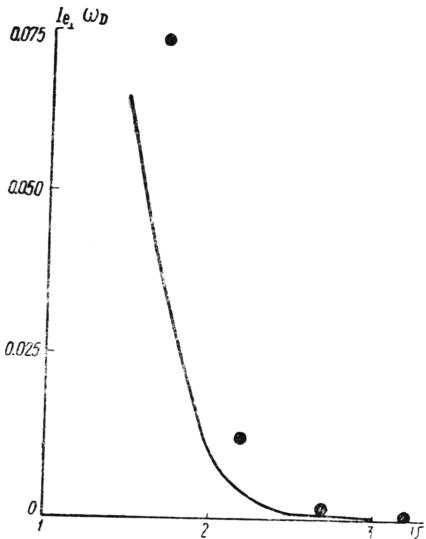


Рис. 2. Интенсивности в крыле линии, вычисленные по формуле (4) (точки), и допплеровский контур (сплошная линия).

Полный профиль линии можно вычислить по формуле (2), предварительно преобразовав ее к виду, удобному для численного интегрирования. Вычисление  $I''_{e \perp}$  в (2) не представляет труда, тогда как  $I''_{e \perp}$  необходимо видоизменить. Выражение для электродинамической составляющей удобно рассматривать в полярных координатах

$$I''_{e \perp} = \frac{1}{2\pi\omega_D} \int_0^\infty \frac{\rho}{1+a^2\rho^2} e^{-\rho^2} \Psi(\rho) d\rho, \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \Psi(\rho) = & \Psi_1(\rho) + \Psi_2(\rho) = \int_0^{2\pi} (1+a^2\rho^2 \cos^2 \varphi) \delta(v - \rho \cos \varphi - \frac{E}{a}) \times \\ & \times \sqrt{1+a^2\rho^2} d\varphi + \int_0^{2\pi} (1+a^2\rho^2 \cos^2 \varphi) \delta(v - \rho \cos \varphi + \frac{E}{a} \sqrt{1+a^2\rho^2}) d\varphi. \end{aligned}$$

Используем свойства  $\delta$ -функций:

$$\Psi_1(\rho) = \begin{cases} 2a \frac{1 + [av - E \sqrt{1+a^2\rho^2}]^2}{\sqrt{a^2\rho^2 - [av - E \sqrt{1+a^2\rho^2}]^2}} & \text{при } -a\rho < av - E \sqrt{1+a^2\rho^2} < a\rho \\ 0 & \text{в остальных случаях}; \end{cases}$$

$$\Psi_2(\rho) = \begin{cases} 2a \frac{1 + [av + E \sqrt{1+a^2\rho^2}]^2}{\sqrt{a^2\rho^2 - [av + E \sqrt{1+a^2\rho^2}]^2}} & \text{при } -a\rho < av + E \sqrt{1+a^2\rho^2} < a\rho \\ 0 & \text{в остальных случаях}. \end{cases}$$

Проведем замену переменной  $1+a^2\rho^2=z^2$  и используем то обстоятельство, что  $E < 1$ ,  $a < 1$ . Тогда выражение (5) примет вид

$$I_{e_\perp}'' = \frac{1}{\pi a \omega_D} \left\{ \int_{z_1}^{\infty} \frac{K_1(z) dz}{\sqrt{z^2 - 1 - (av - Ez)^2}} + \int_{z_2}^{\infty} \frac{K_2(z) dz}{\sqrt{z^2 - 1 - (av + Ez)^2}} \right\}, \quad (6)$$

где

$$z_1 = \frac{-av - \sqrt{1 - E^2 + a^2 v^2}}{1 - E^2}; \quad z_2 = \frac{av + \sqrt{1 - E^2 + a^2 v^2}}{1 - E^2};$$

$$K_1(z) = \frac{1 + (av - Ez)^2}{z} e^{-\frac{z^2-1}{a^2}}; \quad K_2(z) = \frac{1 + (av + Ez)^2}{z} e^{-\frac{z^2-1}{a^2}}.$$

Входящие в это выражение несобственные интегралы — сходящиеся. После некоторых преобразований получим

$$I_{e_\perp}'' = \frac{\sqrt{2\varepsilon} [K_1(z_1) + K_2(z_2)]}{\pi a \omega_D (1 - E^2 + a^2 v^2)^{1/4}} + \frac{1}{\pi a \omega_D} \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{K_1(z_1 + x)}{\sqrt{(1 - E^2)(2z_1 + x) - 2aEv}} + \frac{K_2(z_2 + x)}{\sqrt{(1 - E^2)(2z_2 + x) - 2aEv}} \right] \frac{dx}{\sqrt{x}}. \quad (7)$$

Фактически интегрирование ведется до некоторого конечного предела, так как значение подынтегральной функции быстро падает. Вычисление профилей по формуле (7) производились на ЭВМ.

Полученное выражение для электродинамической составляющей интенсивности линии громоздко и неудобно для вычислений. Для крыльев линий применима более простая формула (4). Для ядра линии уравнение (2) невозможно представить в аналитическом виде, не прибегая к некоторым упрощениям. Воспользовавшись тем обстоятельством, что при принятых значениях  $H$  параметр  $a \leq 1$  для линий бальмеровской серии до  $n=7 \div 8$ , можно упростить выражение для электродинамической составляющей

$$I_{e_\perp}'' = \frac{1}{2\sqrt{\pi} \omega_D} [e^{-(v - \frac{E}{a})^2} + e^{-(v + \frac{E}{a})^2}]. \quad (8)$$

Формулой (8) можно пользоваться для упрощенных расчетов (рис. 3). По мере увеличения напряженности магнитного поля расхождение возрастает. Поскольку параметр  $a$  растет также по мере увеличения главного квантового числа, то для более высоких членов серии подобное упрощение невозможно. В этом случае  $I_{e_\perp}''$  можно определить лишь численным интегрированием уравнения (7).

Вычисления профилей компоненты  $I_{e_\perp}$  бальмеровских линий выполнены по формуле (2) с учетом (7) или (8) для различных допплеровских полуширин и значений магнитного поля. Они показали, что ос-

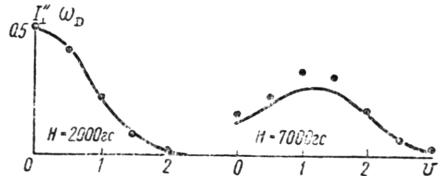


Рис. 3. Сравнение профилей  $I''_{e_\perp}$  линии  $H_e$ , вычисленных путем численного интегрирования уравнения (7) (сплошная линия) и по приближенной формуле (8) (точки).

новным фактором, расширяющим линию, является электродинамическое поле. Расширение за счет эффекта Зеемана в несколько раз меньше. На рис. 4 приведено распределение интенсивности (вернее, произведения  $I_{\perp} \omega_D$ ) в линиях  $H_{\alpha}$  и  $H_{\epsilon}$  для  $\Delta\lambda_D = 0.5$  и  $1.5 \text{ \AA}$  и  $H = 500$  и  $10000 \text{ гс}$ . Из рис. 4 видно, что эффект уширения сильнее оказывается на линиях с меньшей полушириной. При  $H = 500 \text{ гс}$  для первых членов серии Бальмера форма профилей мало отличается от допплеров-

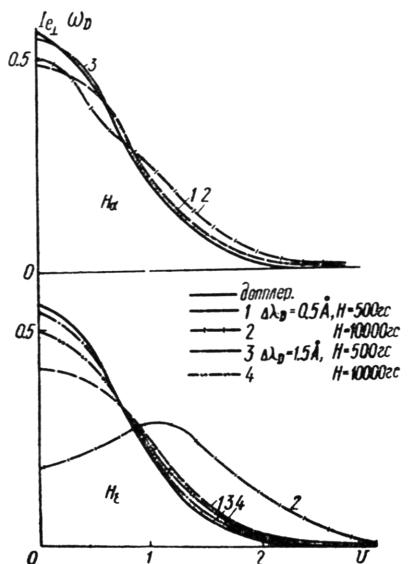


Рис. 4. Профили  $I_{e\perp}$  — компоненты линий  $H_{\alpha}$  и  $H_{\epsilon}$  для различных значений  $H$  и  $\Delta\lambda_D$ .

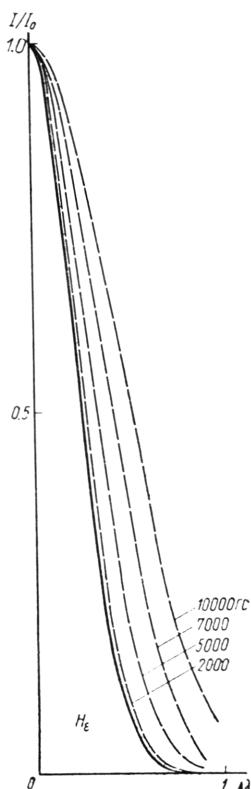


Рис. 5. Профили линии  $H_{\epsilon}$  в неполяризованном свете.

ской, а для  $H_{\epsilon}$  отклонения от допплеровской формы уже существенны. С увеличением напряженности магнитного поля эффект уширения оказывается и на первых линиях серии — происходит перераспределение энергии по контуру линии. Таким образом, эффект электродинамического уширения увеличивается как с ростом номера линии, так и с ростом напряженности магнитного поля.

На рис. 5 показано изменение профилей  $H_{\epsilon}$  в неполяризованном свете с увеличением напряженности магнитного поля при постоянной допплеровской ширине ( $\Delta\lambda_D = 0.5 \text{ \AA}$ ). Электродинамическое уширение существенно изменяет форму профилей суммарной интенсивности двух компонент  $I_{e\parallel} + I_{e\perp}$ . Оценки показывают, что это уширение по величине того же порядка, что и уширение, которое обусловлено действием обычного эффекта Штарка [7]. Неучет влияния магнитного поля на профили бальмеровских линий приводит к завышению допплеровской ширины в линиях хромосферных вспышек. При построении теоретических профилей линий во вспышках необходимо также учесть межмолекулярный эффект Штарка и оптическую толщину в линиях нижних членов серии Бальмера, что будет сделано в дальнейшем. Сравнение наблюденных профилей водородных линий вспышек с теоретическими дает возможность оценить напряженность магнитного поля в эмиссионных узлах.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Абдусаматов Х. И. О магнитном поле в эмиссионных узлах вспышек. — Солнечные данные, 1974, **9**, 100.
2. Аликаева К. В. Эффект Зеемана в металлических линиях солнечных вспышек. — В кн.: Астрометрия и астрофизика, 8. «Наукова думка», Киев, 1969, 85.
3. Бабин А. и др. Исследование расширения линий водорода в мощном импульсном ряде. — Изв. КрАО, 1962, **27**, 52.
4. Галушкин Ю. М. Электродинамическое уширение спектральных линий с линейным Штарк-эффектом — АЖ, 1970, **47**, 375.
5. Коган В. И. Уширение спектральных линий в высокотемпературной плазме. — В кн.: Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, 4. Изд-во АН СССР, М., 1958, 258.
6. Курочкина Л. Н. Электронная концентрация и структура хромосферных вспышек — АЖ, 1970, **47**, 111.
7. Курочкина Л. Н. Анализ контуров линий водорода, расширенных эффектами Штарка и Доплера — АЖ, 1969, **46**, 85.
8. Лисица В. С. Синтез квазистатического и ударного приближений в теории уширения водородных линий в плазме. — ДАН СССР, 1971, **201**, 823.
9. Шпитальная А. А., Вяльшин Г. Ф. О магнитных полях в протуберанцах. — Солнечные данные, 1970, **4**, 100.
10. Kuznetsov D. A., Shpitálnaya A. A. The Relation Between Dashes and Flares. — In: Solar Magn. Fields Astron. Un. Symp. N 43, Paris, 1970, Dordrecht, 1971, 450.
11. Mishard R. Solar Magnetic Fields in Association with Flares. — In: Solar Magn. Fields. Astron. Un. Symp. N 43, Paris, 1970, Dordrecht, 1971, 359.
12. Nguyen — Hoe, Drawin H. W., Negman L. Effet d'un Champ Magnetique Uniform sur les Profiles des Raies de l'Hydrogene — JQSRT, 1967, **7**, 429.
13. Svestka Z. Evidence of Stark Broadening of Balmer Lines in Flares. — Bul. Astron. Inst. Czeчn., 1962, **13**, 190.

Главная астрономическая  
обсерватория АН УССР

Поступила в редакцию  
в марте 1975 г.

# **ФИЗИКА ПЛАНЕТ**

## **ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЛИЛЕЕВЫХ СПУТНИКОВ ЮПИТЕРА I (обзор и анализ результатов)**

**В. В. Аврамчук, Т. П. Семенюк**

За последние годы значительно возрос интерес к астрофизическим исследованиям спутников планет. Расширились сведения о фотометрических, спектральных, поляриметрических, температурных и других свойствах этих объектов. Совершенно новая информация о природе некоторых спутников была получена благодаря использованию космических аппаратов. Так, с помощью межпланетной станции «Маринер-9» впервые были получены крупномасштабные снимки спутников Марса Фобоса и Деймоса [35, 36]. Анализ этих снимков показал, что Фобос и Деймос представляют собой тела неправильной формы, покрытые множеством кратеров. Альбедо поверхности этих спутников очень низкое. Оба спутника состоят из очень твердого, но, возможно, раздробленного материала. С помощью космического аппарата «Пионер-10» получены интересные данные о Юпитере и его галилеевых спутниках [20, 21]. Радиопросвечивание атмосфер Ио и Юпитера во время покрытия ими КА показало, что Ио имеет ионосферу, которая на дневной стороне простирается до высот  $\sim 800$  км с максимумом электронной плотности на высоте  $\sim 100$  км. Протяженность ионосферы на ночной стороне  $\sim 200$  км с максимумом электронной плотности на высоте  $\sim 60$  км. При такой ионосфере полное давление у поверхности Ио должно быть  $10^{-8}$ — $10^{-9}$  бар.

Предварительный анализ снимков спутников Юпитера [10] показывает, что два внутренних спутника — Ио и Европа состоят, по-видимому, из горных пород, а Ганимед и Каллисто — из водяного льда. В дальнейшем эти данные должны быть уточнены.

Настоящая работа посвящена обзору и анализу результатов наблюдений галилеевых спутников Юпитера за последние годы (результаты более ранних исследований привлекаются в случае необходимости). В ней рассматриваются результаты изучения вариаций яркости и цвета галилеевых спутников в зависимости от солнечного фазового угла и орбитального положения относительно Юпитера, а также результаты измерений в разных участках спектра геометрического альбедо спутников и поиски в их спектрах линий или полос поглощения, отличных от фраунгоферовых или теллурических. Особое внимание удалено вопросу недавно обнаруженной в спектре Ио эмиссии натрия в  $D$ -линии и послезатменному уярчению спутников.

### **ВАРИАЦИИ ЯРКОСТИ И ЦВЕТА СПУТНИКОВ С ФАЗОЙ ВРАЩЕНИЯ**

Наиболее полный обзор фотометрических и колориметрических данных о спутниках, основанных на наблюдениях, выполненных в 1930—1950 гг. разными авторами, представлен в работе [2]. Анализ этих данных показывает, что только в отношении галилеевых спутников Юпитера наши сведения об основных фотометрических параметрах более или менее надежны. В случае более слабых и близких к планетам спутников рассеянный свет делает практически невозможными точные фотоэлектри-

ческие и фотографические измерения. Дальнейший прогресс в изучении природы этих тел будет связан, по-видимому, с применением космических аппаратов.

Для галилеевых спутников Юпитера представляют большой интерес вариации их яркости и цвета в зависимости от положения на орбите. Характер этих вариаций был уже достаточно полно изучен в известных работах Стеббинса [38], Стеббинса и Якобсена [39] и по наблюдениям на обсерватории Мак-Дональд в 1951—1954 гг. [2]. Дальнейшее изучение особенностей изменений блеска и цвета галилеевых спутников Юпитера было выполнено в последнее время в работах [12, 17, 29, 33]. Прежде чем перейти к обсуждению указанных работ, кратко остановимся на терминологии, принятой при исследовании спутников. На рис. 1 схематически представлена плоскость Солнце — Юпитер — спутник — Земля. Орбиты всех четырех галилеевых спутников имеют очень малый эксцентриситет. Наклон плоскостей их орбит к экваториальной плоскости Юпитера незначителен, а наклон экватора Юпитера к эклиптике всего  $3^{\circ}05'$  [1]. Поэтому орбиту спутника без большой погрешности можно представить в виде окружности. Орбитальный фазовый угол  $\alpha$  отсчитывается против часовой стрелки от линии верхнего геоцентрического соединения спутника. Поскольку спутники имеют синхронный характер вращения, то будет иметь место однозначное соответствие между углом  $\alpha$  и долготой центра  $O$  видимого диска спутника. При  $\alpha < 180^\circ$  употребляют выражение «ведущая» сторона спутника и при  $\alpha > 180^\circ$  — «ведомая сторона». Угол определяется соотношением

$$\alpha = \left[ \frac{t_0 - t_{\text{в.с.}}}{T_{\text{п}}} \right] 360^\circ, \quad (1)$$

где  $t_0$  — время наблюдения спутника;  $t_{\text{в.с.}}$  — время последнего верхнего соединения;  $T_{\text{п}}$  — период обращения вокруг планеты. Угол  $\theta$  называют солнечным фазовым углом.

В 1971 г. на обсерватории Мак-Дональд Оуэн и Лазор [33] провели серию наблюдений цвета галилеевых спутников. Они использовали 30" рефлектор и сканирующий фотометр с многоканальным счетчиком фотонов. Измерения выполнены с фильтрами стандартной системы  $UBV$ , что в сочетании с другими параметрами дало инструментальную систему  $U'B'V'$ , близкую к международной. Однако точной редукции своей системы к системе  $UBV$  авторы не дают, что несколько затрудняет сравнение с результатами других работ.

Измерение блеска спутников Галилея в системе  $UBV$  в 1971 г. выполнили Бланко и Каталано [12], они определили величины и показатели цвета спутников для средней оппозиции и изменение этих параметров в зависимости от солнечного и орбитального фазовых углов.

Обширная четырехцветная фотометрия галилеевых спутников Юпитера в системе  $ubvy$  выполнена летом 1973 г. Моррисоном, Моррисоном и Лазаревичем [29]. Для наблюдений использовался один из 61-сантиметровых телескопов обсерватории Мауна Кеа и однолучевой фотометр с фильтрами, обеспечивающими систему, близкую к стандартной системе  $ubvy$ . Характеристики этих фильтров следующие:

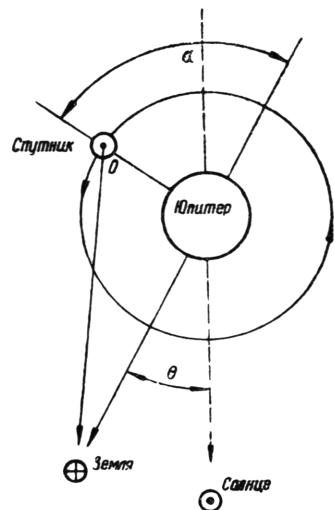


Рис. 1. Схематическая геометрия плоскости Земля—Юпитер—Солнце.

Координаты	<i>u</i>	<i>b</i>	<i>v</i>	<i>y</i>
$\lambda_{\text{эфф}} V, \text{ мкм}$	0.350	0.411	0.467	0.547
Ширина пропускания, $\text{мкм}$	0.030	0.019	0.018	0.023

где  $\lambda_{\text{эфф}}$  — эффективная длина волны фильтра.

Для получения оценок блеска и показателей цвета спутников максимальной фотометрической точности в [29]делено большое внимание корректному учету рассеянного от Юпитера света, учету экстинкции и преобразованию инструментальной системы в стандартную. Кроме того, авторы работы [29] применили для анализа полученных ими результатов методику, которая до них в фотометрии спутников Юпитера не применялась. Она будет описана ниже.

В [12, 29, 33], как и ранее [2, 38, 39], для наблюдений спутников использовались широкополосные фильтры, охватывающие относительно небольшую спектральную область ( $\sim 0,350\text{--}0,550 \text{ мкм}$ ). Поэтому на основании результатов указанных выше работ мы можем только качественно судить о тех или иных свойствах спутников. Более полную и точную информацию можно получить, применяя узкополосную фотометрию, т. е. в принципе приближаясь к монохроматическим значениям измеряемых величин. Такую работу в 1969 г. выполнил Джонсон [17], использовав для наблюдений спутников Юпитера широкий набор интерференционных фильтров (с  $\Delta\lambda \approx 0,02 \text{ мкм}$ ) в интервале  $\lambda \lambda 0,3\text{--}1,1 \text{ мкм}$ . Наблюдения были выполнены на  $24''$  и  $60''$  телескопах обсерватории Маунт Вильсон с помощью двухлучевого электрофотометра [25]. Один из каналов электрофотометра использовался для измерений спутника, а другой — для измерения фона неба.

На рис. 2, *a* и *b* представлены кривые изменения показателей цвета Ио в зависимости от фазы вращения согласно [2, 33]. Можно отметить, что по своей форме кривые  $B'—V'$  [33] и  $B—V$  [2] находятся в удовлетворительном согласии и дают довольно полную картину изменений цвета спутника с фазой вращения. Некоторый систематический сдвиг между кривыми (см. рис. 2, *b*) объясняется тем, что система  $U'B'V'$  не совпадает с  $UBV$ , хотя, как мы уже отмечали, довольно близка к ней. Более сложная картина наблюдается в случае показателей цвета в системах  $U'—B'$  и  $U—B$ . При хорошем согласии результатов для ведомой стороны спутника, для ведущей стороны расхождение между значениями показателей цвета  $U'—B'$  и  $U—B$  достигает  $0^m.3$ .

Аналогичные изменения показателей цвета  $U'—B'$  и  $B'—V'$  для других спутников согласно работе [33] показаны на рис. 2, *в*—*з*.

Как отмечалось, обширная информация об изменениях цвета спутников JI—JIV в зависимости от фазы вращения и солнечного фазового угла получена в [29] (рис. 3). Поскольку в [29] авторы использовали другую систему —  $uvby$ , затрудняется непосредственное сравнение их результатов с результатами в работах [2, 12, 33], где использовалась система  $UBV$  или системы, близкие к ней. Тем не менее качественное сравнение результатов указанных работ можно сделать достаточно корректно.

Рассмотрим некоторые характерные особенности вариаций цвета спутников. Как правило, самые большие вариации цвета спутников наблюдаются в ультрафиолетовой области спектра. Так, для Ио (рис. 2, *a* и 3, *a*) вариации показателей цвета достигают  $0^m.35\text{--}0^m.45$ . При этом кривые  $U'—B'$  [33] и  $u—b$  [29] практически совпадают как для ведущей, так и ведомой сторон Ио, в отличие от прежних результатов Гарриса [2]. Как видно из рис. 2, *a*, *b* и 3, *a*, *b*, самая «красная» деталь на спутнике Ио расположена на его ведомой стороне (вблизи  $\alpha=300^\circ$ ) и занимает сравнительно небольшую область поверхности. Она краснее окружающей области по крайней мере на  $0^m.1$ .

Авторы работы [29] высказали предположение, что отмеченная выше красная деталь на ведомой стороне Ио может состоять из такого же материала, как и открытые Минтоном [26] темно-красные полярные шапки, которые видны, когда мы смотрим на Ио при  $\alpha=180^\circ$ .

Цветовые вариации  $J$  II в зависимости от фазы вращения в соответствии с результатами работ [33] и [29] представлены соответственно на рис. 2,  $a$ ,  $b$ ,  $\delta$  и 3,  $a$ ,  $b$ ,  $\varepsilon$  и согласованы между собой.

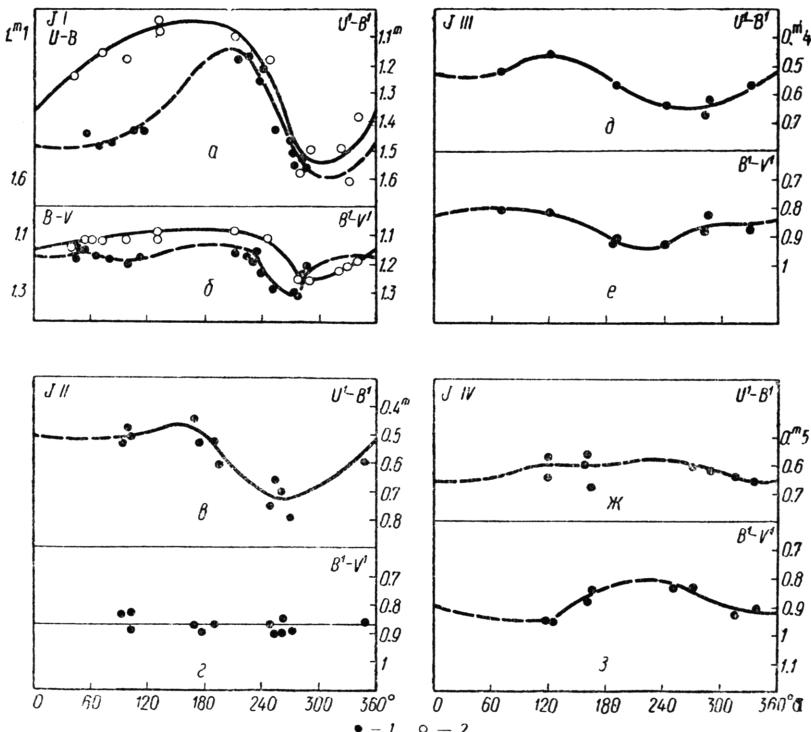


Рис. 2. Изменение характеристик цвета спутников в зависимости от фазы вращения (а):

$a$ ,  $b$ ,  $\delta$ ,  $ж$  — в показателе цвета  $U'-B'$  для  $J$  I,  $J$  II,  $J$  III,  $J$  IV соответственно;  $б$ ,  $г$ ,  $е$ ,  $з$  — в показателе цвета  $B'-V'$  для этих же спутников. 1 — наблюдения Оуэна и Лазора [33], 2 — наблюдения Гарриса [2].

В ультрафиолетовой области спектра цветовые вариации у  $J$  II такие же по величине, как и у  $J$  I. Однако в отличие от Ио для видимой области спектра у Европы вариаций цвета не наблюдается или они очень слабы, что также согласуется с более ранними результатами Гарриса [2].

Вариации показателей цвета в системах  $U'-B'$  и  $u-b$  (рис. 2,  $\delta$ ,  $e$  и 3,  $\delta$ ,  $з$ ) имеют место также и в случае  $J$  III, хотя они значительно слабее, чем у  $J$  I и  $J$  II. Для видимой области спектра результаты несколько противоречивы: согласно [33], наблюдается слабое изменение цвета спутника от фазы вращения, в то время как в [2, 29] никаких изменений не установлено.

Еще более противоречивые результаты получены разными авторами при наблюдениях  $J$  IV. Как видно из рис. 2,  $ж$ ,  $з$  и 3,  $ж$ ,  $з$ , кривые, полученные в [33] и [29], различаются по форме и по амплитуде как в ультрафиолете, так и в видимой области спектра. По наблюдениям [2] никаких вариаций ни в  $U-B$  ни в  $B-V$  в зависимости от фазы вращения вообще не было обнаружено. Возможно, в случае Каллисто, в отличие от других спутников, существенно большее влияние на вариации цвета оказывало изменение солнечного фазового угла. Например, со-

гласно Джонсону [17], при построении зависимостей цвет—фаза вращения по наблюдениям J IV, полученным при различных значениях солнечного фазового угла ( $\theta = 0 \div 9^\circ$ ), разброс точек превышает ошибки наблюдений. По-видимому, это указывает на некоторую (порядка нескольких процентов) зависимость вариаций цвета от солнечного фазового угла. Для получения более определенных выводов по данному вопросу необходимо дополнительное тщательное исследование.

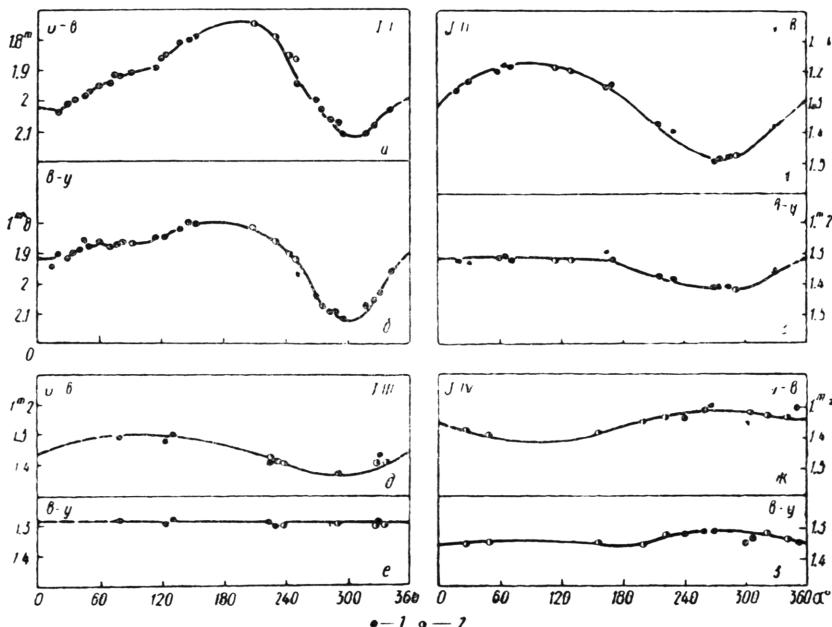


Рис. 3. Изменение характеристик цвета спутников в зависимости от фазы вращения (a) согласно [29]:

$a, b, \delta, \varphi$  — в показателе цвета  $u-b$  для J I, J II, J III, J IV соответственно;

$b, g, e, z$  — в показателе цвета  $b-y$  для этих же спутников.

1 — наблюдения при солнечных фазовых углах:  $6^\circ.9 \div 7^\circ.8$ ; 2 — наблюдения при солнечных фазовых углах:  $9^\circ.0 \div 10^\circ.0$ .

Широкополосная фотометрия спутников, выполненная в [2, 29, 33], дает возможность детально исследовать их цветовые вариации в зависимости от фазы вращения лишь в нескольких участках спектра, определяемых системами ( $UBV$  или  $ibvy$ ). Получение таких зависимостей при использовании большого числа светофильтров представляет собой очень длительный и трудоемкий процесс. Поэтому Т. В. Джонсон [17] использовал другой метод, сущность которого заключается в получении отношений усредненных кривых для ведомой и ведущей сторон каждого спутника в спектральном интервале  $0.3 \div 1.1 \text{ мкм}$ . Теряя часть информации о цветовых различиях на поверхности спутника, мы, однако, получаем возможность изучить более широкий спектральный интервал.

Полученные таким образом результаты, согласно [17], представлены на рис. 4, a, б, в, г. Как видно из рис. 4, a, в случае J I вариации цвета, отмеченные в [2, 29, 33], являются только частью систематических различий спектров отражения его ведущей и ведомой сторон в интервале  $0.3 \div 0.5 \text{ мкм}$ . Различия в спектрах отражения ведущей и ведомой сторон спутника наблюдаются и в спектральной области от  $0.68$  до  $0.9 \text{ мкм}$ .

Кривая для J II (см. рис. 4, б) показывает в ультрафиолете особенность, похожую по форме на такую же особенность кривой для J I,

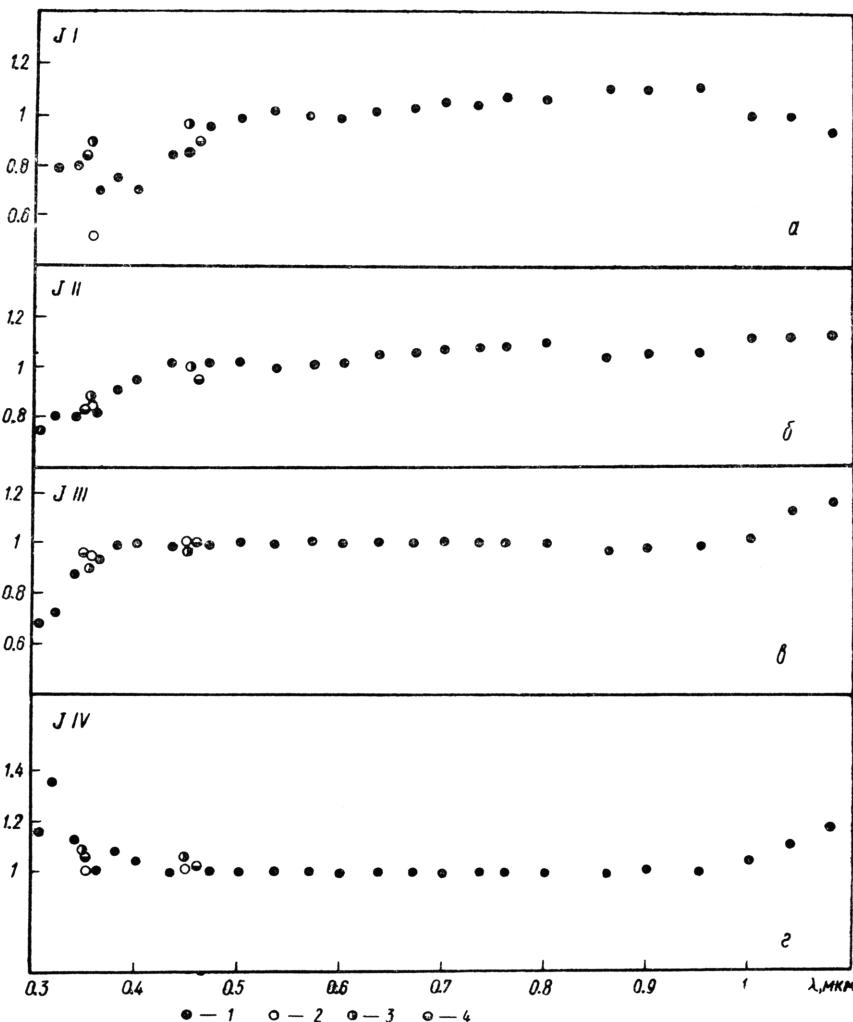


Рис. 4. Отношение спектральной отражательной способности ведомой ( $\alpha > 180^\circ$ ) и ведущей ( $\alpha < 180^\circ$ ) сторон спутников; за единицу принята отражательная способность спутников при  $\lambda = 0,56 \text{ мкм}$ :

1 — наблюдения Джонсона [17]; 2 — наблюдения Гарриса [2], 3 — наблюдения Оуэна и Лазора [33]; 4 — наблюдения Моррисона и др. [29].

однако она имеет меньшую глубину и занимает более узкий спектральный интервал (0.30—0.43 мкм). В спектральной области 0.6—1.1 мкм также наблюдаются систематические различия для ведомой и ведущей сторон спутника.

Ряд особенностей (рис. 4, в и г) наблюдается и на кривых, построенных для  $J\text{ III}$  и  $J\text{ IV}$ . При этом для  $J\text{ IV}$  эффект в ультрафиолете имеет противоположный знак по сравнению с кривыми для  $J\text{ I}$ — $J\text{ III}$ : ведомая сторона спутника имеет более высокую отражательную способность по сравнению с ведущей стороной.

Кроме результатов Джонсона [17], на рис. 4 для всех спутников приведены для сравнения усредненные результаты  $UVB$ - и  $ubv$ -фотометрии согласно [2, 29, 33]. Согласие результатов указанных работ вполне удовлетворительно.

В [17, 29], кроме изучения вариаций цвета, значительное внимание уделялось изучению вариаций яркости спутников  $J\text{ I}$ — $J\text{ IV}$  в зависимости от орбитального и солнечного фазовых углов.

Поскольку изменения яркости спутников, обусловленные изменением солнечного фазового угла, могут быть такого же порядка, как и изменения из-за орбитального угла, то при построении зависимостей яркость—орбитальный фазовый угол удобно относить наблюдения спутника к средней оппозиции, т. е. к некоторым стандартным условиям. Для этого можно воспользоваться выражением

$$f_{\text{сп.опп}}(\lambda, a) = f_{0*}(\lambda) l(\lambda, a, \Theta) \left[ \frac{r\Delta}{a(a-1)} \right]^2 \Phi^{-1}(\Theta), \quad (2)$$

где  $f_{\text{сп.опп}}(\lambda, a)$  — поток от спутника, отнесенный к средней оппозиции в данной длине волны;  $f_{0*}(\lambda)$  — внеатмосферный поток от звезды;  $l(\lambda, a, \Theta)$  — наблюденное отношение потоков от спутника и звезды (исправленное за экстинкцию);  $r$  — расстояние Солнце—спутник (в а. е.);  $\Delta$  — расстояние Земля—спутник;  $a$  — большая полуось орбиты Юпитера, равная 5.208 а. е.;  $\Phi(\Theta)$  — фазовый закон, определяющий изменение яркости спутника от  $\Theta$ , и при этом  $\Phi(0^\circ) = 1$ . Иногда более удобно пользоваться звездными величинами. Тогда вместо выражения (2) получим

$$m_{\text{сп.опп}}(\lambda, a) - m_*(\lambda) = -2.5 \lg \left\{ l(\lambda, a, \Theta) \left[ \frac{r\Delta}{a(a-1)} \right]^2 \Phi^{-1}(\Theta) \right\}, \quad (3)$$

где  $m_{\text{сп.опп}}(\lambda, a)$  и  $m_*(\lambda)$  — соответственно величины спутника и звезды.

Как видно из выражений (2) и (3), для приведения наблюдаемых величин спутника к средней оппозиции необходимо знать его фазовый закон, или, иначе говоря, фазовую функцию. Стеббинс [38] первым определил фазовые функции спутников на основании фотоэлектрических наблюдений, предполагая фазовый закон в форме

$$-2.5 \lg \Phi(\Theta) = A\Theta + B\Theta^2, \quad (4)$$

т. е. используя способ параболизации фазовой зависимости. Гаррис [2] использовал фазовую функцию Стеббинса [38] для редукции большого числа наблюдений спутников.

В несколько измененном виде метод параболизации фазовой зависимости использован и в работе [17].

В качестве первого приближения для расчета функции  $\Phi(\Theta)$  Джонсон [17] использовал коэффициенты  $A$  и  $B$  (для системы  $V$  — величин спутника) согласно [39], а затем по сглаженным кривым находил значения коэффициентов, наиболее подходящих для данных наблюдений. Сводка значений коэффициентов  $A$  и  $B$  для  $J I$ — $J IV$  согласно [39] и

полученных Джонсоном [17] дана в табл. 1.

В отличие от [2, 39, 17] Моррисон и др. [29] применили для анализа полученных ими результатов методику, используемую при фотометрии астероидов [3]. Согласно этой методике зависимость звездной величины спутника, как и астероида, от солнечного фазового угла можно представить двумя частями. При  $6^\circ < \Theta < 12^\circ$  имеет место линейная зависимость, характеризуемая так называемым фазовым коэффициентом, или величиной  $dV/d\Theta$ , т. е. скоростью изменения звездной величины спутника. Однако при меньших значениях фазовых углов яркость спутников  $J I$ — $J IV$  увеличивается существенно быстрее, чем по линейному закону, и для моделирования этого увеличения можно исполь-

Таблица 1

Спутник	$A$ [39]	$A$ [17]	$B$ [39]
$J I$	0.0460	0.0360	—0.00100
$J II$	0.0312	0.0262	—0.00125
$J III$	0.0323	0.0273	—0.00066
$J IV$	0.0780	0.0830	—0.00270

ны спутника, как и астероида, от солнечного фазового угла можно представить двумя частями. При  $6^\circ < \Theta < 12^\circ$  имеет место линейная зависимость, характеризуемая так называемым фазовым коэффициентом, или величиной  $dV/d\Theta$ , т. е. скоростью изменения звездной величины спутника. Однако при меньших значениях фазовых углов яркость спутников  $J I$ — $J IV$  увеличивается существенно быстрее, чем по линейному закону, и для моделирования этого увеличения можно исполь-

зователь подходящие параболы. Вблизи оппозиции для спутников имеет место так называемый оппозиционный эффект, или оппозиционная волна, амплитуду которой можно оценить разностью между реально наблюдаемой величиной спутника  $V'$  при  $\Theta=0^\circ$  и величиной  $V$ , которая получается в результате линейной экстраполяции фазового закона. Таким образом, сложная кривая зависимости блеска спутника от солнечного фазового угла в работе [29] характеризуется следующими па-

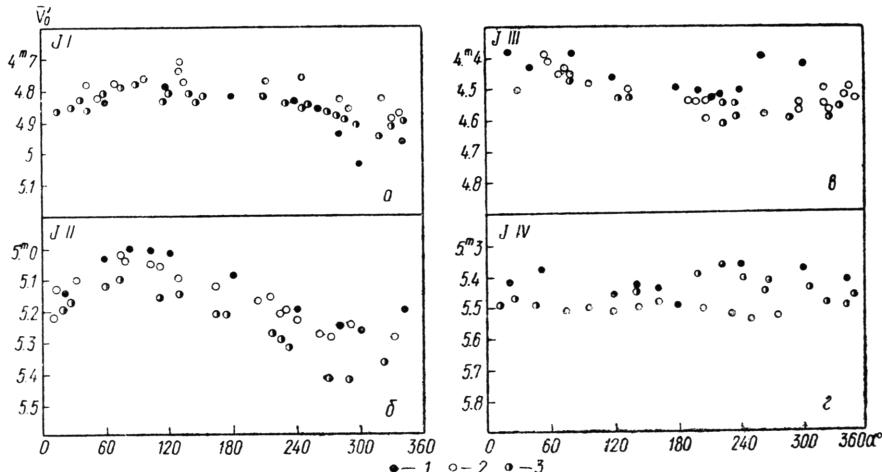


Рис. 5. Изменение блеска галилеевых спутников ( $\bar{V}_0'$ ) с фазой вращения (а): а, б, в — фазовые кривые Ио, Европы, Ганимеда и Каллисто соответственно; 1 — наблюдения Джонсона [17], 2 — наблюдения Гарриса [2], 3 — наблюдения Моррисона и др. [29].

раметрами:  $V'$  и  $V$  при  $\Theta=0^\circ$ ,  $dV/d\Theta$  при  $6^\circ < \Theta < 12^\circ$ ; коэффициентами  $A$  и  $B$  при  $0^\circ < \Theta < 6^\circ$ . Усредненные значения указанных параметров согласно [29] приведены в табл. 2, где для сравнения также даны интегральные звездные величины спутников  $\bar{V}_0'$  в среднее противостояние согласно Гаррису [2] и Джонсону [17].

Таблица 2

Спутник	$\bar{V}_0'$			$\bar{V}_0$	$d\bar{V}/d\Theta$ ( $\Theta > 6^\circ$ )	$A$ ( $\Theta < 6^\circ$ )	$B$ ( $\Theta < 6^\circ$ )
	[29]	[2]	[17]				
Ио	+4.85	+4.80	+4.80	+5.06	0.0150	0.0850	-0.0058
Европа	5.27	5.17	5.23	5.35	0.0030	0.0370	-0.0028
Ганимед	4.54	4.54	4.44	4.67	0.0125	0.0542	-0.0035
Каллисто	5.47	5.50	5.41	5.77	0.0250	0.1250	-0.0083

Звездные величины спутников, приведенные в табл. 2, даны в системе  $V$ . Основными звездами сравнения для перевода инструментальной системы в стандартную [29] служили HR 7560 и HR 7602. Джонсон [17] измерял яркость спутников по отношению к звезде о Vir класса G5, для которой он получил величину  $\lambda=0.56$  мкм  $3^m.99$  из наблюдений отношения яркости этой звезды к яркости α Leo.

Как мы уже отмечали, Джонсон [17] предположил, что величины спутников, полученные этим путем, близки к истинным  $V$ -величинам. Однако из собственных наблюдений авторы работы [29] сделали вывод, что звездная величина о Vir в системе  $V$  равна не  $3^m.99$ , а  $4^m.15 \pm 0^m.02$ . Если последнее значение величины о Vir использовать для редукции наблюдений Джонсона, то оно хорошо согласуется с результатами [2, 29]. Однако мы находим, что это не так. В некоторых случаях, например для Ио, после исправления результатов Джонсона [17] на  $0^m.15$

получился систематический сдвиг как по отношению к Гаррису [2], так и Моррисону и др. [29]. Поэтому мы использовали для всех спутников результаты Джонсона, приведенные в [17].

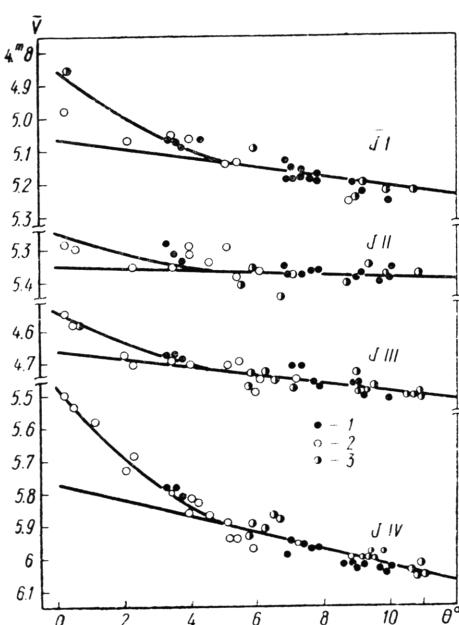


Рис. 6. Зависимость блеска галилеевых спутников ( $V$ ) от солнечного фазового угла ( $\Theta$ ):

1 — наблюдения Моррисона и др. [29], 2 — наблюдения Джонсона [17], 3 — наблюдения Бланко и Каталано [12].

кривые показывают, что спутники Галилея имеют различающиеся фазовые функции как при  $\Theta > 6^\circ$ , так и при меньших фазовых углах. Для спутников подтверждается наличие эффекта оппозиции, особенно большого для Каллисто ( $\sim 0^m.3$ ).

## ГЕОМЕТРИЧЕСКОЕ АЛЬБЕДО СПУТНИКОВ

Количественно отражательную способность спутников удобно характеризовать с помощью геометрического альбедо, для определения которого можно использовать выражение (см. [1])

$$\lg P(\lambda) + \lg \Phi(\Theta) = 0.4[m_{\odot}(\lambda) - m_{\text{сп}}(\lambda)] + 2 \lg \left( \frac{r\Delta}{P} \right), \quad (5)$$

где  $r$  — расстояние спутник—Солнце (в а. е.);  $\Delta$  — расстояние спутник—Земля (в а. е.);  $R$  — радиус спутника (в а. е.);  $\Theta$  — солнечный фазовый угол;  $\Phi(\lambda)$  — фазовая функция;  $m_{\odot}(\lambda)$  и  $m_{\text{сп}}(\lambda)$  — соответственно звездные величины Солнца и спутника. Основные трудности, возникающие при вычислении геометрического альбедо, связаны с необходимостью знать звездную величину Солнца (интегральную, для всего диска) и линейный (или угловой) радиус спутника.

Звездная величина Солнца определялась неоднократно как визуально, так и фотоэлектрически. Наиболее полный обзор и анализ всех этих определений содержится в сводке Гарриса [2], согласно которой в качестве окончательной оценки звездной величины Солнца можно принять  $V = -26^m.81 \pm 0^m.10$ . Исходя из этой оценки звездной вели-

С учетом этого на рис. 5 показаны изменения блеска спутников с орбитальной фазой в соответствии с результатами [2, 17, 29]. Для  $J I$ ,  $J III$  и  $J IV$  мы находим удовлетворительное согласие результатов указанных работ. Только результаты для  $J II$  Моррисона и др. [29] показывают систематический сдвиг порядка  $0^m.1$  по отношению к результатам Гарриса [2] и Джонсона [17]. Это может быть объяснено недостаточно хорошей редукцией результатов работы [29] к средней оппозиции методом параболизации из-за отсутствия наблюдений при  $\Theta < 3^\circ$ .

На рис. 6 показаны зависимости усредненных, исправленных за вращение,  $V$ -величин спутников от солнечного фазового угла в соответствии с результатами работ [12, 17, 29].

Как видим, линейная часть фазовой кривой для каждого спутника хорошо представлена. Однако из-за ограниченного количества наблюдений кривые определены менее уверенно при малых фазовых углах. Тем не менее приведенные на рис. 6

кривые Галилея имеют различающиеся фазовые функции как при  $\Theta > 6^\circ$ , так и при меньших фазовых углах. Для спутников подтверждается наличие эффекта оппозиции, особенно большого для Каллисто ( $\sim 0^m.3$ ).

чины Солнца, мы и вводили при необходимости соответствующие поправки в значения геометрических альбедо спутников.

Значение геометрического альбедо спутника существенным образом зависит от его радиуса. Действительно, изменение радиуса спутника на  $\Delta R$  будет изменять его альбедо в  $\left(1 + \frac{\Delta R}{R}\right)^2$  раз. Поэтому при сравнении результатов разных авторов необходимо учесть поправки из-за различий в принимаемых ими радиусах спутников.

В 1970 г. Дольфюс [4] опубликовал значения пересмотренных радиусов галилеевых спутников. Однако О'Лири [31] на основании более поздних и более точных измерений радиуса Ио по покрытию им  $\beta$  Sco [40] показал, что значения радиусов спутников согласно сводке Дольфюса занижены на несколько процентов. В дальнейшем Моррисон, Круикшенк и Мерфи [28] показали, что в расчетах целесообразно принимать радиус Ио, полученный из покрытия  $\beta$  Sco, а для остальных спутников радиусы Дольфюса [4] должны быть увеличены на  $0''.02$ . В результате были получены значения радиусов, использованные нами при анализе и сравнении результатов разных авторов.

Спутник	Радиус	Угловой радиус для расстояния 5 а. е.
Ио	1820 км	$0''.50$ дуг. сек. на расстоянии 5 а. е.
Европа	1620	0.45
Ганимед	2850	0.79
Каллисто	2570	0.71

В табл. 3 сравниваются средние значения геометрического альбедо спутников в соответствии с результатами Джонсона [17], использовавшего радиусы спутников согласно В. В. Шаронову [9] и значения альбедо, пересчитанных в соответствии с данными табл. 3 настоящей работы. В зависимости от принятых значений радиусов различия в геометрических альбедо спутников составляют 15—30%.

С учетом приведенных выше данных на рис. 7—10 показано распределение значений геометрических альбедо соответственно для J I—J IV в спектральном интервале 0.3—5.0 мкм по результатам работ [2, 17, 19, 41, 34, 8, 29, 15]. Кроме того, средние значения геометрических альбедо спутников представлены в табл. 4.

Наблюдения спутников с целью определения их геометрического альбедо выполнены Гаррисоном [2] в системе UVBVR. Для расчета использовались средние размеры спутников согласно Койперу [22].

В [17] прямые измерения геометрического альбедо спутников выполнены для  $\lambda=0.56$  мкм. Для других длин волн значения  $P(\lambda)$  получены нами на основании усредненных нормированных к  $\lambda=0.56$  мкм кривых отражения J I—J IV. В [17] исследовался спектральный интервал 0.3—1.1 мкм.

В 1971 г. Джонсон и Маккорд [19] выполнили работу по определению значений геометрического альбедо спутников J I—J III в спектральном интервале 0.9—2.4 мкм, используя интерференционные фильтры с  $\Delta\lambda=0.05$  мкм. Средние радиусы спутников принимались согласно [9]. Для редукции наблюдений к средней оппозиции использованы фазовые коэффициенты согласно работе [17]. В качестве стандарта использовалась звезда  $\alpha$  Boo.

Таблица 3

Спутник	Геометрическое альбедо $P(\lambda_0)$ при радиусах, приведенных в	
	[24]	данной статье
Ио	0.792	0.679
Европа	0.796	0.688
Ганимед	0.615	0.414
Каллисто	0.266	0.210

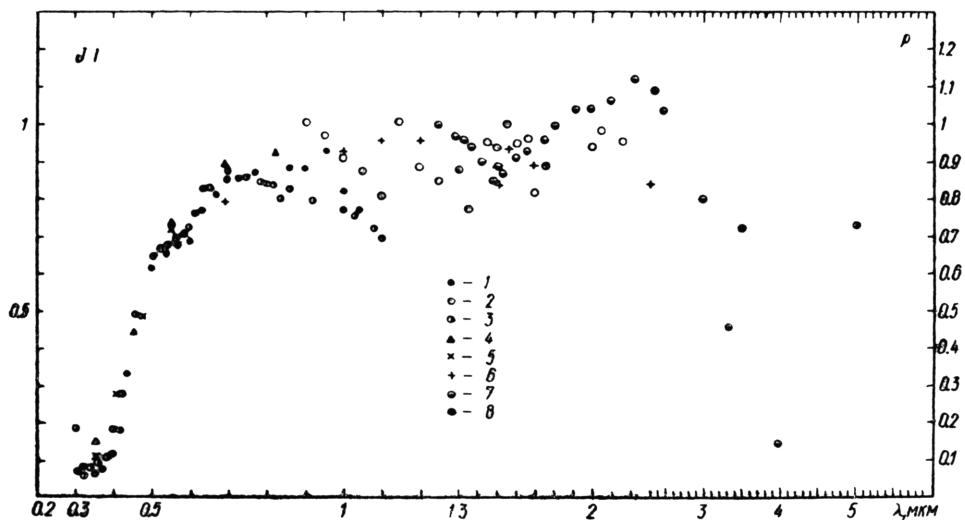


Рис. 7. Зависимость геометрического альбедо Ио от длины волны согласно наблюдениям:

1 — Джонсона [17], 2 — Джонсона и Мак Корда [19], 3 — Уэмстекера [41], 4 — Гарриса [2],  
5 — Моррисона и др. [29], Мороза [8], 7 — Пилчера и др. [34], 8 — Жилемма и др. [15].

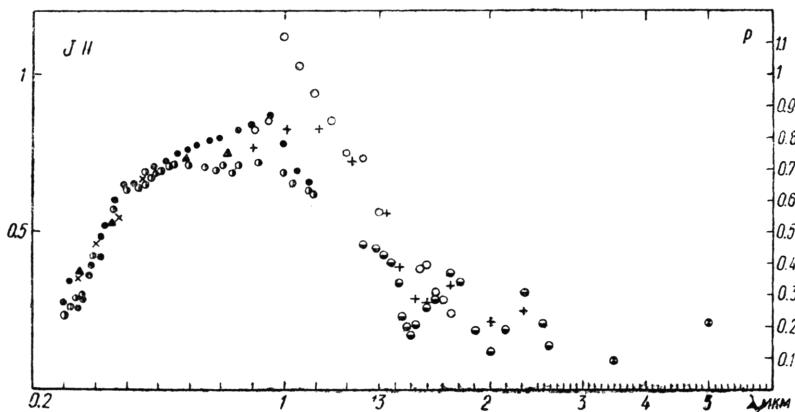


Рис. 8. Зависимость геометрического альбедо Европы от длины волны. Условные обозначения см. на рис. 7.

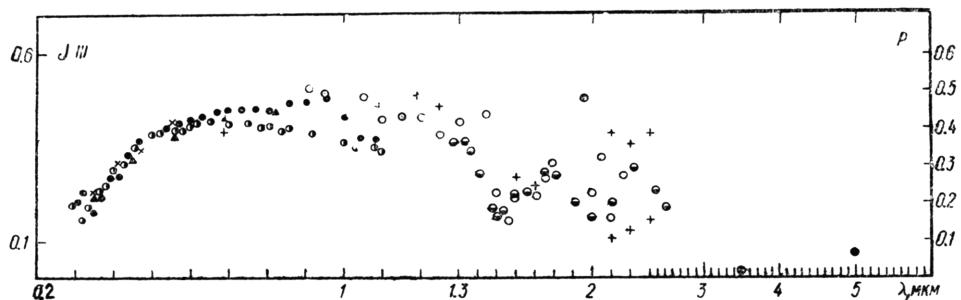


Рис. 9. Зависимость геометрического альбедо Ганимеда от длины волны.

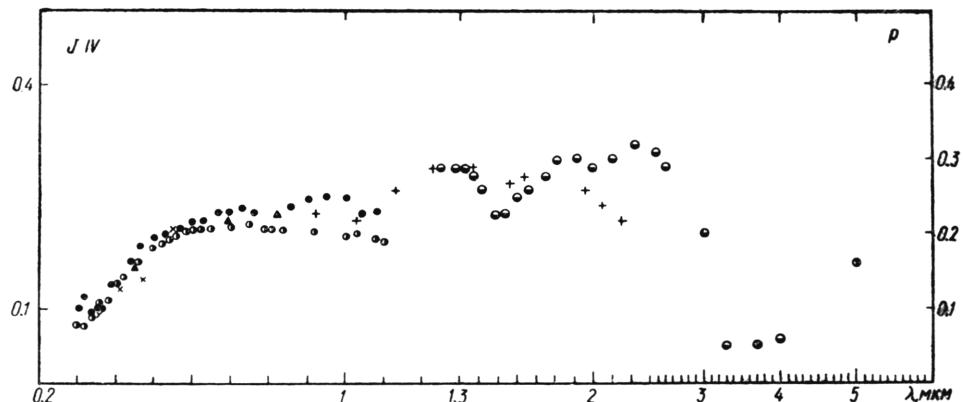


Рис. 10. Зависимость геометрического альбедо Каллисто от длины волны. Условные обозначения см. на рис. 7.

Уэмстекер [41] в 1971 г. выполнил серию наблюдений спутников Юпитера на 40" и 61" телескопах обсерватории Каталина, используя интерференционные фильтры в области 0.3—1.1 мкм. Спектральное разрешение  $\Delta\lambda/\lambda \sim 0.030$ .

Средние размеры спутников принимали согласно [22], а для Солнца было принято значение  $V_{\odot} = -27^m.64$ .

В 1972 г. Пилчер и др. [34] выполнили наблюдения спутников Юпитера на 60" солнечном телескопе обсерватории Китт-Пик, используя быстродействующий Фурье-спектрометр. Ими была охвачена спектральная область 1.25—4.0 мкм и достигнуто разрешение  $\Delta\lambda \simeq 0.007$  мкм вблизи  $\lambda = 2.0$  мкм. Для сравнения использовались звезда  $\lambda$  Sqr и лунный кратер Fra Mauro. Полученные кривые спектральной отражательной способности для J I—J III были затем приближенно преобразованы в кривые геометрического альбедо. В случае J IV в [34] получена только относительная кривая отражательной способности. Для ее преобразования в кривую спектрального распределения альбедо мы воспользовались данными В. И. Мороза [8] для области 1.25—1.30 мкм.

В. И. Мороз [8] исследовал спектры галилеевых спутников с помощью призменного спектрометра. На основании полученных записей спектров спутников в области 0.7—2.5 мкм им были оценены значения геометрических альбедо. При этом для «привязки» использовались данные Гарриса [2].

Жиллетт, Меррилл и Стейн [15] в 1969—1970 гг. наблюдали спутники Юпитера на 50" рефлекторе обсерватории Китт-Пик, используя

Таблица 4

$\lambda, \text{мкм}$	Геометрическое альбедо $P, (\lambda)$			
	J I	J II	J III	J IV
0.30	0.07	0.25	0.20	0.09
0.40	0.17	0.42	0.28	0.13
0.50	0.62	0.63	0.38	0.19
0.55	0.69	0.66	0.39	0.20
0.60	0.73	0.70	0.41	0.21
0.70	0.84	0.74	0.43	0.22
0.80	0.89	0.76	0.43	0.22
0.90	0.89	0.77	0.43	0.22
1.00	0.89	0.75	0.42	0.22
1.10	0.90	0.69	0.41	0.23
1.20	0.94	0.61	0.40	0.28
1.30	0.93	0.47	0.37	0.29
1.40	0.91	0.39	0.30	0.27
1.50	0.90	0.25	0.19	0.23
1.60	0.91	0.32	0.22	0.26
1.70	0.94	0.26	0.26	0.28
1.80	0.97	0.21	0.28	0.30
1.90	1.00	0.16	0.22	0.30
2.00	1.02	0.20	0.19	0.28
2.10	1.04	0.25	0.20	0.27
2.20	1.04	0.22	0.32	0.26
2.30	1.04	0.11	0.26	0.25
3.00	0.81	0.10	0.08	0.19
3.30	0.76	0.09	0.04	0.07
4.00	0.73	0.09	0.03	0.06
5.00	0.73	0.21	0.06	0.16

в качестве приемника германиевый болометр, охлаждаемый жидким гелием до  $T=2^{\circ}\text{K}$ . Наблюдения спутников были выполнены для четырех длин волн:  $\lambda=3.5$ ;  $4.3$ ;  $8.4$  и  $11.0 \text{ мкм}$  с разрешением  $\Delta\lambda=1$ ;  $1$ ;  $0.8$  и  $2 \text{ мкм}$  соответственно. Используя для Солнца данные Е. А. Макаровой и А. В. Харитонова [7] и средние размеры спутников согласно Койперу [22], авторы работы [15] оценили значение геометрического альбедо спутников для  $\lambda=3.5$  и  $4.9 \text{ мкм}$ .

При вычислении альбедо спутников Юпитера авторы работы [29] использовали их средние размеры согласно Моррисону и Крукшенку [27], а для Солнца принималась величина  $V_{\odot}=-26^{m}.77$  согласно [16].

Отметим наиболее характерные особенности спектрального распределения геометрического альбедо для галилеевых спутников.

Как видно из рис. 7—10, галилеевы спутники существенно отличаются между собой как значением, так и ходом альбедо по спектру. Для Ио, начиная с  $0.7 \text{ мкм}$ , наблюдается сильное уменьшение отражательной способности к коротковолновому концу спектра. Для других спутников также наблюдается ультрафиолетовое поглощение, хотя оно и существенно меньше, чем для Ио. При этом отчетливо прослеживается закономерность: ультрафиолетовое поглощение уменьшается с увеличением расстояния спутника от Юпитера.

В длинноволновой области спектра галилеевы спутники также показывают снижение отражательной способности. Особенно это заметно для Ио и Европы, альбедо которых существенно уменьшается, начиная соответственно с  $\lambda=2.3$  и  $1.1 \text{ мкм}$ .

Для Ганимеда и Каллисто снижение отражательной способности в длинноволновую область спектра идет более монотонно.

Представляет несомненный интерес наличие на кривых отражения спутников ряда уверенно наблюдаемых депрессий, которые могут объясняться наличием вокруг некоторых из спутников разреженных атмосфер или, что более предпочтительно, определяются поверхностным составом этих тел. Рассмотрим вопрос о спектроскопических исследованиях галилеевых спутников более подробно.

## ДЕТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ГАЛИЛЕЕВЫХ СПУТНИКОВ

Наблюдения спутников Юпитера с целью обнаружения их атмосфер, состоящих из  $\text{CH}_4$ ,  $\text{NH}_3$  и других газов, ранее производились неоднократно, но каких-либо линий, отличных от солнечных, обнаружено не было.

В 1963 г. А. А. Калиняк [5] на телескопе МТМ-500 Крымской астрофизической обсерватории с помощью дифракционного спектрографа с ЭОП (дисперсия  $20 \text{ \AA/mm}$ ) получил ряд спектрограмм галилеевых спутников. На некоторых из них в области  $0.56$ — $0.61 \text{ мкм}$  были обнаружены десятки линий, не наблюдающихся в спектре Солнца. Автор пришел к заключению, что эти линии могут принадлежать атмосферам спутников, хотя не исключалась возможность появления ложных линий из-за несовершенства ЭОП.

Исследователи Биндер и Крукшенк [11] провели повторные наблюдения спутников Юпитера на  $61''$  рефлекторе обсерватории Каталина со спектрографом с дисперсией  $18.2 \text{ \AA/mm}$ . Они установили, что во всех случаях линии, о которых сообщил Калиняк, соответствуют отдельным линиям или группам слабых фраунгоферовых линий. Не было обнаружено ни одной линии, которую можно было бы отнести только к спектрам спутников. Таким образом, результаты Калиняка не подтвердились.

А. А. Калиняк сообщил о наблюдении новых линий, расположенных вблизи дублета натрия, т. е. в области, почти свободной от блендиро-

вания фраунгоферовыми линиями. Именно в этой области спектра у Ио в последнее время была открыта переменная во времени эмиссия натрия в *D*-линии [13], что будет рассмотрено более подробно во второй части настоящего обзора.

Попытки обнаружения газовых атмосфер галилеевых спутников были предприняты также Оуэном [32] в 1963—1964 гг. Наблюдения спутников были выполнены им на 36" рефлекторе обсерватории Китт-Пик со спектрографом с дисперсией 250 Å/мм. Исследовалась полоса поглощения CH<sub>4</sub> 8873 Å, являющаяся наиболее сильной в еще доступной для фотографирования *ИК*-области спектра. Полученные спектрограммы Ио, Ганимеда и Каллисто сравнивались затем с лабораторными спектрами метана. Никаких следов метанового поглощения в спектрах спутников обнаружено не было.

Джонсон и Маккорд [18] впервые отметили в спектрах *J I*—*J III* депрессию в области 0.5—0.6 мкм, что затем подтвердил и Уэмстекер [41]. Эта депрессия сильнее всего проявляется для Ио (рис. 7), менее выражена на кривых отражения Европы и Ганимеда (рис. 8 и 9) и не существует на кривой для Каллисто (рис. 10). Авторы работы [18] указали также на депрессию вблизи  $\lambda=0.8$  мкм в спектрах Ио и Каллисто и на сильное уменьшение отражательной способности этих спутников вблизи  $\lambda=1$  мкм. Однако в дальнейшем [41, 34] эти результаты не получили достаточного подтверждения. Только в случае Каллисто вблизи  $\lambda=1.05$  мкм (рис. 10) возможно наличие незначительной депрессии.

Наиболее характерной особенностью спектров отражения *J II*—*J IV* является наличие сильной депрессии в области 1.52—1.60 мкм, на что неоднократно указывалось [8, 14, 19, 22, 24].

В спектре Ио эта депрессия была также обнаружена благодаря тщательной работе Пилчера и др. [34]. В данном случае скорее всего речь идет о депрессии, вызываемой полосой поглощения какого-то материала, входящего в состав поверхностей спутников. Более подробно существующие предположения по данному вопросу мы обсудим во второй части нашего обзора.

Отметим также, что согласно [8, 34] в спектрах *J II*—*J IV* наблюдается ряд абсорбционных деталей и в области 2.05—2.10 мкм. Согласно [34], подобные абсорбционные детали имеют место и в спектре Ио, хотя это предположение нуждается в дальнейшей экспериментальной проверке.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Аллен К. У. Астрофизические величины. ИЛ., М., 1960.
2. Гаррис Д. Л. Интегральная фотометрия и колориметрия планет и спутников. — В кн.: Планеты и спутники. ИЛ., М., 1963, 241.
3. Герельс Т. Фотометрия астероидов. — В кн.: Планеты и спутники. М., «Мир», 1974, 367.
4. Дольфюс А. Диаметры планет и спутников. — В кн.: Планеты и спутники, М., «Мир», 1974, 59.
5. Калиняк А. А. Данные о спектрах галилеевых спутников Юпитера. — АЖ, 1965, 42, 1067.
6. Койпер Д. П. Обзор атмосфер планет. — В кн.: Атмосферы Земли и планет. ИЛ., М., 1951, 341.
7. Макарова Е. А., Харitonov A. B. Средние данные об абсолютном распределении энергии в спектре Солнца в области от 1800 Å до 4 мкм. — АЖ, 1968, 45.
8. Мороз В. И. Опыт инфракрасной спектрофотометрии спутников. Луна и галилеевы спутники Юпитера. — АЖ, 1965, 42.
9. Шаронов В. В. Природа планет. Ф. М. Л., М., 1968.
10. Aviation Week and Space Technology, 1974, 101, № 11, 40.
11. Binder A. B., Cruikshank D. P. On the Spectra of Galilean Satellites of Jupiter. — Astrophys. J., 1966, 144, 1240.

12. Blanco G., Catalano S. On the Photometric Variation of the Saturn and Jupiter Satellites. — Astron. and Astrophys., 1974, 33, 105.
13. Brown R. A., Chaffee F. H. Jr. High-resolution Spectra of Sodium Emission from Io. — Astrophys. J., 1974, 187, L 125.
14. Fink U., Dekkers N. H., Larson H. P. Infrared Spectra of the Galilean Satellites of Jupiter. — Astrophys. J., 1973, 179, 155.
15. Gillett F. C., Merrill K. M., Stein W. A. Albedo and Thermal Emission of Jovian Satellites I—IV. — Astrophys. Letters, 1970, 6, 247.
16. Gehrels T., Coffeen T., Owings D. Wavelength Dependence of Polarization. III. The lunar surface. — Astron. J., 1964, 69, 826.
17. Johnson T. V. Galilean satellites: narrowband photometry 0.30 to 1.10 microns. — Icarus, 1971, 14, 94.
18. Johnson T. V., McCord T. B. Galilean Satellites. The Spectral Reflectivity 0.30—1.10 microns. — Icarus, 1970, 13, 37.
19. Johnson T. V., McCord T. B. Spectral Geometric Albedo of the Galilean Satellites, 0.3 to 2.5 microns. — Astrophys. J., 1971, 169, 589.
20. Kliore A. J., Cain D. L., Fjeldbo G., Seidel B. L., Rassol S. I. Preliminary Results on the Atmospheres of Io and Jupiter from the Pioneer 10 S-Band Occultation Experiment. — Science 1974, 183, 323.
21. Kliore A. J., Fjeldbo G., Seidel B. L., Sweetnam D. N., Sesplaukis T. T., Woiceshyn P. M. The Atmosphere of Io from Pioneer 10 Radio Occultation Measurements. — IAU Colloquim N 28.
22. Kuiper G. P. Infrared Observations of Planets and Satellites. — Astrophys. J., 1957, 62, 245.
23. Lambert D. L. Solar Limb Darkening in the Infra-red Region. — Doctoral Dissertation, Oxford University, England, 1965.
24. Lee T. Spectral Albedos of the Galilean Satellites. — Communs lunar and planet. Lab., 1972, 9, 179.
25. McCord T. B. A Double Beam Astronomical Photometer. — Appl. Optics, 1968, 7, 475.
26. Minton R. B. The Red Polar Caps of Io. — Communs Lunar and Planet. Lab., 1973, 10, 35.
27. Morrison D. P., Cruikshank D. R. Physical Properties of the Nature Satellites. — Space Sci. Rev., 1974, 15, 641.
28. Morrison D. P., Cruikshank D. P., Murphy R. E. Temperatures of Titan and Galilean Satellites at 20 Microns. — Astrophys. J., 1972, L 143.
29. Morrison D. P., Morrison N. D., Lazarewicz A. R. Four-Color Photometry of the Galilean Satellites. — Icarus, 1974, 23, 399.
30. Oke J. B. Photoelectric Spectrophotometry of Stars Suitable for Standards. — Astrophys. J., 1964, 140, 689.
31. O'Leary B. T., Van Flandern T. C. Io's Triaxial Figure. — Icarus, 1972, 17, 209.
32. Owen T. Saturn's Ring and Satellites of Jupiter: Interpretation of Infrared Spectra. — Science, 1965, 149, 974.
33. Owen F. N., Lazor F. J. Surface Color Variations of the Galilean Satellites. — Icarus, 1973, 19, 30.
34. Pilcher C. M., Ridgway S. T., McCord T. S. Galilean Satellites: Identification of Water Frost. — Science, 1972, 178, 1087.
35. Pollack J. B., Veverka J., Noland M., Sagan C., Duxbury T. C., Acton C. H., Jr., Born G. H., Hartmann W. K., Smith B. A. Mariner 9 Television Observations of Phobos and Deimos. 2. — J. Geophys. Res., 1973, 78, 4313.
36. Pollack J. B., Veverka J., Noland M., Sagan C., Hartmann W. K., Duxbury T. C., Born G. H., Milton D. J., Smith B. A. Mariner 9 Television Observations of Phobos and Deimos. — Icarus, 1972, 17, 394.
37. Robinson N. Solar Radiation. Ebsevir, Amsterdam, New York, 1966.
38. Stebbins J. The Light-Variations of the Satellites of Jupiter and Their Application to Measures of the Solar Constant. — Lick Obs. Bull., 1927, 13, 1.
39. Stebbins J., Jacobsen T. S. Further Photometric Measures of Jupiter's Satellites and Uranus with Test for the Solar Constant. — Lick Obs. Bull., 1928, 13, 180.
40. Taylor G. E. The Determination of the Diameter of Io from Its Occultation of  $\beta$  Scorpii C on May 14, 1971. — Icarus, 1972, 17, 202.
41. Wamsteker W. Narrow-Band Photometry of the Galilean Satellites. — Communs. Lunar and Planet. Lab., 1972, 9, 171.

# РЕЗУЛЬТАТЫ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ЮПИТЕРА

А. В. Мороженко

Изучение физических характеристик атмосферы Юпитера по методам исследования делится на две отдельные задачи: 1) изучение ее газовой составляющей и 2) изучение аэрозольной составляющей. Вторая задача должна быть решена в первую очередь. Все имеющиеся к настоящему времени спектрофотометрические данные о молекулярных полосах поглощения показывают, что при их формировании многократно рассеянный свет играет существенную роль. Поэтому для выполнения

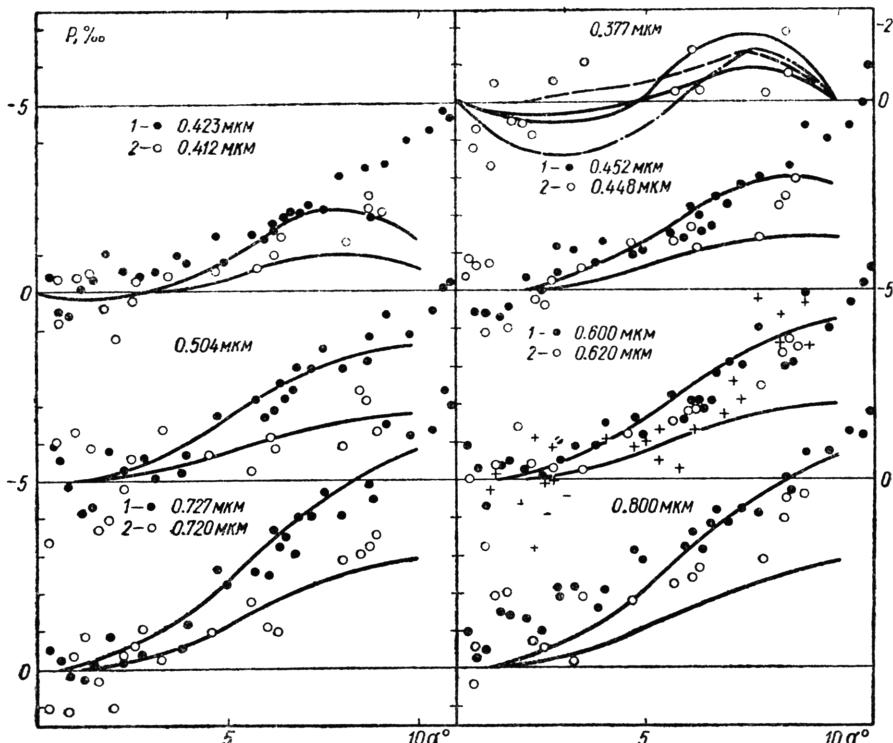


Рис. 1. Зависимость поляризации от угла фазы для центра диска.

1 и 2 — наблюдения автора в 1971 и 1973 гг.; 3 — наблюдения Лио в визуальных лучах. Сплошные линии на графиках — рассчитанные значения поляризации для  $n_r=1,36$ ,  $\sigma^2=0,30$ ,  $r_0=0,19 \text{ мкм}$ ; пунктирные и штрих-пунктирные кривые для  $n_r=1,35$ ,  $\sigma^2=0,26$ ,  $r_0=0,23 \text{ мкм}$  и  $n_r=1,37$ ,  $\sigma^2=0,40$ ,  $r_0=0,13 \text{ мкм}$  соответственно.

корректного количественного анализа молекулярных полос поглощения необходимо знать индикаторы рассеяния и вероятность выживания кванта в непрерывном спектре. Так как при рассеянии света в атмосфере планеты, особенно в облачном слое, доминирующую роль играет аэрозольная составляющая, то рассеивающие свойства атмосферы будут определяться в основном показателем преломления и средним радиусом аэрозольных частиц.

С другой стороны, определение показателя преломления и среднего радиуса облачных частиц представляет несомненный интерес для изучения природы облаков и динамики атмосферы.

Так как в настоящее время одним из наиболее надежных методов изучения аэрозольной составляющей атмосферы является поляризационный метод исследования, то в этой статье мы попытаемся обобщить

результаты всех имеющихся работ по измерению поляризации Юпитера.

Первые поляризационные измерения различных участков диска Юпитера были проведены Лио [11] в 1923—1926 гг. Наблюдения проводились в интегральном свете с помощью визуального поляриметра, обеспечивающего измерение степени поляризации с ошибкой, не превышающей 0,1 %. Результаты этих измерений (рис. 1, крестики для  $\lambda=0.6 \text{ мкм}$ ) показали:

1) степень поляризации центра диска Юпитера увеличивается с ростом фазового угла и фактически во всем интервале фазовых углов, доступных для наблюдений с поверхности Земли. Плоскость поляризации находится в плоскости рассеяния, т. е. поляризация отрицательна. Кроме того, вид фазовых кривых поляризации и ее величина с каждым годом меняются незначительно;

2) светлые зоны и темные полосы практически не различаются по своим поляризационным свойствам;

3) степень поляризации лимбовых точек диска (запад, восток, север, юг) больше центра диска и по модулю имеет разное значение для всех этих деталей. Кроме того, степень поляризации полярных районов не зависит от угла фазы, а преимущественное направление колебаний электрического вектора всегда перпендикулярно краю. Лио интерпретировал такое поведение поляризации у полюсов Юпитера как результат многократного рассеяния света в его плотной атмосфере.

В 1952—1955 гг. Дольфюс [7] изучал поляризационные свойства различных участков диска Юпитера в шести участках спектра в интервале 0,45—0,65 мкм. Наблюдения проводились с визуальным поляриметром и обеспечивали измерение поляризации с ошибкой около 0,1 %. Помимо результатов, подтверждающих ранее полученные Лио [11], Дольфюс обнаружил:

1) во всем исследованном спектральном интервале степень поляризации всех участков диска практически не зависит от длины волны;

2) в исследованных участках спектра и при различных значениях фазовых углов зоны и полосы не различаются своими поляризационными свойствами;

3) изучение поляризующих свойств Красного пятна и окружающих деталей на различных расстояниях от центрального меридиана, проведенное 7 августа 1952 г., не показало каких-либо различий.

В 1960—1963 гг. Герелс и др. [8] изучали зависимость поляризации краевых точек диска Юпитера от длины волны в спектральном интервале 0,325—0,99 мкм. Они установили, что степень поляризации как полярных, так и западного и восточного краев диска сильно зависит от длины волны. Кроме того, эти наблюдения показывают, что степень поляризации для всех краевых точек имеет не только различное значение, но и различный вид спектральной зависимости. Это, видимо, говорит об оптической неоднородности облачного слоя планеты в горизонтальной плоскости.

В 1968 г. Холл и Райли [9] с помощью сканирующего поляриметра исследовали распределение поляризации по диску планеты в двух участках спектра (0,376 и 0,574 мкм) при фазовом угле  $\alpha=10^\circ$ . Ошибки измерений составляли 0,3 и 0,8 % в центре и на краю диска соответственно. Эти результаты также показывают, что поляризация увеличивается от центра диска к краю и что краевые участки диска различаются своими поляризующими свойствами. Кроме того, наблюдения Холла и Райли впервые показали, что поляризация Юпитера в УФ-лучах положительная, тогда как в участке спектра 0,574 мкм — отрицательная. Это, безусловно, является самым интересным результатом их работы. Холл и Райли не обнаружили заметного различия в поляризующих свойствах зон, полос и Красного пятна. Сразу же оговоримся,

что низкая точность измерений степени поляризации (ошибка 0.3% для центра диска) не исключает возможности существования различий поляризации, по амплитуде не превышающих 0.3%.

В 1971 и 1972 гг. Холл и Райли [10] продолжили измерение распределения поляризации по диску Юпитера в области спектра с  $\lambda = 0,376 \text{ мкм}$ , уделив внимание исследованию Красного пятна. Поляризация Красного пятна не отличается по величине и знаку от поляризации окружающих его деталей.

Большую работу по изучению поляризующих свойств отдельных деталей диска Юпитера провел О. Р. Болквадзе [2]. Измерения проводились в четырех участках спектра, вырезаемых с помощью широкополосных светофильтров, в спектральном интервале 0.4—0.66 мкм.

1. Степень поляризации центральных областей диска планеты (вплоть до широты 45°) не превышает в среднем — 0.5%. Кроме того, величина поляризации практически не зависит от длины волны и не испытывает временных вариаций. При  $\alpha=0$  степень поляризации равна нулю.

2. Поляризация краевых точек диска не только зависит от длины волны и угла фазы, но и испытывает временные вариации. Своими поляризирующими свойствами западный край отличается от восточного, а южный — от северного.

Турбулентное дрожание изображения в земной атмосфере очень сильно влияет на результаты измерений краевых точек диска. Без систематического контроля качества изображения изменение амплитуды турбулентного дрожания может привести к ошибочному выводу о существовании временных вариаций.

В 1971 г. автором [5] были проведены измерения степени поляризации как всего диска планеты, так и его центральной области в отдельных участках спектра в интервале длин волн  $0.373 \leq \lambda \leq 0.798 \text{ мкм}$ . Ошибка в измеренных значениях степени поляризации для всего диска составляла 0.05%, а для центра — примерно 0.1%. Результаты этих измерений для центра диска представлены на рис. 1 (светлые кружки), а для всего диска (после исправления за его неоднородность) — на рис. 2 (светлые кружки).

Основные результаты этих измерений следующие.

1. Из-за неоднородности диска Юпитера поляризация всего диска планеты вблизи оппозиции не равна нулю. Во всем исследованном спектральном интервале поляризация положительна и равна 0.24—0.38%. Согласно измерениям Коффина и Бакера [13, с. 606], в двух участках спектра с длинами волн 0.446 и 0.619 мкм вблизи нулевого фазового угла поляризация всего диска Юпитера была положительной и равнялась 0.3—0.4%.

2. После исправления измеренных значений степени поляризации всего диска планеты за эффект неоднородности [5] оказалось, что в спектральном интервале  $0.4 \leq \lambda \leq 0.8 \text{ мкм}$  поляризация отрицательная и увеличивается по модулю с ростом угла фазы. Максимальное значение степени поляризации не превышает 0.7%. В участках спектра с эффективной длиной волны  $\lambda=0.373 \text{ мкм}$  поляризация находится вблизи нуля.

3. Для центра диска спектральные фазовые кривые поляризации имеют такой же вид, как и для всего диска. Максимальное значение степени поляризации не превышает 0.7%.

В 1973 г. работа по изучению поляризационных свойств всего диска Юпитера и его центральной области (с диафрагмой диаметром 20'') продолжалась. В период наблюдений спектральный интервал был расширен в УФ-область спектра за счет добавления двух интерференционных светофильтров с эффективными длинами волн 0.316 и 0.347 мкм. Поскольку в 1973 г. Юпитер наблюдался на больших зе-

нитных расстояниях ( $z > 70^\circ$ ), то уверенные измерения центра диска проводились лишь в спектральном интервале 0.423—0.798 мкм.

В 1971 г. [5] наблюдения проводились с помощью электрофотометра слабых потоков [3], установленного в фокусе Кассегрена 70-см рефлектора ГАО АН УССР. Систематические измерения звезды  $\alpha$

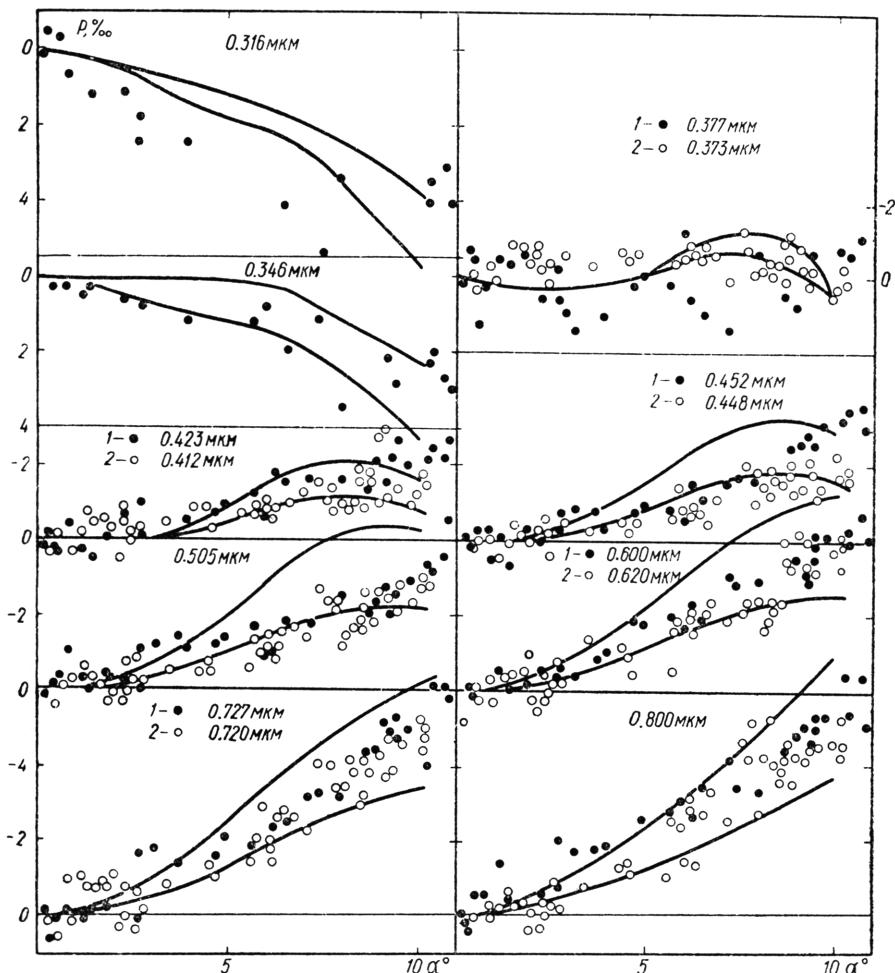


Рис. 2. Зависимость поляризации от угла фазы для всего диска. Условные обозначения см. на рис. 1.

Лиры показали, что во всем спектральном интервале инструментальная поляризация системы электрополяриметр—телескоп находится в пределах пороговой чувствительности аппаратуры, т. е.  $P_n \leq 0.05\%$ . Ошибка в измеренных значениях степени поляризации составляет примерно 0.05% для всего диска планеты и 0.1% — для центра диска. Результаты измерений приведены в табл. 1 и 2 и на рис. 1 и 2 (темные кружки).

Эти наблюдения подтвердили, что при малых значениях фазового угла ( $\alpha < 1^\circ$ ) поляризация всего диска планеты не равнялась нулю. Данные измерений для всего диска (табл. 1 и рис. 2) исправлены за эффект неоднородности диска. Средние спектральные значения степени поляризации  $P(\alpha < 1^\circ)$ , обусловленные, по нашему мнению, эффектом неоднородности диска, приведены в нижней строке табл. 1.

Измерения в период наблюдений 1973 г. позволили получить уверенные данные о зависимости поляризации всего диска планеты от угла фазы в двух ранее не исследованных участках спектра с  $\lambda=0.316$  и  $0.347 \text{ мкм}$ . В этих участках спектра поляризация положительная во всем интервале фазовых углов. Кроме того, сравнение наблюдений 1971 г. и 1973 г. (см. рис. 1 и 2) показало, что во всех участках спектра в интервале длин волн  $0.373 \leq \lambda \leq 0.798 \text{ мкм}$  фазовые кривые поляризации практически совпадают между собой для двух периодов наблюдений. Это говорит о том, что физические характеристики атмосферного аэрозоля оставались неизменными.

Таблица 1

Дата	$\alpha^\circ$	Степень поляризации всего диска Юпитера (P, %) при различных $\lambda$								
		0.316	0.347	0.377	0.423	0.452	0.504	0.600	0.727	0.798
4/5. VI-1973 г.	9.68				-0.20	-0.31	-0.29	-0.41	-0.50	-0.53
8/9	9.24				-0.22	-0.27	-0.20	-0.31	-0.49	-0.46
11/12	8.88		0.08	-0.21	-0.25	-0.24	-0.35	-0.45	-0.48	
13/14	8.63		0.05	-0.14		-0.21	-0.35	-0.44	-0.44	
22/23	7.33				-0.17		-0.28	-0.33	-0.34	
23/24	7.17		0.14	-0.16	-0.15	-0.18	-0.30	-0.32	-0.42	
27/28	6.52	0.41	0.20	0.10	-0.15	-0.11	-0.18	-0.19	-0.25	-0.34
29/30	6.18			0.06	-0.18	-0.15	-0.10	-0.23	-0.24	-0.27
2/3. VII	5.64		0.12	0.02	-0.12	-0.09	-0.17	-0.20	-0.19	-0.28
6/7	4.90			0.00	-0.09	-0.09	-0.14	-0.18	-0.21	-0.26
7/8	4.69			0.02	-0.08	-0.08	-0.12	-0.19	-0.15	-0.25
11/12	3.91	0.25	0.12	0.10	-0.05	-0.03	-0.08	-0.11		-0.18
12/13	3.70				-0.07	-0.08	-0.07	-0.09	-0.13	-0.18
15/16	3.10			0.14	-0.05	-0.08	-0.12	-0.04	-0.18	-0.18
17/18. VII	2.68	0.18	0.08	0.06	-0.10	-0.07	-0.10	-0.06	-0.17	-0.20
19/20	2.27	0.12	0.07	0.06	-0.07	0.00	-0.02	-0.05		-0.06
21/22	1.84			-0.06	0.00	-0.03	-0.03	-0.03	-0.02	-0.08
23/24	1.42	0.12	0.03	-0.03	0.05	0.07	0.00	-0.01	-0.01	-0.04
24/25	1.21			0.05	-0.04	0.03	-0.01	-0.04	-0.05	0.01
26/27	0.78	0.07	0.03	0.03	-0.04	-0.03	0.06	-0.05	-0.01	-0.06
27/28	0.55	-0.03	-0.02	0.13	0.04	-0.03	-0.04	-0.03	0.01	-0.06
29/30	0.30	-0.05	-0.02	-0.07	0.02	0.01	-0.01	-0.01	-0.05	0.02
30/31	0.18	0.01	-0.04	0.02	0.02	-0.01	0.02	0.07	0.01	0.00
31/1. VIII	0.38		0.03	-0.05	0.02	0.05	-0.02	0.01	0.07	0.04
11/12	2.68	0.24		-0.02	-0.01	-0.03	0.00	-0.04	0.01	-0.08
28/29	6.00		0.09	-0.12	-0.05	-0.05	-0.09	-0.17	-0.17	-0.31
9/10. IX	7.95	0.34		-0.06	-0.16	-0.16	-0.26	-0.29	-0.32	-0.33
18/19	9.14		0.22	-0.02	-0.16	-0.26	-0.28	-0.29	-0.51	-0.51
20/21	9.38		0.28	-0.06	-0.27	-0.26	-0.26	-0.35	-0.53	-0.50
29/30	10.25	0.41	0.22	-0.07	-0.02	-0.32	-0.34	-0.42	-0.41	-0.64
30/1. X	10.33	0.35	0.20	-0.06	-0.24	-0.35	-0.32	-0.39	-0.62	-0.54
5/6	10.69	0.31	0.27	-0.10	-0.22	-0.35	-0.36	-0.47	-0.61	-0.64
8/9	10.89	0.41	0.30	-0.18	-0.26	-0.29	-0.46	-0.40	-0.59	-0.51
			-0.13	-0.08	0.08	0.28	0.27	0.32	0.31	0.25
										0.24

В настоящее время имеются данные о поляризации Юпитера, полученные КА «Пионер-10» в декабре 1973 г. Опубликованы данные о распределении поляризации по диску Юпитера при фазовом угле  $\alpha=103^\circ$  в области спектра с  $\lambda=0.44 \text{ мкм}$  [6]. Поляризация положительна и для центра диска находится в пределах 7—10%, причем, при переходе от центра к краю диска она увеличивается. Кроме того, у зон поляризация меньше, чем у полос.

Таким образом, в настоящее время по наземным наблюдениям мы располагаем уверенными данными о зависимости поляризации от угла фазы (для  $\alpha < 12^\circ$ ) в отдельных участках спектра в интервале длин волн  $0.316 \leq \lambda \leq 0.798 \text{ мкм}$  для всего диска планеты и  $0.373 \leq \lambda \leq 0.798 \text{ мкм}$  для центра диска. Кроме того, благодаря измерениям на КА «Пионер-10» мы располагаем данными о поляризационных свой-

ствах Юпитера в области спектра с  $\lambda=0,44 \text{ мкм}$  при фазовом угле  $\alpha=103^\circ$ .

В 1973 г. автор и Э. Г. Яновицкий [13] провели анализ поляризационных измерений Юпитера в 1971 г. и определили показатель преломления и средний радиус аэрозольных частиц. В этой работе рассматривались две модели атмосферы Юпитера.

Таблица 2

Дата	$\alpha^\circ$	Степень поляризации центра диска Юпитера ( $P, \%$ ) при различных $\lambda$					
		0.423	0.452	0.504	0.600	0.727	0.798
3/4. VI 1973	9.73	-0.40	-0.40	-0.39	-0.40	-0.62	-0.57
12/13	8.76	-0.20	-0.33	-0.38	-0.31	-0.45	-0.47
13/14	8.63	-0.33		-0.32	-0.30	-0.49	-0.50
21/22	7.50	-0.22	-0.28	-0.33	-0.30	-0.47	-0.42
23/24	7.17	-0.23	-0.23	-0.30	-0.31	-0.41	-0.39
25/26	6.85	-0.21	-0.25	-0.30	-0.28	-0.40	-0.42
26/27	6.68	-0.21	-0.17	-0.24	-0.21	-0.31	-0.38
27/28	6.52	-0.20	-0.16	-0.22	-0.19	-0.35	-0.31
28/29	6.35	-0.18	-0.20	-0.26	-0.21	-0.33	-0.51
29/30	6.28	-0.17	-0.22	-0.19	-0.21	-0.37	-0.36
2/3. VII	5.64	-0.15	-0.16	-0.22	-0.22	-0.26	-0.62
6/7	4.90	-0.08	-0.11	-0.17	-0.12	-0.23	-0.29
7/8	4.69	-0.15	-0.09	-0.13	-0.16	-0.27	-0.31
11/12	3.91	-0.08	-0.13	-0.07	-0.15	-0.12	-0.21
12/13	3.70	-0.10	-0.08	-0.02	-0.09	-0.11	-0.16
15/16	3.10	-0.06	-0.11	-0.01	-0.09	-0.06	-0.22
17/18	2.68	-0.04	-0.05	-0.06	-0.05	-0.11	-0.19
19/20	2.27	-0.06	0.00	-0.03	-0.01	-0.03	-0.10
21/22	1.84	-0.10	-0.04	-0.08	-0.03	-0.09	-0.13
23/24	1.42	-0.04	0.04	0.07	-0.05	-0.02	-0.14
24/25	1.21	-0.01	0.07	0.08	-0.04	0.02	-0.15
26/27	0.78	0.06	0.06	0.01	0.07	0.01	-0.05
27/28. VII	0.55	0.05	0.06	-0.06	-0.03	-0.03	-0.03
29/30	0.30	-0.04	-0.04	-0.09	-0.09	-0.06	-0.10
11/12. VIII	2.68	-0.04	-0.12	-0.07	-0.10	-0.04	-0.21
28/29	6.00	-0.14	-0.14	-0.17	-0.16	-0.25	-0.32
9/10. IX	7.95	-0.31	-0.30	-0.30	-0.29	-0.40	-0.41
29/30	9.14	-0.34	-0.44	-0.44	-0.49	-0.65	-0.57
30/1. X	10.33	-0.43	-0.44	-0.45	-0.47	-0.63	-0.63
5/6	10.69	-0.48	-0.50	-0.51	-0.52	-0.74	-0.62
8/9	10.85	-0.46	-0.60	-0.52	-0.56	-0.70	-0.68

**Модель A.** Атмосфера планеты представляет собой полубесконечный однородный газово-аэрозольный слой. Роль газовой составляющей при рассеянии света в этом слое характеризуется параметром  $\beta=\sigma_g/(\sigma_g+\sigma_a)$ , где  $\sigma_g$  и  $\sigma_a$  — объемные коэффициенты рассеяния газа и аэрозольных частиц соответственно.

**Модель B.** Над полубесконечным аэрозольным облачным слоем ( $\beta=0$ ) расположен газовый слой малой оптической толщины  $\tau_0$ .

В результате анализа было получено, что действительная часть показателя преломления облачных частиц  $n_r=1.36\pm 0.01$ , их средний радиус  $r_0=0.19 \text{ мкм}$ , дисперсия радиусов  $\sigma^2=0.30$ ,  $\beta\approx 0.30$  (для модели A) и  $\tau_0\approx 0.15$  (для модели B). Значения  $\beta$  и  $\tau_0$  приведены для длины волны  $0.373 \text{ мкм}$ . Полученное значение  $n_r$  совпадает с показателем преломления жидкого аммиака при температуре  $T=200\pm 20^\circ \text{K}$  [12].

На рис. 1 и 2 приведено сравнение наблюденных значений степени поляризации с рассчитанными (сплошные кривые) при  $n_r=1.36$  и  $r_0=-0.19 \text{ мкм}$ . Подробно этот вопрос рассматривался [13]. Отметим, что приведенные для каждой длины волны две рассчитанные фазовые кривые означают наиболее вероятные пределы нахождения измеренных значений степени поляризации. На рис. 1 дано сравнение для модели B, а на рис. 2 — для модели A. Кроме того, на этих рисунках для

длины волны  $\lambda=0.373 \text{ мкм}$  приведены рассчитанные фазовые кривые поляризации для частиц с  $n_r=1.35$ ,  $r_0=0.23 \text{ мкм}$  (пунктир) и  $n_r=1.37$ ,  $r_0=0.13 \text{ мкм}$  (штрихпунктир). В длинноволновой области спектра ( $\lambda \geq 0.6 \text{ мкм}$ ) рассчитанные фазовые кривые для всех трех показателей преломления совпадают. Вывод о малом значении среднего радиуса облачных частиц Юпитера ранее был получен В. В. Аврамчуком [1] на основе анализа поведения полосы поглощения метана  $\lambda 6190 \text{ \AA}$  по диску планеты ( $0.15 \leq r_0 \leq 0.20 \text{ мкм}$ ), В. М. Лоскутовым [4] на основе анализа поляризационных наблюдений Лио [11] ( $r_0 \approx 0.3 \text{ мкм}$ ) и др.

При выполнении [13] сравнение расчетов с наблюдениями велось в предположении, что показатель преломления облачных частиц находится в пределах  $1.31 \leq n_r \leq 1.50$ . При подготовке настоящей статьи мы провели подобное сравнение для частиц с  $1.50 \leq n_r \leq 2.2$ . В этой области значений показателя преломления не было найдено удовлетворительного согласия расчетов с наблюдениями.

В 1973 г. впервые были получены фазовые кривые поляризации всего диска Юпитера в УФ-лучах для длин волн с  $\lambda < 0.35 \text{ мкм}$ . Сравнение расчетов с наблюдениями показало хорошее согласие в области спектра с  $\lambda=0.347 \text{ мкм}$  и несколько худшее — для  $\lambda=0.316 \text{ мкм}$  (см. рис. 2).

Наблюдаемое различие в области спектра с  $\lambda=0.316 \text{ мкм}$  может быть вызвано несколькими причинами (неверное значение  $n_r$ ,  $r_0$ ,  $\beta$  и пр.). Наиболее вероятным нам кажется то, что на практике показатель преломления несколько изменяется с длиной волны.

Наибольший интерес представляет сравнение расчетов с наблюдениями, полученными с КА «Пионер-10». В [6] Коффин провел предварительную интерпретацию поляризационных наблюдений, полученных при фазовом угле  $103^\circ$  и длине волны  $0.44 \text{ мкм}$ . Он рассмотрел модель чисто газовой надоблачной атмосферы с ламбертовским подстилающим облачным слоем. В результате расчетов оказалось, что в этой длине волны оптическая толщина газовой атмосферы для центральных областей диска планеты находится в пределах  $0.03—0.09$ , что довольно хорошо согласуется с полученными значениями  $\tau_0^{(1)}=0.048$  и  $\tau_0^{(2)}=0.085$  для модели *B* [13]. Кроме того, для модели *A* были рассчитаны предельные значения степени поляризации центра диска Юпитера. Оказалось, что рассчитанное значение степени поляризации для центральных областей диска Юпитера находится в пределах  $3.5—9.4\%$ , что также хорошо согласуется с наблюденными значениями ( $7 \leq p \leq 10\%$ ) [6].

Проведенные автором поляризационные измерения Юпитера позволили определить физические характеристики облачных частиц атмосферы планеты, которые удовлетворяют не только всем имеющимся поляризационным измерениям, но и данным КА «Пионер-10».

## ЛИТЕРАТУРА

1. Аврамчук В. В. — Определение оптических параметров атмосферы Юпитера. — АЦ, 1968, 484, 4.
2. Болквадзе О. Р. Исследование поляризационных свойств Юпитера, канд. дис., Тбилиси, 1972.
3. Бугаенко Л. А. и др. Электрофотометр слабых потоков. — В кн.: Астрометрия и астрофизика, 1, Киев, «Наукова думка», 1968, 193.
4. Лоскутов В. М. Об интерпретации поляриметрических наблюдений Юпитера, — АЖ, 1971, 48.
5. Мороженко А. В. — Поляриметрические исследования планет гигантов, III. Юпитер. — АЖ, 1973, 50.
6. Coffeen D. L. Optical Polarization Measurements of the Jupiter Atmosphere at  $103^\circ$  Phase Angle, J. Geophys. Res., 1974, 79, 3645.
7. Dollfus A. Etude des planètes par la polarization de leur lumière, Ann. Astrophys. Suppl., 1957, N 4, 53.

8. Gehrels T., Herman B. M., Owen T. Wavelength Dependence of Polarization XIV. Atmosphere of Jupiter, Astron. J., 1969, **79**, 190.
9. Hall J. S., Riley L. A. Photoelectric Observations of Mars and Jupiter with a Scanning Polarimeter, Lowell Observ. Bull., 1968, **7**, 83.
10. Hall J. S., Riley L. A., Polarization Measurements of Jupiter and the Great Red Spot, Planets, Stars and Nebulae Studied with Photopolarimetry, ed. T. Gehrels, Tucson, 1974, 593.
11. Lyot B. Recherches sur la polarization de la lumiere des planetes et de quelques substances terrestres, Ann. Obs. Meudon, 1929, **8**, 1.
12. Marcoux J. E. Indices of Refraction of some Gases in Gases in the Liquid and Solid State, J. Opt. Soc. Amer., 1969, **59**, 998.
13. Morozhenko A. V., Yanovitskii E. G. The Optical Properties of Venus and the Jovian Planets. I. The Atmosphere of Jupiter According to Polarimetric Observations, Icarus, 1973, **18**, 583.

Главная астрономическая  
обсерватория АН УССР

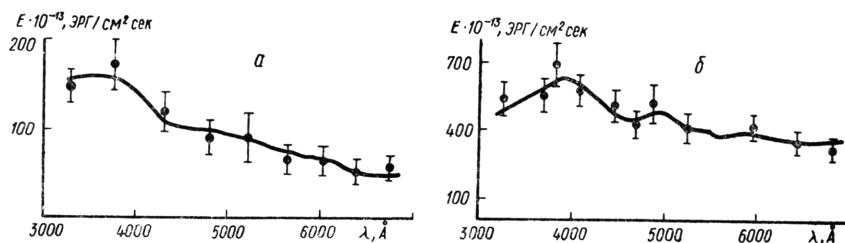
Поступила в редакцию  
в марте 1975 г.

# ФИЗИКА КОМЕТ

## ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОМЕТЫ КОГОУТЕКА 1973 XII ПО ТРЕМ СПЕКТРАЛЬНЫМ НАБЛЮДЕНИЯМ

Ю. В. Сизоненко, М. Г. Сосонкин

Регистрограммы спектра кометы Когоутека 1973 XII, о результатах обработки которых сообщается в этой статье, получены 30 октября 1973 г., 8 и 10 февраля 1974 г. на Высокогорной станции ГАО АН УССР (пик Терскол). Регистрирующим прибором служил фотоэлектрический спектрометр типа Сейя—Намиока, установленный в фокусе Кассегрена



Распределение энергии  $E_{\lambda h}$  в непрерывном спектре кометы Когоутека 1973 XII.  
а — 8. II 1974 г. и б — 10. II 1974 г.

телескопа АЗТ-14. Перед максимально расширенной входной щелью прибора устанавливалась диафрагма диаметром 3,0 мм, вырезающая на небесной сфере площадку диаметром 83''. В табл. 1 помещены сведения о моменте начала записи каждой регистрограммы, размерах исследуемой области головы кометы, спектральной ширине выходной щели, условиях наблюдений.

Таблица 1

Номер пп.	Дата	Момент начала записи UT	Диаметр исследуемой области головы кометы $10^5, \text{км}$	Спектральная ширина выходной щели, $\text{\AA}$	Звезда сравнения, номер по GC
1	30. X 1973 г.	01 51.0	0.93	36.7	13916
2	30. X	01 58.0	0.93	36.7	13916
3	30. X	02 05.0	0.93	36.7	13916
4	30. X	02 12.0	0.93	36.7	13916
5	8. II 1974 г.	16 49.0	0.73	60.1	1839
6	8. II	16 56.2	0.73	60.1	1839
7	8. II	17 03.0	0.73	60.1	1839
8	8. II	17 18.3	0.73	60.1	1839
9	8. II	17 25.4	0.73	60.1	1839
10	10. II	16 43.0	0.75	80.2	2139
11	10. II	16 50.0	0.75	80.2	2139
12	10. II	17 00.0	0.75	80.2	2139
13	10. II	17 07.0	0.75	80.2	2139
14	10. II	17 42.1	0.75	80.2	2139
15	10. II	17 49.0	0.75	80.2	2139
16	10. II	17 56.0	0.75	80.2	2139
17	10. II	18 03.0	0.75	80.2	2139
18	10. II	18 10.0	0.75	80.2	2139

Пользуясь методикой, описанной в [10], мы получили значения внеатмосферной монохроматической освещенности, создаваемой коме-

той в континууме  $E_{\lambda k}$  и в эмиссионных полосах  $E_3$  по регистрограммам за 8 и 10 февраля 1974 г. Величины  $E_3$  помещены в табл. 2. На рисунке показаны средние кривые  $E_{\lambda k}(\lambda)$ .

Дифференциальная экстинкция учтена при вычислении внеатмосферной монохроматической освещенности по формуле:

$$E_{\lambda k} = E_{3c} \frac{n_k}{n_{3c}} \gamma e^{\alpha_\lambda [M_k(z) - M_{3c}(z)]},$$

где  $\alpha_\lambda = 0.9208 \bar{K}_\lambda$  — оптическая толщина в зените,  $\bar{K}_\lambda$  — средний коэффициент экстинкции для места наблюдения, взятый из [5],  $M_k(z)$ ,  $M_{3c}(z)$  — воздушные массы для кометы и звезды сравнения,  $n_k$ ,  $n_{3c}$  — отсчеты от уровня темнового тока для кометы и звезды сравнения,  $E_{3c}$  — внеатмосферные монохроматические освещенности, создаваемые звездой сравнения,  $\gamma$  — коэффициент, учитывающий различие усилений при наблюдении кометы и звезды сравнения.

Таблица 2

Эмиссия $\lambda_{\text{плак.}}, \text{\AA}$	$E_3 \cdot 10^9, \text{эрз} \cdot \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}$		
	30. X 1973 г.	8. II 1974 г.	10. II 1974 г.
3358	$0.17 \pm 0.08$	$3.1 \pm 0.2$	$4.9 \pm 0.6$
3584	0.16 0.06	0.4 0.1	0.8 0.1
3882	0.48 0.10	6.9 0.6	6.5 0.3
4062	0.13 0.04	2.5 0.5	1.2 0.2
4214	0.14 0.04	0.3 0.1	0.2 0.1
4713	0.40 0.04	2.9 0.5	1.9 0.2
5164	0.39 0.02	3.7 0.6	2.8 0.1
5634	0.74 0.03	2.5 0.2	1.9 0.2
6297	0.22 0.04	0.7 0.2	0.4 0.1

время  $dt$ ,  $n_{\text{KB}} = n \rho_{\text{vs}} B_{1 \rightarrow 2} dt$ , где  $n$  — число рассеивающих молекул в единице объема,  $B_{1 \rightarrow 2}$  эйнштейновский коэффициент вероятности перехода из основного электронного состояния в возбужденное,  $\rho_{\text{vs}}$  — плотность возбуждающего излучения на расстоянии  $r$  от Солнца.

Тогда энергия, излучаемая кометой в эмиссионной полосе со средней частотой  $\nu$ ,  $E = \dot{N}_{\text{KB}} h \nu$ . Здесь  $\dot{N}_{\text{KB}} = \int n dV B_{1 \rightarrow 2} \rho_{\text{vs}} dt$ .

Если обозначить  $N = \int n dV$  — число молекул в основном электронном состоянии во всем объеме головы кометы, то энергия, переизлученная кометой за какой-то промежуток времени  $t$ ,

$$E = N B_{1 \rightarrow 2} \rho_{\text{vs}} h \nu. \quad (1)$$

Раскроем значение  $B_{1 \rightarrow 2}$  и  $\rho_{\text{vs}}$  формулы (1):

$$B_{1 \rightarrow 2} = \frac{\pi f_{1 \rightarrow 2} e^2}{h \nu \mu}, \quad \rho_{\text{vs}} = \frac{\pi}{c^2} \frac{R_\odot^2}{r^2} F_\lambda,$$

где  $f_{1 \rightarrow 2}$  — сила осциллятора для электронного перехода  $1 \rightarrow 2$ ;  $e$ ,  $\mu$  — заряд и масса электрона,  $R_\odot$  — радиус Солнца,  $r$  — гелиоцентрическое расстояние кометы;  $F_\lambda$  — интенсивность излучения всего диска Солнца в интегральном спектре для данной длины волны.

Учтем также, что наблюдаемая внеатмосферная монохроматическая освещенность  $E_3$ , создаваемая кометой у Земли,

$$E_3 = \frac{E}{4\pi\Delta^2},$$

где  $\Delta$  — геоцентрическое расстояние кометы.

Тогда количество молекул, излучающих на данной частоте,

$$N = \frac{4\Delta^2 r^2 \mu c^2}{\pi e^2 R_{\odot}^2} \frac{E_{\nu}}{F_{\lambda} f_{1 \rightarrow 2}}. \quad (2)$$

Для удобства вычислений преобразуем формулу (2), подставив из [11] значения констант

$$N = 0,4687 \Delta^2 r^2 \frac{E_{\nu}}{F_{\lambda} f_{1 \rightarrow 2}} 10^{44}. \quad (3)$$

В (3) размерность  $\Delta$  и  $r$  — астрономическая единица.

В настоящее время не существует общепринятых значений для сил осцилляторов электронных переходов двухатомных молекул.

Мы остановились на значениях  $f_{1 \rightarrow 2}$ , приведенных в работе [8]:  $f(NH) = 0,008$ ,  $f(CN) = 0,027$ ,  $f(C_2) = 0,028$ ,  $f(C_3) = 0,018$ . Значения  $F_{\lambda}$  взяты из [9]. Вычисления производились на ЭВМ «Раздан-2».

Получены значения количества излучающих молекул  $N_i$  и парциальных масс  $m_i$ . Средние их значения помещены в табл. 3. Вычислены средние плотности газовой составляющей центральной части головы кометы (диаметр  $83''$ ). 30 октября 1973 г. средняя плотность  $\rho = 2.7 \cdot 10^{-21} \text{ г/см}^3$ , 8 февраля 1974 г.  $\rho = 11.2 \cdot 10^{-21} \text{ г/см}^3$ , 10 февраля 1974 г.  $\rho = 8.3 \cdot 10^{-21} \text{ г/см}^3$ .

Таблица 3

Эмиссия	30. X 1973 г.		8. II 1974 г.		10. II 1974 г.	
	$N_i \cdot 31^{32}$	$m_i \cdot 10^9, \text{ г}$	$N_i \cdot 10^{32}$	$m_i \cdot 10^9$	$N_i \cdot 10^{32}$	$m_i \cdot 10^9$
$NH$	0.08	0.19	0.25	0.62	0.30	0.77
$CN$	0.10	0.43	0.18	0.78	0.14	0.59
$C_3$	0.02	0.09	0.05	0.32	0.02	0.14
$C_2$	0.10	0.44	0.11	0.45	0.06	0.25
$\Sigma m_i$	$1.15 \pm 0.25$		$2.18 \pm 0.26$		$1.76 \pm 0.16$	

Полученные данные свидетельствуют о необычном химическом составе головы кометы. Количество осцилляторов  $NH$  (эмиссия  $3358 \text{ \AA}$ ) гораздо больше, чем обычно, и заметно возросло после прохождения кометой перигелия.

Средняя плотность газовой компоненты головы кометы (определенная по  $NH$ ,  $CN$ ,  $C_3$ ,  $C_2$ ) оказалась ниже, чем у комет Арендса—Роланда 1956  $h$ , Мркоса 1957  $d$ , Беннетта 1969  $i$ .

Следует также отметить увеличение доли энергии, излучаемой кометой в континууме за очень малый промежуток времени. С 8 по 10 февраля 1974 г. поток энергии, отнесенный к одинаковым размерам излучающей области, возрос в четыре раза.

В [2], описывающей спектр кометы, полученный 13 февраля, также отмечено увеличение доли энергии, излучаемой в континууме по сравнению со спектром, полученным на месяц раньше.

Исходя из ряда оценок блеска кометы [6], можно заключить, что 9 февраля 1974 г. произошла вспышка свечения кометы на  $0^m.6$  9 и 13 февраля у кометы наблюдался возросший в яркости аномальный хвост  $15'$  длиной [6].

Таблица 4

$\lambda_1/\lambda_2, \text{ \AA}$	1974 г.	
	8. II	10. II
3882	1.86	2.32
5164		
4052	0.67	0.43
5164		
3882	2.76	5.41
4052		

В общих чертах наблюдаемые изменения спектра соответствуют представлениям об изменениях спектров комет при вспышках [4]. Количество энергии, излучаемой в континууме, возросло после вспышки в четыре раза, интенсивность свановских полос несколько уменьшилась, а в коротковолновой части спектра интенсивность полос, за исключением полосы  $C_3$ , почти не изменилась.

В табл. 4 приведены отношения потоков энергии, излучаемых в полосах  $CN$  3882 Å,  $C_3$  4052 Å,  $C_2$  5164 Å, полученные по спектрограммам кометы от 8 и 10 февраля.

Уменьшение интенсивности полос  $C_2$ ,  $C_3$ ,  $CN$  вследствие экранирования пылью излучения, вероятно, занизило оценки суммарной массы и средней плотности газовой компоненты за 10 февраля.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Амбарцумян В. А. Теоретическая астрофизика, ГОНТИ, М.—Л., 1939, 210.
2. Войханская Н. Ф. и др. Спектр кометы Когоутека. — АЦ, 1974, 832.
3. Воронцов-Вельяминов Б. А. Парциальные плотности газов в комете 1942g Уипла. — АЖ, 1966, 37.
4. Добропольский О. В. Кометы. М., «Наука», 1966, 186.
5. Комаров Н. С., Депенчук Е. А., Чуприна Р. И. Астроклиматические исследования пика Терскол. Монохроматический коэффициент экстинкции. — В кн.: Астрометрия и астрофизика, 24, Киев, «Наукова думка», 1974, 115.
6. Кометный циркуляр 1974, 161.
7. Костякова Е. Б. К методике абсолютной спектрофотометрии комет. — В кн.: Активные процессы в кометах. «Наукова думка», Киев, 1967, 21.
8. Кузнецова Л. А. и др. Вероятности оптических переходов электронно-колебательно-вращательных спектров двухатомных молекул. — УФН, 1974, 113, 2, 285.
9. Макарова Е. А., Харитинов А. В. Распределение энергии в спектре Солнца и солнечная постоянная. М., «Наука», 1972, 266.
10. Сизоненко Ю. В. Спектрофотометрия кометы Когоутек 1973f. — В кн.: Астрометрия и астрофизика, 29, Киев, «Наукова думка», 1976.
11. Allen C. W. Astrophysical Quantities, Second Ed., Univ. London, Athlone Presse, 1962.

Главная астрономическая  
обсерватория АН УССР

Поступила в редакцию  
в марте 1975 г.

## АБСОЛЮТНАЯ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ КОМЕТЫ КОГОУТЕКА 1973 XII ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГОЛОВЫ КОМЕТЫ

**В. П. Таращук, Г. А. Терез, Э. И. Терез**

В январе 1974 г. в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР проводились наблюдения кометы Когоутека 1973 XII с целью изучения абсолютного распределения энергии в ее спектре. Описание аппаратуры, методики и условий наблюдения, предварительные результаты обработки материала приведены в [9]. Для трех моментов наблюдений (14, 19 и 30 января) приводятся результаты обработки спектров кометы, представляющие собой зависимости  $E=f(\lambda)$ , где  $E$  — спектральная плотность энергетической освещенности, создаваемая кометой вне атмосферы и выраженная в  $\text{эрд} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \text{Å}^{-1}$ . Настоящая работа представляет собой дальнейший анализ полученных спектров.

Наиболее интенсивными в спектре кометы оказались полосы  $NH$  (0—0, 3350—3372 Å),  $CN$  (0—0, 3883 Å)  $C_2$  (система Свана: 1—0,4713 Å, 0—0, 5165 Å; 0—1, 5634 Å). Интенсивность других эмиссий, налагающихся на те же участки спектра, очень мала по сравнению с указанными полосами. Поэтому они не вносят существенной ошибки в определение полной энергии этих полос. В табл. 1 приводятся макси-

мальные значения энергии  $E_m$  в полосах, полная энергия  $E_\lambda$ , излучаемая кометой в данной полосе, и  $t$  — монохроматическая звездная величина кометы в указанной эмиссии. Для 30 января все данные табл. 1 получены по двум усредненным регистрограммам. Приведены также значения полной энергии и звездных величин кометы Когоутека, рассчитанные в международной фотометрической системе  $U, B, V$  для всего излучения ( $U, B, V$ ) и для непрерывного спектра ( $U_c, B_c, V_c$ ) (см. табл. 1).

Кривые реакции системы  $U, B, V$  взяты из [1], распределение энергии в спектре  $\alpha$  Lyг — из [10]. Наблюдения головы кометы проводились с круглой диафрагмой диаметром  $113''$ . Хотя визуально голова кометы полностью проваливалась во входную диафрагму спектрофотометра, тем не менее необходимо учесть слабое свечение комы, невидимое глазом и не попавшее через входную диафрагму. Чтобы оценить полную энергию спектра головы кометы Когоутека, мы воспользовались ее фотографиями, полученными Н. С. Черныхом 14 и 19 января 1974 г. на  $16''$  рефракторе КРАО АН СССР ( $F=160$  см, масштаб — 1 мм —  $129''$ ). Для фотометрической обработки были отобраны пластиинки с экспозициями  $29^m$  и  $0^m.5$  за 19 января; а также  $10^m$  и  $0^m.5$  за 14 января с целью получения картины изофот головы кометы и кривой изменения поверхностной яркости в зависимости от расстояния  $R$  от центра ядра. Фотографии кометы специально не стандартизировались.

Однако на том же сорте и номере эмульсии были нанесены калиброчные шкалки, использованные для построения характеристической кривой. Фотометрические измерения выполнены на микрофотометре типа МФ-4 с записью в интенсивностях. При увеличении  $33^*$  разрезы головы кометы выполнялись через 0,01 мм в центре и 0,02—0,03 мм на периферии. Несколько разрезов выполнено через ядро перпендикулярно к продолженному радиусу-вектору. При построении изофот интенсивность в центре головы кометы принималась за единицу; изофоты строились через 0,015 яркости.

Необходимо отметить следующее. Экспозиция фотопластинки за 19 января в три раза больше, чем за 14, поэтому центральная часть комы оказалась сильно передержанной и не могла быть измерена на микрофотометре. Попытка совместить фотометрические разрезы через ядро кометы для пластиинок за 19 января с экспозициями  $29^m$  и  $0^m.5$  оказалась также неудовлетворительной.

Как известно из [4], диаметр изображения головы кометы зависит, в частности, от экспозиции. Сравнение фотометрических разрезов через ядро за 14 и 19 января, полученных по пластиинкам с одинаковой экспозицией  $0.5^m$ , показало, что эти кривые практически совпадают. Ход падения яркости, с  $R$  в области нормальных плотностей на пластиинках за 14 января (экспозиция  $10^m$ ) и 19 января (экспозиция  $29^m$ ) почти одинаков. Поэтому диаметр головы кометы, определенный по

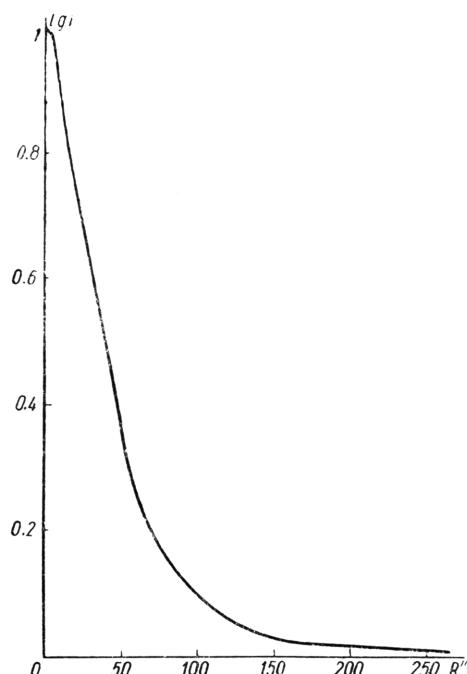


Рис. 1. Изменение поверхностной яркости с удалением от ядра кометы.

Эмиссия $\lambda, \text{ \AA}$	14. I 1974 г.					19. I 1974 г.	
	Диафрагма 113"			Вся голова		Диафрагма 113"	
	$E_m \cdot 10^{-12},$ эрг $\text{см}^2\text{сек \AA}$	$E_\lambda \cdot 10^{-9},$ эрг/ $\text{см}^2\text{сек}$	$m_\odot$	$E_\lambda \cdot 10^{-9},$ эрг/ $\text{см}^2\text{сек}$	$m$	$E_m \cdot 10^{-12},$ эрг $\text{см}^2\text{сек \AA}$	$E_\lambda \cdot 10^{-9},$ эрг/ $\text{см}^2\text{сек}$
NH 3359	22.482	2.56	6.32	5.82	5.67	11.872	1.26
CN 3883	49.819	6.10	5.98	13.86	5.09	39.495	4.72
$C_2$ 4737	43.015	6.58	6.18	14.95	5.26	24.610	3.15
$C_2$ 5165	60.302	9.58	5.44	21.77	4.52	41.530	6.14
$C_2$ 5635	24.051	4.72	6.28	10.73	5.37	13.609	2.64
$U$		$4.54 \cdot 10^{-8}$	4.19	$10.32 \cdot 10^{-8}$	3.30		$3.27 \cdot 10^{-8}$
$B$		$13.94 \cdot 10^{-8}$	4.29	31.68	3.39		9.24
$V$		1.358	5.95	3.09	5.06		0.93
Весь сп.		$48.78 \cdot 10^{-9}$		$110.85 \cdot 10^{-9}$			$32.65 \cdot 10^{-9}$
Эмисс.		$36.71 \cdot 10^{-9}$		83.44			22.95
Непр. сп.		$12.06 \cdot 10^{-9}$		27.42			9.70
$U_c$		$8.44 \cdot 10^{-10}$	8.51	$19.18 \cdot 10^{-10}$	7.62		$7.26 \cdot 10^{-10}$
$B_c$		26.46	8.60	60.14	7.70		21.80
$V_c$		27.3	7.70	62.04	6.80		21.40
$U_c - B_c$			-0.09				
$B_c - V_c$			0.90				
$E_c(U - B)$			-0.25				
$E_c(B - V)$			+0.26				

крайней изофоте в направлении, перпендикулярном продолженному радиусу-вектору, и равный  $5.80 \cdot 10^5 \text{ км}$ , а также закон падения поверхностной яркости для 14 января были использованы при расчетах за 19 января и для оценочных расчетов за 30 января.

На рис. 1 приведена кривая падения относительной поверхностной яркости с изменением расстояния  $R$  от фотометрического ядра кометы, полученная в результате фотометрирования двух фотографий кометы за 14 января с экспозициями  $0.5^m$  и  $10^m$  с последующим совмещением этих кривых и усредненным по нескольким радиальным направлениям. (С одной экспозицией невозможно зарегистрировать на фотопластинке перепад яркостей от фона неба до яркости центра головы кометы.) На рис. 1 также отмечена величина диафрагмы  $113''$ , с которой велись наблюдения. Падение яркости при удалении от центра головы кометы отличается от типичного, пропорционального  $1/R$  [4].

Эмиссия $\lambda, \text{ \AA}$	14. I 1974 г.			19. I 1974 г.	
	$E, \text{ эрг}/\text{см}^2\text{сек}$	$N$	$M_2$	$E, \text{ эрг}/\text{см}^2\text{сек}$	
	$10^{19}$	$10^{31}$	$10^9$	$10^{19}$	
NH	1.066	4.611	1.12	0.545	
CN	2.540	2.684	1.159	2.037	
$C_2$	2.740	2.581	1.029	1.359	
4737		(6.454)	(2.574)		
$C_2$	3.988	1.415	0.564	2.650	
5165		(8.491)	(3.386)		
$C_2$	1.982	0.626	0.250	1.139	
5635		(3.754)	(1.497)		
$M_{C_2}$			$1.84 \cdot 10^9$		
$M_{\text{полн}}$			(7.45)		
			4.12		
			(9.74)		

П р и м е ч а н и е. В скобках даны значения для  $f_{1,2} = 4 \cdot 10^{-3}$ .

Таблица 1

		30. I 1974 г.					
$m_{\odot}$	Вся голова $E_{\lambda} \cdot 10^{-9}$ , эрг/см <sup>2</sup> сек	$m$	Диафрагма 113"			Вся голова	
			$E_m \cdot 10^{-12}$ , эрг/ $\text{см}^2\text{сек } \text{\AA}$	$E_{\lambda} \cdot 10^{-10}$ , эрг/см <sup>2</sup> сек	$m_{\odot}$	$E_{\lambda} \cdot 10^{-10}$ , эрг/см <sup>2</sup> сек	$m$
7.07	2.86	6.16	3.313	3.05	8.68	6.99	7.75
6.23	10.73	5.33	6.849	7.56	8.10	18.32	7.22
6.82	7.16	5.92	4.704	6.11	8.68	13.89	7.66
5.85	13.95	4.96	7.661	11.22	7.65	25.49	6.77
6.96	6.00	6.07	3.168	5.54	8.40	12.58	7.51
4.54	$7.43 \cdot 10^{-8}$	3.56		$7.28 \cdot 10^{-10}$	8.67	$16.5 \cdot 10^{-10}$	7.79
4.73	21.0	3.84		18.4	8.98	41.82	8.09
6.36	2.11	5.47		17.9	8.15	40.68	7.26
	$74.19 \cdot 10^{-9}$			$72.45 \cdot 10^{-10}$		$164.79 \cdot 10^{-10}$	
	52.15			63.44		144.18	
	22.04			9.02		20.50	
8.66	$16.50 \cdot 10^{-10}$	8.66		$5.42 \cdot 10^{-11}$	11.50	$12.32 \cdot 10^{-11}$	10.60
8.80	49.55	7.90		19.40	11.40	44.09	10.50
7.96	48.64	7.07		21.30	10.45	48.41	9.56
—0.14					—0.10		
0.84					0.95		
—0.30					—0.26		
0.20					0.31		

При спектрофотометрических наблюдениях регистрируемый сигнал равен

$$I = k \iint_S f(\alpha, \theta) dS, \quad (1)$$

где  $k$  — коэффициент пропорциональности, зависящий от чувствительности аппаратуры,  $f(\alpha, \theta)$  — функция яркости изображения головы в плоскости входной диафрагмы от углового расстояния  $\alpha$ , от ядра кометы и азимута  $\theta$  ( $\theta=2\pi$ ) по отношению к положению продолженного радиуса-вектора.

Поскольку голова кометы — сферически симметричное образование, то яркость не зависит от угла  $\theta$ . В случае наблюдений с конечной диафрагмой (в нашем случае 113") интегрирование в формуле (1) нужно проводить в пределах площади этой диафрагмы. Приняв, что

Таблица 2

19. I 1974 г.			30. I 1974 г.		
$N$	$M_z$	$E$ , эрг/см <sup>2</sup> сек	$N$	$M_z$	
$10^{31}$	$10^9$	$10^{18}$	$10^{31}$	$10^9$	
3.457	0.839	1.869	2.340	0.568	
3.157	1.364	4.899	0.997	0.431	
1.879	0.749	3.714	1.013	0.404	
(4.697)	(1.873)		(2.532)	(1.010)	
1.379	0.550	6.807	0.712	0.284	
(8.274)	(3.299)		(4.273)	(1.704)	
0.528	0.210	3.364	0.307	0.123	
(3.165)	(2.262)		(1.844)	(0.735)	
	$1.51 \cdot 10^9$			$0.81 \cdot 10^9$	
	(6.43)			(3.45)	
	3.71			1.81	
	(8.64)			(4.45)	

функция  $f(\alpha, \theta=\text{const})$  выражается кривой (рис. 1) методом численного интегрирования, мы нашли, что сигнал при наблюдениях с диафрагмой  $113''$  ( $\alpha=56''.5$ ) составляет 0.44 от сигнала, который был бы при наблюдениях кометы с бесконечно большой диафрагмой спектрофотометра. Значения энергий спектра и звездных величин головы кометы Когоутека, исправленные за диафрагму, приведены в табл. 1. Кривая зависимости яркости кометы от  $R$  (см. рис. 1) получена при использовании эмульсии ORWO ZU-2, чувствительной к области спектра 4000—5200 Å. Максимум чувствительности приходится на полосу  $C_2\lambda 4737$  Å. Условно мы считаем, что такой же характер распределения поверхностной яркости кометы сохранится и для других областей спектра.

Эмиссия кометы в полосах обусловлена резонансной флуоресценцией соответствующих молекул, возбуждаемых солнечным излучением. Плотность газа в голове сравнительно мала, так что ударами второго рода можно пренебречь. Поэтому число актов излучения приравнивается к числу актов поглощения возбуждающих квантов. Тогда, согласно [2], связь между полным монохроматическим излучением  $E$  рассматриваемого объема и числом излучающих частиц  $N$  имеет вид:

$$E = N\rho_v f_{1,2} \frac{\pi e^2}{\mu} \quad (2)$$

где  $\rho_v$  — спектральная плотность возбуждающего излучения на гелиоцентрическом расстоянии кометы  $r$ ,  $f_{1,2}$  — сила осциллятора для данного излучательного перехода,  $e$  и  $\mu$  — заряд и масса электрона,  $E = E_\lambda \cdot 4\pi\Delta^2$  ( $\Delta$  — геоцентрическое расстояние), рассчитано на основании данных, приведенных в [6]. Величина принятой силы осциллятора может сильно повлиять на получаемую оценку массы газовой составляющей головы кометы. Мы использовали значения  $f_{1,2}$  для  $NH = (8 \pm 1) \cdot 10^{-3}$ , для  $CN(0-0) = 2.7 \cdot 10^{-2}$ , для  $C_2(0-0) = 2.4 \cdot 10^{-2}$ , взятые из [14]; для  $C_2(0-1) = 2.4 \cdot 10^{-2}$ , для  $C_2(1-0) f_{1,2} = 1 \cdot 10^{-2}$  (среднее из значений  $1.1 \cdot 10^{-2}$  [12] и  $0.88 \cdot 10^{-2}$ ). Некоторые авторы используют для всех излучений  $C_2$  силу осциллятора  $2.4 \cdot 10^{-2}$  либо  $2.6 \cdot 10^{-2}$ , для  $CN = 2.6 \cdot 10^{-2}$  или  $2.9 \cdot 10^{-2}$ ). В [16] для  $C_2$  приведено значение  $f_{1,2} = 4 \cdot 10^{-3}$ . Если принять эту величину  $f_{1,2}$ , то масса  $C_2$  возрастает по сравнению с оценками, ранее приводившимися в литературе. Поскольку некоторые авторы используют именно это значение  $f_{1,2}$  для  $C_2$ , мы включили вычисления  $N$  и  $M$  также с этим значением  $f_{1,2}$ . В табл. 2 приведены результаты вычислений  $N$ ,  $M$  — парциальной массы и  $E$  — полной энергии от соответствующей эмиссии, излучаемой кометой в  $4\pi$  радиан.

Распределение объемной светимости  $c$  (в относительных единицах) найдено по приближенному графическому методу, описанному в [5]. При этом допускается, что голова кометы сферически симметрична и может быть разбита на сферические объемы равной объемной плотности излучения; вклад самых внешних слоев головы кометы (например, с  $R > 2.90 \cdot 10^5$  км в нашем случае) в общую величину излучения пренебрежимо мал. Тогда выражение для объемной плотности излучения  $c$  для первого слоя имеет вид

$$c_1 = \frac{I_1}{h_1}, \quad (3)$$

где  $h_1$  — толщина первого объемного слоя. Находящиеся на этом участке излучающие частицы создают поверхностную яркость. Величина  $\Delta h_2^{(1)}$  — толщина первого объемного слоя над вторым, имеющим толщину  $h_2$ . Тогда

$$c_1 = \frac{I_2 - \Delta h_2^{(1)} c_1}{h_2}. \quad (4)$$

Для  $n$ -го объемного слоя имеем

$$c_1 = \frac{I_n - \Delta h_n^{(n-1)} \cdot c_{n-1} - \Delta h_n^{(n-2)} c_{n-2} - \dots - \Delta h_n^{(1)} c_1}{h_n}, \quad (5)$$

где  $\Delta h_n^{(n-1)}$  — толщина  $(n-1)$ -го объемного слоя над  $n$ -м слоем. Значения  $I_n$  снимаются с кривой распределения относительной поверхности яркости  $c$ ;  $R$ ,  $h_n$  и  $\Delta h_n^{(n-1)}$  — со вспомогательного рисунка, моделирующего голову кометы, разбитую на  $n$  объемных слоев. Они представляют собой хорды ( $h$ ) и отрезки хорд ( $\Delta h$ ) между соседними слоями.

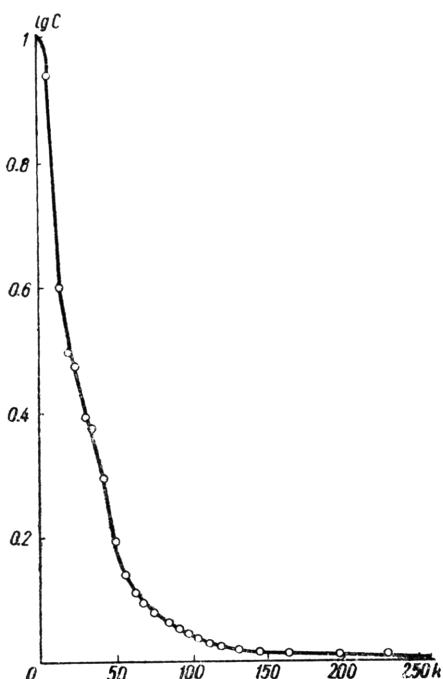


Рис. 2. Распределение объемной светимости  $c=f(R)$  в голове кометы.

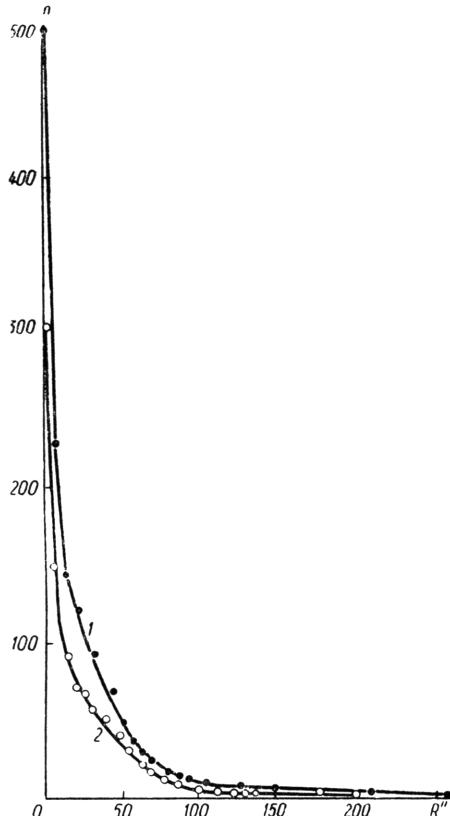


Рис. 3. Распределение объемной плотности в голове кометы 1973 XII 14.I 1974 г.:

1 — для эмиссий  $C_2$  и  $NH$ , 2 — для эмиссии  $CN$ .

ми. В нашем случае голова была разбита на 33 слоя в области быстрого изменения поверхности яркости (до  $R \leq 150''$ ) через  $6''.25$ , дальше — через  $12''.5$ . На рис. 2 приведена кривая распределения объемной светимости  $c=f(R)$  в голове кометы с удалением от ядра для эмиссии  $C_2$  ( $\lambda 4737 \text{ \AA}$ ). Для остальных эмиссий  $C_2$  зависимости  $c=f(R)$  аналогичны. Для  $CN$  и  $NH$  условно принят этот же закон изменения  $c$  с  $R$ , хотя для  $CN$  эта кривая должна падать менее круто, так как градиент  $I$  у этой эмиссии меньше, чем у  $C_2$ .

Так как нам известны кривая  $c=f(R)$ , относительные значения объемной светимости  $c_i$  для каждого сферического объема  $V_i$  и суммарная энергия  $E$  всех объемов, энергию каждого сферического объема можно найти по формуле

$$\frac{\sum_{i=1}^n c_i v_i}{c_i v_i} = \frac{E}{E_i}, \quad (6)$$

где  $n$  — число сферических объемов. Зная объем каждого сферического слоя и излучаемую им энергию, легко найти число частиц в 1 см<sup>3</sup> на разных расстояниях от ядра.

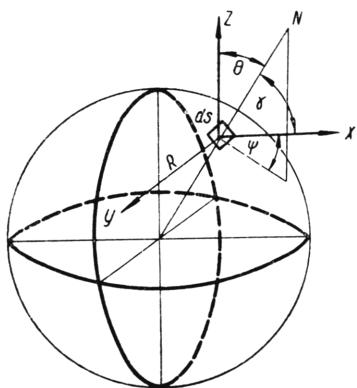


Рис. 4. Схематическое изображение положения элементарной площадки  $dS$  в голове кометы относительно Солнца ( $z$ ) и Земли ( $x$ ).

меты, где поверхностная яркость изменяется углом  $\alpha = \pm 2''.5$  (см. рис. 1). При наблюдениях кометы с диафрагмой  $2\alpha = 5''$  регистрируемый сигнал уменьшается в  $k$  раз, где

$$k = \frac{\int_0^{56''.5} d\alpha \int_0^{2\pi} f(\alpha, \theta) d\theta}{\int_0^{2''.5} d\alpha \int_0^{2\pi} f(\alpha, \theta) d\theta}. \quad (7)$$

Методом численного интегрирования определено, что  $k = 204$ . Для оценки величины альбедо кометы сделаем следующие допущения: 1) центральная область головы ( $2\alpha = 5''$ ), имеющая максимальную поверхностную яркость, имеет сферическую форму с радиусом сферы; 2) угол фазы (угол Земля—комета—Солнце) равен  $90^\circ$  (в действительности для 14.I он равен  $86^\circ.8$ , для 19.I —  $78^\circ.4$  и для 30.I —  $45^\circ$ ); 3) рассеяние чисто ламбертовское с альбедо, равным  $a$ .

На рис. 4 условно в виде сферы радиуса  $R$  изображена голова кометы. Пусть  $dS$  — элементарная площадка на этой сфере,  $N$  — нормаль к площадке. Тогда энергетический поток, падающий на эту площадку от Солнца (в направлении оси  $z$ ),

$$dF = E_c \cos \theta ds, \quad (8)$$

где  $E_c$  — освещенность, создаваемая Солнцем на гелиоцентрическом рассеянии  $r$  (рассчитано по данным [6]), а

$$ds = R^2 \sin \theta d\theta d\psi.$$

Интенсивность излучения, создаваемая площадкой  $dS$  в направлении  $x$ ,

$$dI = \frac{dF}{\pi} a \cos \gamma,$$

где  $a$  — альбедо кометы,  $\cos \gamma = \sin \theta \cos \psi$ . Очевидно, что полная интенсивность излучения головы кометы в направлении  $x$  будет равна

$$I = \frac{E_c}{\pi} R^2 a \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos \psi d\psi \int_0^{\pi/2} \sin^2 \theta \cos d\theta = \frac{2}{3} a R^2 \frac{E_c}{\pi}. \quad (9)$$

Освещенность от кометы в направлении  $x$  на геоцентрическом расстоянии  $\Delta$  будет

$$E_h = \frac{I}{\Delta^2} = \frac{2}{3} a \frac{R^2}{\Delta^2} \frac{E_c}{\pi}. \quad (10)$$

Все расчеты проведены для центральной области головы кометы, видимой с Земли под углом  $2\alpha=5''$ , соответствующим телесному углу  $\omega=5.3 \cdot 10^{-10}$  стер. С другой стороны,

$$\omega = \frac{\pi R^2}{\Delta^2}. \quad (11)$$

Подставив (11) в (9), получим

$$E_h' = \frac{2}{3\pi^2} a \omega E_c, \quad (12)$$

откуда альбедо

$$a = \frac{3}{2} \frac{\pi^2}{\omega} \frac{E_h'}{E_c}. \quad (13)$$

В табл. 3 для трех данных наблюдений приведены:  $E_h \left( \frac{\text{эр}}{\text{см}^2 \text{сек} \text{A}^\circ} \right)$  — значения энергии непрерывного спектра головы

кометы, снятые с обработанных регистрограмм;  $E_h'$  — значения энергий непрерывного спектра, пересчитанные для диафрагмы  $5''$  ( $\alpha=2''.5$ );  $E_c$  — освещенность, создаваемая Солнцем на расстоянии  $r$ ;  $a$  — вычисленные значения альбедо. На рис. 5 представлена зависимость альбедо  $a$  от длины волны. Как видно, 14 и 19. I изменение  $a$  с  $\lambda$  имеет сходный вид. Значения  $a$  для 30. I значительно меньше, чем для 14 и 19. I. Вероятно, оно занижено, так как нет фотографического снимка с подходящей для наших целей экспозицией за 30.I. Поэтому, как отмечалось выше, при расчетах использовали кривую падения поверхности яркости в голове кометы за 14.I. Установлено, что размер головы кометы к 30. I уменьшился. И наконец, угол фазы к этому моменту отличался от принятого при расчетах. Все это внесло ошибки. Приведенные кривые альбедо кометы Когоутека имеют ясно выраженный минимум в области 4300—4700 Å и небольшой максимум около 4000 Å (кривые 1, 2). Эффект такого рода впервые обнаружил Бобровников [11]. Его можно объяснить собственным поглощением или излучением неизвестных молекул. Обычно полагают, что основная рассеивающая среда в головах комет — это образования из различных веществ — диэлектриков типа льда или снега с вкраплениями, но состав их изучен очень плохо.

В табл. 1 приведены значения колор-индексов головы ( $U_c - B_c$ ,  $B_c - V_c$  для непрерывного спектра) и колор-эксцессов ( $E_{c(U-B)}$ ,  $E_{c(B-U)}$ ), выражающих степень покраснения спектра относительно солнечного излучения, для которого  $U - B = +0^m.16$ ,  $B - V = +0^m.64$ . Эти величины указывают на наличие в непрерывном спектре головы кометы Когоутека 1973 XII избытка излучения в синей части. Кометы, богатые пылью

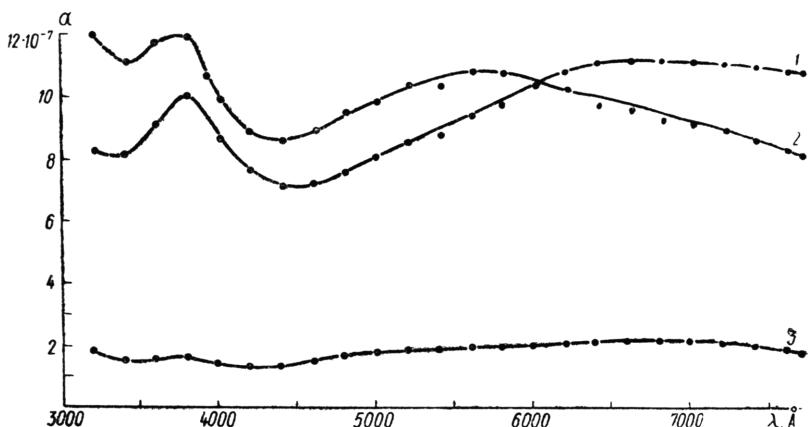


Рис. 5. Зависимость альбедо  $a$  от длины волны:  
1 — 14. I, 2 — 19. I, 3 — 30. I — 1974 г.

(например, комета Арендса—Ролана), имеют значения  $U - B = +0^m.35$  и  $B - V = +0^m.80$ , в то время, как у бедных пылью комет  $U - B < 0$  [15].

Следует особо остановиться на малой абсолютной величине альбедо ( $\sim 10^{-6}$ ). По существующим в настоящее время представлениям твердое ядро кометы состоит из снежно-ледяного конгломерата, альбедо которого примерно равно 0.5 и не  $< 0.1$ , т. е. в  $5 \cdot 10^5$  раз больше полученной нами величины. Объяснить такое большое расхождение

$\lambda, \text{ \AA}$	14. I 1974 г.				19. I 1974 г.	
	$E_H$ эрг/ $\text{см}^2\text{сек}$ $\text{\AA}$	$E_{H'}$ эрг/ $\text{см}^2\text{сек}$ $\text{\AA}$	$E_c$ эрг/ $\text{см}^2\text{сек}$ $\text{\AA}$	$a$	$E_H$ эрг/ $\text{см}^2\text{сек}$ $\text{\AA}$	$E_{H'}$ эрг/ $\text{см}^2\text{сек}$ $\text{\AA}$
3200	$1.2 \cdot 10^{-12}$	$0.588 \cdot 10^{-14}$	202	$0.0815 \cdot 10^{-5}$	$1.2 \cdot 10^{-12}$	$0.588 \cdot 10^{-14}$
400	1.45	0.711	248	0.0802	1.35	0.662
600	1.70	0.834	258	0.0905	1.50	0.735
800	2.00	0.98	274	0.100	1.60	0.784
4000	2.28	1.12	369	0.0850	1.8	0.882
200	2.50	1.23	454	0.0758	2.0	0.98
400	2.65	1.30	472	0.0771	2.2	1.08
600	2.80	1.37	534	0.0718	2.35	1.15
800	2.90	1.42	534	0.0744	2.50	1.23
5000	3.00	1.47	516	0.0797	2.50	1.23
200	3.00	1.47	490	0.0840	2.50	1.23
400	3.10	1.52	490	0.0868	2.50	1.23
600	3.20	1.57	470	0.0935	2.50	1.23
800	3.30	1.62	470	0.0965	2.50	1.23
200	3.40	1.67	436	0.1072	2.2	1.08
400	3.40	1.67	421	0.1110	2.0	0.98
600	3.25	1.59	403	0.1105	1.9	0.93
800	3.15	1.54	392	0.1100	1.8	0.88
7000	3.00	1.47	382	0.1077	1.7	0.83
200	2.90	1.42	364	0.1092	1.6	0.78
400	2.80	1.37	343	0.1118	1.45	0.71
600	2.65	1.30	330	0.1103	1.35	0.66
7700	2.50	1.23	322	0.1069	1.15	0.564

погрешностью расчетов, вызванной допущением, что вещество кометы рассеивает свет по закону Ламберта, невозможно.

Расчет альбедо кометы проведен для центральной области головы, имеющей максимальную поверхностную яркость и видимую с Земли под углом  $2\alpha=5''$ . Однако он соответствует не угловому размеру ядра кометы, а дифракционному кружку рассеяния, который создается оптикой телескопа и атмосферой Земли. Действительно, для 14.I 1975 г. углу  $2\alpha=5''$  соответствует диаметр ядра головы  $\sim 3.6 \times 10^3$  км. Реальные размеры ядер порядка нескольких километров или даже долей километров [14]. Следовательно, угол  $2\alpha$ , под которым с Земли должно быть видно ядро кометы Когоутека, очень мал (сотые доли секунды). Поэтому в формуле (12) величина телесного угла  $\omega$  должна уменьшиться на несколько порядков, а альбено кометы приблизится к принятой в настоящее время величине.

Задавая несколько значений диаметра ядра  $d$ , мы вычислили альбено в предположении, что дифракционный кружок рассеяния от ядра вследствие оптических и атмосферных причин составил  $5''$ . Тогда при  $d \approx 10$  км,  $a = 0.12$ , т. е. так для материков и кратеров Луны [8]; значение  $a = 0.5$  достигается при  $d \approx 5$  км. На рис. 6 представлена зависимость между  $d$  и получаемым при этом альбено. В табл. 4 даны размеры ядер, вычисленные по формуле

$$E_h = \pi F_{\odot} \left( \frac{R_0}{r} \right)^2 a \varphi \left( \frac{d}{\Delta} \right)^2 \quad (14)$$

Таблица 3

		30.I 1974 г.			
$E_c$	$a$	$E_h$	$E_h'$	$E_c$	$a$
эрг/см <sup>2</sup> сек	А	эрг/см <sup>2</sup> сек	эрг/см <sup>2</sup> сек	эрг/см <sup>2</sup> сек	А
138	$0.1193 \cdot 10^{-5}$	$1.0 \cdot 10^{-13}$	$0.49 \cdot 10^{-15}$	76	$0.01805 \cdot 10^{-5}$
169	0.1097	1.0	0.49	93	0.01475
176	0.1169	1.1	0.54	97	0.01559
186	0.1180	1.2	0.59	103	0.01604
252	0.0980	1.45	0.71	139	0.01430
310	0.0885	1.70	0.83	171	0.01366
322	0.0939	1.90	0.93	178	0.01463
364	0.0884	2.15	1.05	201	0.01462
364	0.0946	2.40	1.18	201	0.01644
352	0.0978	2.45	1.20	194	0.01732
334	0.1031	2.50	1.23	184	0.01871
334	0.1031	2.50	1.23	184	0.01871
320	0.1076	2.50	1.23	177	0.01946
320	0.1076	2.40	1.18	177	0.01866
297	0.1018	2.30	1.13	164	0.01929
287	0.0956	2.30	1.13	158	0.02002
274	0.0950	2.25	1.1	151	0.02039
268	0.0919	2.20	1.08	148	0.02043
260	0.0894	2.10	1.03	144	0.02002
248	0.0881	2.00	0.98	137	0.02003
234	0.0849	1.75	0.86	128	0.01881
225	0.0821	1.55	0.76	124	0.01716
220	0.0718	1.50	0.735	121	0.01701

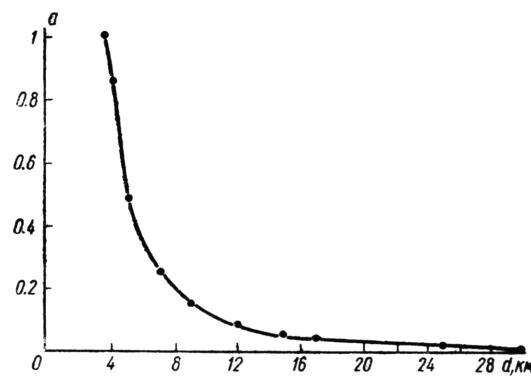


Рис. 6. Зависимость между альбено кометы и диаметром ядра.

в предположении, что регистрируемый непрерывный спектр кометы  $E_n$  создается рассеянием солнечного света на твердом ядре.  $\pi F_\odot = 2.74 \times 10^{10} \text{ эрг см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$  — поток энергии с единицы поверхности Солнца,  $R_\odot$  — его радиус,  $\varphi$  — фаза. Видно, что только при значениях  $a \geq 0.5$  размеры ядер приближаются к реальным.

Таблица 4

Дата	$E_n, \text{эрг/см}^2 \text{сек}$	$\varphi$	$a_0$	$d, \text{км}$	$a=0.5$ $d, \text{км}$	$a=0.1$ $d, \text{км}$
14.1	$13.15 \cdot 10^{-9}$	0.53	$0.94 \cdot 10^{-6}$	$1.62 \cdot 10^4$	21.8	487
19.1	$9.3 \cdot 10^{-9}$	0.59	$0.98 \cdot 10^{-6}$	$1.53 \cdot 10^4$	21.4	479
30.1	$9.21 \cdot 10^{-10}$	0.83	$0.18 \cdot 10^{-6}$	$1.56 \cdot 10^4$	28.6	674

Сравнивая данные, представленные на рис. 6 и табл. 4, приходим к заключению, что нельзя считать причиной образования всего непрерывного спектра только ядро. Он возникает в результате рассеяния солнечного света от небольшого ядра ( $\sim 5 < d < 2 \text{ км}$ ) и окружающей его пылевой атмосферы. Допустим, размеры ядра таковы, что рассеянный им свет мал по сравнению с излучением всего непрерывного спектра. Тогда предполагая, что существует конечная пылевая атмосфера, можно оценить количество пылинок на луче зрения, исходя из вычисленного альбедо и физических характерных пылевых частиц, полученных из поляриметрических наблюдений кометы Когоутека в ГАО АН УССР 14. I 1974 г. [3]: радиуса пылинок  $r_0 \approx 0.4$  при дисперсии  $\sigma_2 = 0.10$ , показателя преломления  $m = 1.2 - 2.3 i$  (ближе всего подходит  $m$  для железных частиц),  $\chi(90^\circ) = 0.360$  — индикаториса рассеяния одной полидисперской частицы,  $w = 0.688$  — альбедо частиц при однократном рассеянии.

Среднее альбедо для 14 и 19.I —  $0.96 \cdot 10^{-6}$ , для 30.I —  $0.18 \cdot 10^{-6}$ . Как показано в [7], в общем случае альбедо оптически тонкого пылевого облака

$$a(\varphi, \tau_0) = \frac{w}{2\pi} \chi(\varphi) f_2(\varphi, \tau_0) + \frac{2}{\pi} f_4(\varphi, \tau_0, w, \chi_1). \quad (15)$$

Выражение справа определяет яркость атмосферного столба. Функции  $f_2$  и  $f_4$ , зависящие от фазы  $\varphi$ , оптической толщины атмосферы  $\tau_0$ , альбедо одного рассеяния  $w$  и параметра вытянутости индикаторисы рассеяния  $\chi_1$  табулированы в [7].

Число частиц на луче зрения

$$N_n = \frac{\tau_0}{\tau_p}. \quad (16)$$

Таблица 5

$d, \text{км}$	$n, \text{см}^{-2}$	$N_n$	$M_{\text{H}_2\text{O}}, \text{г}$	$M_{\text{Fe}}, \text{г}$	$\tau_0$	$a$
22	$8.3 \cdot 10^7$	$3.2 \cdot 10^{20}$	$0.82 \cdot 10^8$	$6.45 \cdot 10^8$	1	0.03
30	$2.5 \cdot 10^7$	$1.8 \cdot 10^{20}$	$0.47 \cdot 10^8$	$3.68 \cdot 10^8$	0.3	0.0135
$3.6 \cdot 10^3$	$2.1 \cdot 10^3$	$2.12 \cdot 10^{20}$	$0.55 \cdot 10^8$	$4.33 \cdot 10^8$	$2.5 \cdot 10^{-5}$	$0.96 \cdot 10^{-6}$
$3.6 \cdot 10^3$	$3.9 \cdot 10^2$	$4.1 \cdot 10^{19}$	$1.08 \cdot 10^7$	$8.5 \cdot 10^7$	$0.46 \cdot 10^{-5}$	$0.18 \cdot 10^{-6}$

Используя (15), подберем для  $a = 0.0135$  ( $d = 3.6 \cdot 10^3 \text{ км}$ ) соответствующее ему  $\tau_0$ . Функции  $f_2$  и  $f_4$  даны в таблицах [7] для  $w = 0.69$  и  $\chi_1 = 0$ . При этом  $\tau_0 = 0.3$ . Для  $\chi_1 = 0.5$   $\tau_0$  имеет такое же значение. Если уменьшать  $d$  (т. е. увеличивать значение  $a$ ), то уже при  $a = 0.03$   $\tau_0 = 1$ .

В табл. 5 приведено несколько оценок  $n_n$  — числа частиц на луче зрения на  $1 \text{ см}^2$ ,  $N_n$  — числа частиц во всем объеме диаметром  $d$ ,

$M_{\text{H}_2\text{O}}$  — масса пылевой компоненты, если частицы состоят из льда,  $M_{\text{Fe}}$  — из массы пыли, если частички железные (в соответствии с величиной  $m$ ). Ясно, что в кометной атмосфере  $\tau_0 \neq 1$ . Учитывая это, используем (15) для малых  $\tau_0$ , разложив в ряд по малым  $\tau_0$  выражение для  $f_2$  из [7]. После вычислений получим для малых  $\tau_0$

$$a(\varphi, \tau_0) = \frac{\omega}{2\pi} \chi(\varphi) \tau_0. \quad (17)$$

Подставив значение  $a$  из табл. 3 (для  $d = 3.6 \cdot 10^3$  км, угла  $2\alpha = 5''$ ) находим  $\tau_0 \sim 10^{-5}$ .

В табл. 5 представлены вычисления  $n_n, N_n, M_n$  для 14 и 19.I усредненные и для 30.I 1974 г. Как видим, все вычисленные величины согласованы между собой и могут быть использованы как оценочные. Средние величины  $N_n, M_{\text{H}_2\text{O}}$  и  $M_{\text{Fe}}$  для 14 и 19.I равны соответственно  $\sim 3 \cdot 10^{20}, 0.6 \cdot 10^8$  г ( $\text{H}_2\text{O}$ ) и  $5 \cdot 10^8$  г (Fe). 30.I эти величины уменьшились примерно на порядок. Сравнение полученного результата с оценкой массы светящейся газовой составляющей (см. табл. 2) показывает, что масса пылевого компонента меньше. Этим и объясняется очень слабый по сравнению с другими кометами непрерывный спектр. Величина колор-индекса и необычный ход  $a$  с  $\lambda$  (см. рис. 4) указывают на возможность присутствия мелкодисперсной пыли с вкраплениями неизвестных веществ. Параметры кометы 1973 XII оказались несколько меньше, чем у кометы 1943 I, 1957 III, 1957 V.

Авторы выражают искреннюю признательность Н. С. Черныху за предоставленные фотографии кометы Когоутека, а также А. В. Мороженку и Л. А. Бугаенко за полезное обсуждение и разрешение использовать некоторые величины, полученные при поляриметрии кометы совместно с другими соавторами [3].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ажусенис А., Страйджис В. Уточнение кривых реакции и параметров системы  $U, B, V$ . Бюл. Вильнюс. обс., 1966, **16**, 3.
2. Амбарцумян Б. А. Теоретическая астрофизика, М.—Л., 1939.
3. Бугаенко Л. А. и др. Поляризационные наблюдения кометы Когоутека в 8 участках спектра (423—498 мк). — КЦ, 1974, 167.
4. Воронцов-Вельяминов Б. А. Фотометрическая структура типичной кометы. Бюл. Абст., обс., 1974, **17**, 49.
5. Коноплева В. П. Распределение яркости в голове кометы 1951 Шомасса. Публ. Киевской астрон., обс., 1959, № 8, 53.
6. Макарова Е. А., Харитонов А. В. Распределение энергии в спектре Солнца и солнечная постоянная. М., «Наука», 1972.
7. Рубашевский А. А., Яноцикий Э. Г. Расчет фазовой зависимости интегральной яркости планет. «Наукова думка», Киев, 1969.
8. Сытинская Н. Н. Сводный каталог абсолютных значений визуальной отражательной способности 104 лунных объектов. — АЖ, 1953, **30**, 295.
9. Таращук В. П., Терез Г. А., Терез Э. И. Абсолютная спектрофотометрия кометы Когоутека 1973 XII. I. — В кн.: Астрометрия и астрофизика № 28, 109.
10. Харитонов А. В., Князева Л. Н. Абсолютное распределение энергии в спектрах 18 звезд различных типов. — АЖ, 1967, **44**, 745.
11. Вогрупикoff N. T. On the Spectra of Comets. — Ap. J., 1927, **66**, 438.
12. Clementi E. Transition Probabilities for Low-Lying Electronic States in Cr. — Ap. J., 1960, **132**, 898.
13. Коноплева В. П., Шулман Л. М. On the Sizes of Cometary Nuclei. In book: «The motion, Evolution and Origin of Comets» eds. Chebotarev et al. Proceed. of IAU Symposium, 1971, № 45.
14. Landolt-Bornstein. Numerical Data and Functional Relationship in Science and Technology. New Series, Group VI, B 1, N 1, New York, 1965.
15. Notni P. Figurenchaften und Bewegung der Staubteitchen in Koma und Schweif von Kometen. — Sternwarte Babelsberg, 1964, Bd XV, Hf 1.
16. Shadée A. The Relation Between the Electronic Oscillator Strength and the Wavelength for Diatomic Molecules. — J. Q. S. R. T., 1967, **7**, 169.

# ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОМЕТЫ ЭНКЕ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ 1937—1974 гг.

**М. З. Маркович, Р. С. Ошеров**

Изучая зависимость блеска кометы Энке от гелиоцентрического расстояния  $r$  в ряде появлений 1871—1951 гг., один из авторов [10] обратил внимание на существенные отличия кривых блеска этой кометы от кривых блеска других комет. За основу при сопоставлении фотометрических кривых кометы в различных появлениях была принята зависимость блеска от  $r$ , характерная для комет с чисто газовой оболочкой при свободном испарении поверхностных льдов ядра [9]

$$m_{\Delta} = A + Br^{\alpha}, \quad (1)$$

где

$$m_{\Delta} = m - 5 \lg \Delta. \quad (2)$$

$m$  — наблюдаемая яркость в звездных величинах,  $\Delta$  — геоцентрическое расстояние кометы в а. е.,  $A, B, \alpha$  — постоянные параметры, причем

$$B = \frac{L}{RT_0}. \quad (3)$$

Здесь  $L$  — молярная теплота сублимации льдов ядра,  $R$  — универсальная газовая постоянная,  $\alpha$  — параметр, характеризующий зависимость поверхностной температуры льдов ядра от  $r$

$$T = T_0 r^{-\alpha}. \quad (4)$$

Формула (1) представляет наблюдаемые значения яркости кометы в интервале наблюдений по  $r$ .

Вычисления показывают, что для всех доперигелийных наблюдений  $\alpha > 0.5$  и, как правило,  $\alpha \geqslant 1$ . Для всех случаев послеперигелийных наблюдений  $\alpha < 0.5$  (1878, II  $\alpha = 0.44$  и 1898 XI  $\alpha = 0.22$ ).

Комета Энке в большинстве случаев наблюдалась до прохождения ее через перигелий и почти всегда  $\alpha > 1$  ( $\alpha \div 1 - 3$  и даже больше 3). Между тем, температура сублимирующих льдов ядра при потоке солнечной радиации  $q \sim r^{-2}$  меняется очень медленно ( $\alpha \div 0.1 - 0.3$ ) [9]. Газы могут выделяться из ядра путем десорбции. Яркость кометы в этом случае описывается выражением (1). Выражения (3) и (4) сохраняют силу с той лишь разницей, что под  $L$  нужно понимать молярную теплоту десорбции, обычно не намного отличающуюся от теплоты испарения.

Как известно, температуры поверхности ядра и его глубинных слоев могут быть получены решением уравнения теплопроводности [2, 4, 9].

Время наблюдений	Число наблюдений	$r$ а.е.	$H_0$	$n$
X—XI 1937 г.	10	1.30—0.75	$10.08 \pm 0.05$	$5.95 \pm 0.21$
IX—X 1947 г.	16	1.49 0.73	9.98 0.09	6.32 0.38
I—III 1951 г.	13	1.11 0.41	9.83 0.05	2.73 0.08
I 1961 г.	13	0.84 0.54	10.19 0.19	3.52 0.28
XI—XII 1970 г.	10	1.13 0.57	$10.83 \pm 0.10$	$5.13 \pm 0.31$

\* По 8 наблюдениям, исключая вспышки блеска декабря 3<sup>d</sup>.80 и 5<sup>d</sup>.76, получается  $H_0 =$

\*\* По тем же 8 наблюдениям.

Анализ всех возможных предельных случаев (солнечное тепло целиком расходуется на испарение льдов, высокая теплопроводность поверхностного слоя ядра и т. п.) показывает, что в выражении (1)  $\alpha$  не должно превышать 2. Однако у кометы Энке встречаются значения  $\alpha$  даже большие 3. Из этого следует, что применительно к этой комете выражение (1) не имеет физического смысла и должно рассматривать-

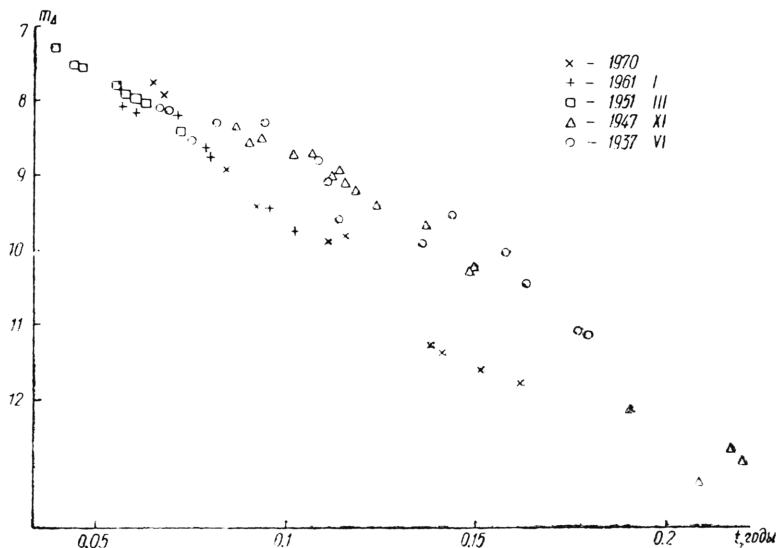


Рис. 1. Зависимость наблюдаемой яркости кометы  $m_{\Delta}$  от временного параметра  $t$ .

ся как интерполяционные или же параметры  $A, B, \alpha$  имеют другой физический смысл, чем в выражениях (1)–(4).

Наличие в (1) трех степеней свободы (независимые параметры  $A, B, \alpha$ ) позволит добиться хорошего согласия с оценками блеска на интервале наблюдений.

В настоящей работе продолжено изучение фотометрических особенностей кометы Энке на основании наблюдательного материала Бейера [16] для появлений 1937, 1947, 1951, 1961, 1970 г.

В табл. 1 помещены фотометрические параметры кометы Энке: соответственно по графикам таблицы приведены время наблюдения, число наблюдений  $v$ , интервал наблюдений по  $t$ , классические параметры  $H_0$  и  $n$  по Бейеру [16],  $A, B, \alpha$  по (1), полученные способом, изложенным в [2], суммы квадратов невязок ( $\Sigma \varepsilon^2$ ). Индексы  $\Sigma \varepsilon^2$  соответственно относятся к классическому и данному способам. Почти всегда (1) дает лучшее приближение к наблюдениям, чем формула С. В. Орлова (три степени свободы в (1) против двух в классической формуле).

Большие  $\alpha$  ( $>3$ ) позволяют установить, что у кометы Энке свободное испарение с поверхности ядра не имеет места.

Таблица 1

$\Sigma \varepsilon_1^2$	$A$	$B$	$A+B$	$\alpha$	$\Sigma \varepsilon_2^2$
9.12	7.85	1.41	9.26	3.73	0.77
2.10	7.80	1.58	9.38	3.11	0.67
0.27	3.96	5.88	9.84	0.60	1.12
0.27	7.45	3.74	11.19	3.14	0.11
0.42*	-10.25	21.03	10.78	0.27	0.15**

= $10m.93$ ,  $n=5.19$  и  $\Sigma \varepsilon_1^2=0.031$ .

По данным [14], фильтрация газов через тугоплавкий дисперсный поверхностный слой, покрывающий льды ядра, не может обеспечить наблюдаемый блеск кометы. В этом случае пришлось бы приписать ядру размеры, равные размерам планет. При испарении загрязненных льдов на поверхности ядра образуется местами минеральная корка («пятнистое» ядро), площадь ее со временем увеличивается, что приводит к уменьшению открытой испаряющейся поверхности и вековому ослаблению блеска, причем, как показал Шульман [14], абсолютная звездная величина кометы линейно увеличивается со временем, а ее яркость убывает экспоненциально. Действительно, подобная закономерность наблюдается у кометы Энке [12], и, по-видимому, у некоторых других комет, например, у короткопериодической кометы Фая [17].

На рис. 1 представлены наблюдаемые значения  $m_{\Delta}$  в зависимости от времени  $t$ , годы, отсчитываемого от момента прохождения кометы через перигелий; эта зависимость очень близка к линейного типа

$$m_{\Delta} = a + bt. \quad (5)$$

Значения параметров  $a$  и  $b$  и соответствующие суммы квадратов невязок приведены в табл. 2, в которой указано число наблюдений для

Таблица 2

Комета	$v$	$a$ ( $t$ в годах)	$b$	$\Sigma \varepsilon^2_3$
1937 VI	10	6.07	29.13	0.350
1947 XI	16	5.16	38.74	0.878
1951 III	13	6.59	28.80	0.103
1961 I	13	6.24	38.47	0.167
1971 II	8	5.81	42.35	0.335

каждого появления кометы.

В работе [11] рассматривается функция  $\lambda(q)$ , определяющая вероятность распада ядра кометы в единицу времени

$$\lambda(q) = \frac{1}{M} \frac{dM}{dt}$$

( $M$  — масса ядра в данный момент). Яркость кометы пропорциональна массе вещества, теряемой ядром в единицу времени

$$I \sim \frac{dM}{dt} \quad (m_{\Delta} = -2.5 \lg I).$$

Отсюда соотношение (5) означает, что  $\lambda$  не зависит или очень слабо зависит от  $q$  (а также от  $r$  и  $t$ ).

Весьма возможно, что на небольшом отрезке времени наблюдений (около месяца)  $\lambda(q)$  меняется очень мало, чем и объясняется линейный характер зависимости (5).

Все наблюдаемые фотометрические кривые комет (зависимости  $m_{\Delta}$  от  $r$ ) можно разбить на два основных типа: 1 — кривая в координатах  $m_{\Delta}, r$  имеет выпуклость вверх, в соотношении (1)  $\alpha < 1$  и 2 — кривая в указанных координатах вогнутая, в (1)  $\alpha > 1$ . Маркович [11] предложил соответственно для кривых I и II типа следующие выражения:

$$m_{\Delta} = A + B_1 t + B_2 \varphi + 5 \lg r, \quad (6)$$

$$m_{\Delta} = A + B_1 t + B_2 \varphi. \quad (7)$$

Здесь  $t$  имеет тот же смысл, что и в (5),  $\varphi$  — истинная аномалия кометы. Физический смысл параметров  $A, B_1, B_2$ , а также зависимости  $t$  от  $\tau$  для эллиптических параболических и гиперболических орбит приводится в [11].

Подавляющее большинство комет имеют фотометрические кривые I типа, у кометы Энке чаще всего наблюдаются кривые II типа.

В табл. 3 для каждого появления кометы соответственно приведены тип фотометрической кривой, число наблюдений, параметры  $A, B_1, B_2$ , вычисленные по (6) и (7), сумма квадратов невязок  $\Sigma \varepsilon^2$ , а также ошибки одного наблюдения и среднего значения.

Средняя ошибка наблюдения (величины  $m_d$ , получаемые из (6) и (7), принимаются за математические ожидания) определяется по формуле

$$\sigma_1 = \sqrt{\frac{\Sigma \epsilon^2}{v-1}}, \quad (8)$$

а ошибка среднего значения, определяемого по (6) или (7) и (8),

$$\sigma = \frac{\sigma_1}{\sqrt{v}}. \quad (9)$$

Средняя ошибка одного наблюдения Бейера  $\bar{\sigma}_1$  составляет около  $0^m.16$ , а вычисленного по (6) или (7),  $\bar{\sigma} \approx 0^m.041$  (см. табл. 3).

Выражения, представляющие зависимость  $m_d$  от  $r$ , должны удовлетворять определенным требованиям: 1) наилучшим образом соответствовать экспериментальным данным на интервале наблюдений, т. е. сумма квадратов невязок ( $\Sigma \epsilon^2$ ) должна быть наименьшей; 2) быть уни-

Таблица 3

Комета	Тип фотометрической кривой	v	A	B <sub>1</sub>	B <sub>2</sub>	$\Sigma \epsilon^2 / 4$	$\sigma_1$	$\sigma$
1937 VI	II	10	5.595	0.092	-0.0437	0.362	0.200	0.064
1947 XI	II	16	12.764	0.167	-5.150	0.949	0.250	0.063
1951 III	I	13	9.756	0.051	-0.979	0.118	0.100	0.028
1961 I	II	13	10.434	0.243	-0.492	0.064	0.070	0.019
1971 II	I	8	1.530	-0.024	5.219	0.174	0.160	0.057

версальными, т. е. применительными к кометам газовым, пылевым и газо-пылевым; 3) исходить из физических предпосылок (фотометрические параметры этих выражений должны иметь физический смысл); 4) допускать возможность уверенной экстраполяции за пределы интервала наблюдений. Последнее требование имеет особенно важное значение для уверенного прогнозирования яркости кометы. В связи с этим весьма желательно наблюдать кометы на возможно большем интервале  $r$ .

Приведем суммарные квадраты невязок по пяти появлениюм кометы, характеризующие сравнительные достоинства формул с одним вводом по  $r$  (очевидно, что в выражениях (6) и (7)  $t$  и  $\phi$  могут быть в конечном счете выражены через  $r$  [11]).

Формула	$\Sigma \epsilon^2$
Орлова ( $H_0, n$ )	5.79
(1)	2.82
(5)	1.83
(6) и (7)	1.67

Как видно, наилучшими являются формулы (6) и (7), худшей — классическая формула Орлова, которую следует признать мало пригодной для кометы Энке.

Формулы (6) и (7) также наилучшим образом удовлетворяют требованиям 2 и 3 [11].

Для выяснения характера векового ослабления блеска кометы Энке по (6) и (7) были вычислены значения  $m_d$  для некоторого фиксированного  $r$ . В качестве такого взято значение  $r=0.8$  а. е. Эта точка входит в интервал наблюдений пяти детально рассматриваемых появлений кометы. Момент прохождения кометы через точку  $r=0.8$  а. е. в

1937 г. принят за начальный ( $\tau=0$ ) и от него в дальнейшем ведется отсчет времени  $\tau$ .

Значения истинной аномалии  $\varphi$  вычисляются из выражения

$$\varphi = \arccos \frac{1}{e} \left( \frac{P}{r} - 1 \right), \quad (9)$$

где  $e$  и  $P$  — соответственно эксцентриситет и параметр орбиты. Значение  $t$  (временный параметр, отсчитываемый от момента прохождения кометы через перигелий), соответствующее  $\varphi$ , в каждом случае вычисляется путем линейной интерполяции.

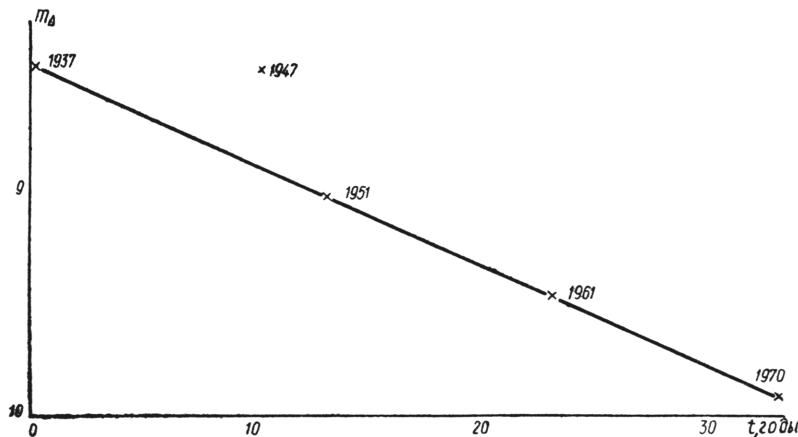


Рис. 2. Вековое падение блеска кометы Энке.

Элементы орбит взяты из [16]. Данные вычислений сведены в табл. 4, в которой соответственно приведены появления кометы  $r, \varphi$  в радианах,  $t$  — в сутках,  $r$  — в годах, примененная формула  $m_{\Delta}$  (0.8) и среднемесячные индексы солнечной активности (числа Вольфа) —  $W$ , соответствующие месяцу, на который приходится момент прохождения кометы через точку  $r=0.8$  а. е.

Таблица 4

Комета	$r$ а.е.	$\varphi$	$t$	$\tau$	Формула	$m$ (0.8)	$W$
1937 VI	0.8	1.8477	31.820	0	(7)	8.44	74
1947 XI	0.8	1.8250	30.842	9.918	(7)	9.46	164
1951 III	0.8	1.8329	39.436	23.215	(6)	9.13	60
1961 I	0.8	1.8329	29.736	23.115	(7)	9.43	58
1970 II	0.8	1.8306	30.987	33.040	(6)	9.86	126

На рис. 2 изображена зависимость  $m_{\Delta}$  (0.8) от  $\tau$ , построенные точки 1937, 1951, 1961 и 1970 гг. точно ложатся на прямую. Отклонение от прямой в сторону больших яркостей дает точка 1947 г., это отклонение составляет  $0^m.4$ , что значительно превышает  $3\sigma=3 \cdot 0^m.04=0^m.12$  и поэтому не может быть объяснено ошибками наблюдения.

Оно связано, по-видимому, с усилением солнечной активности в ноябре 1947 г. ( $W=163$ ). Сделанный в [12] вывод о том, что звездная величина кометы Энке (при фиксированном  $r$ ) возрастает со временем линейно, с высокой степенью достоверности (ошибки вычисленных значений  $m_{\Delta}$ , как уже отмечалось, в среднем  $0^m.04$ ) подтверждает рис. 2.

$$m_{\Delta}=8.44+0.043 \tau, \quad (10)$$

причем момент  $\tau=0$  соответствует XI 25<sup>d</sup>.43 1837 г. (аномальная точка 1947 г. не принята во внимание).

В [4] предложено обобщенное уравнение для кривой блеска с двумя вводами по  $r$  и по  $d'$  ( $d'$  — наблюдаемый диаметр головы кометы в минутах дуги):

$$m_{\Delta} = m_0 + 2.5 n \lg r + 2.5(\beta - 2) \lg d', \quad (11)$$

где

$$m_{\Delta} = m - 2.5 \beta \lg \Delta. \quad (12)$$

Здесь  $m_0$  — яркость центральной части головы кометы с диаметром  $d'=1'$  на единичном ( $r=\Delta=1$  а. е.) расстоянии,  $\beta$  — эффективный показатель, характеризующий распределение поверхностной яркости в голове кометы

$$i = \text{const } \rho^{-\beta},$$

где  $\rho$  — расстояние до фотометрического центра. Для прогнозирования яркости кометы (11) не может быть использована, так как величина  $d'$  заранее неизвестна. Однако из (11) можно получить параметр  $\beta$ , знание которого позволяет количественно оценить физические характеристики кометы. Фотометрические параметры выражения (11) для пяти появлений кометы Энке были вычислены на машине «Мир-1» и приводятся в табл. 5, в которой указаны также суммы квадратов невязок.

Таблица 5

Комета	$m_0$	$n$	$\beta$	$\Sigma e_i^2$
1937 VI	$10.12 \pm 0.42$	$5.31 \pm 0.44$	$1.36 \pm 0.49$	0.336
1947 XI	9 71 0 76	7 18 1 05	2 05 0 48	0 844
1951 III	10 57 0 30	2 74 0 07	1 60 0 16	0 012
1961 I	7 36 2 88	2 79 1 09	4 19 2 15	0 174
1971 II	$10.77 \pm 0.78$	$5.17 \pm 0.66$	$2.06 \pm 0.80$	0 422

Еще лучшую сходимость с наблюдениями можно получить, если построить выражение типа (11) применительно к данному типу фотометрической кривой кометы. Анализ приведенных в табл. 5 величин  $\beta$  и их ошибок показывает, что, по-видимому, эти значения в разных появлениях мало отличаются друг от друга. Было вычислено среднее весовое значение  $\bar{\beta}$  из пяти неравноточных измерений

$$\bar{\beta} = \frac{\sum P_k \beta_k}{P}, \quad (13)$$

где  $P = \sum P_k$ . Веса неравноточных измерений  $P_k$  — определялись по способу, предложеному в [15]

$$P_k = \frac{\sigma_0^2}{\sigma_k^2}. \quad (14)$$

$\sigma_k$  — средние квадратичные ошибки  $\beta_k$ ;  $\sigma_0$  выбирается произвольно, лучше всего значение, близкое к среднему из  $\sigma_k$ , (в нашем случае  $\sigma_0 = 0.8$ ). Средняя квадратичная ошибка среднего весового

$$\sigma_{\bar{\beta}} = \frac{\sigma_0}{\sqrt{P}}. \quad (15)$$

Из (13), (14) и (15) по данным табл. 5 получаем  $\bar{\beta} = 1.64 \pm 0.14$ .

В [3, 13] было показано, что между наблюдаемыми блеском  $I$  и угловыми размерами головы кометы  $d'$  существует четкая кубическая зависимость

$$I = I_0 d^3. \quad (16)$$

В связи с этим представляет интерес проверка зависимости между  $m$ ,  $d'$  и для кометы Энке. Для этого были составлены условные уравнения типа

$$m = m_0 + a \lg d', \quad (17)$$

которые решались способом наименьших квадратов.

Постоянные  $m_0$  и  $a$  оказались равными  $m_0 = 12.33 \pm 0.23$  и  $a = -5.32 \pm 0.29$ . Переходя с помощью формулы Погсона к интенсивностям, получим

$$I = I_0 d^{1.2}. \quad (18)$$

Искалась также зависимость между  $m_\Delta$  и линейными размерами головы кометы  $d_\Delta$ .

Обнаружено, что зависимость  $m_\Delta(d_\Delta)$  может быть описана выражением, аналогичным  $m(d')$ . Вычисления показали, что в этом случае  $a_1 = -4.07 \pm 0.19$  и  $m_{0\Delta} = 14.15 \pm 0.23$  или в интенсивностях

$$I_\Delta = I_{0\Delta} d_\Delta^{1.6}.$$

Обнаруженная в обоих случаях почти квадратическая зависимость между  $I$  и  $d$  может быть объяснена на основе теории, изложенной в [4].

При  $\beta \leq 2$  наблюдаемая яркость кометы определяется выражением

$$I = \frac{C_1}{2-\beta} d^{2-\beta} \Delta^{-\beta}, \quad (19)$$

где  $C_1$  — постоянная, а  $d$  — наблюденный диаметр головы кометы, выраженный в минутах дуги.

В случае визуальных наблюдений видимые размеры головы кометы определяются предельной поверхностной яркостью, еще различимой на фоне неба —  $i$ . Для однородных наблюдений эту яркость можно считать постоянной, т. е.

$$i_{\text{пр}} = \text{const} d_\Delta^{-\beta} = C_2, \quad (20)$$

где  $d_\Delta = 4.35 \cdot 10^9 d \Delta$  (см),  $\Delta$  в а. е.

Следует иметь в виду, что  $d_\Delta$  определяет не истинные размеры головы, а линейный размер, соответствующий измеренному наблюдателем угловому диаметру головы кометы на геоцентрическом расстоянии  $\Delta$ .

Подставляя (20) в (19), получаем

$$I = \frac{C_3}{2-\beta} d^2, \quad (21)$$

что и объясняет соотношение (18). Переходя в (21) к приведенным яркости и диаметру  $(I = \frac{I\Delta}{\Delta^2}; d \sim \frac{d_\Delta}{\Delta})$ , получим

$$I_\Delta = \frac{C_4}{2-\beta} d_\Delta^2.$$

## ЛИТЕРАТУРА

- Добровольский О. В. К теории кометных форм, ч. 2. Бюл. САО, 1953, 7.
- Добровольский О. В. Кометы, М., «Наука», 1966.
- Добровольский О. В., Ошеров Р. С. О связи видимого диаметра комет с видимой яркостью. — ДАН ТаджССР, 1967, 10, 2.

4. Добровольский О. В., Ошеров Р. С., Маркович М. З. Зависимость интегрального блеска головы кометы от углового диаметра и расстояния до наблюдателя. — Проблемы космической физики, 1971, 6, 123.
5. Кометный циркуляр, 1973, 145.
6. Кометный циркуляр, 1973, 153.
7. Кометный циркуляр, 1973, 156.
8. Кометный циркуляр, 1974, 165.
9. Маркович М. З. Температура кометных ядер и изменение яркости комет с гелиоцентрическим расстоянием. — Бюл. ин-та, Астрофизики АН ТаджССР, 1959, 28, 25.
10. Маркович М. З. О некоторых особенностях изменения блеска кометы Энке-Баклунда. — Изв. отд. геол.-хим. и техн. наук АН ТаджССР, 1961, вып. 1(3), 15.
11. Маркович М. З. Анализ кривых блеска комет. — Проблемы космической физики, 1976, 11.
12. Маркович М. З., Туленкова Л. Н. Физические характеристики кометы Энке. — В кн.: Астрометрия и астрофизика, 1970, 11.
13. Ошеров Р. С. Статистические закономерности между наблюдаемыми параметрами комет. — В кн.: Астрометрия и астрофизика, 1972, 15.
14. Шульман Л. М. Динамика кометных атмосфер. Нейтральный газ. Киев, «Наукова думка», 1972, 61.
15. Щиголов Б. М. Математическая обработка наблюдений. Физ-мат. М., 1962, 229.
16. Веуг M. Physische Beobachtungen von Kometen. AN, 1938, № 265, 46; 1950, N 278, 225; 1955, N 282, 152; 1962, N 286, 337; 1972, N 293, 254.
17. Kurth R. Über die sakulare Helligkeitsabnahme der Kometen. AN, 1961, № 286, 83.

Институт астрофизики  
АН ТаджССР

Поступила в редакцию  
в феврале 1975 г.

## ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ КОМЕТЫ 1965 VIII ИКЕЙЯ—СЕКИ ВБЛИЗИ ПЕРИГЕЛИЯ

**В. А. Голубев**

Комета 1965 VIII, открытая японскими «ловцами» комет К. Икейя и Ц. Секи утром 18 сентября 1965 г., по первым наблюдениям представляла собой диффузный объект  $8^m$  с центральной конденсацией и без признаков хвоста. Предварительные вычисления орбиты (М. Мамедов, Л. Кеннингем, З. Секанина) показали, что комета пройдет через перигелий 21.2 октября на расстоянии 0.0074—0.0083 а. е. от центра Солнца. Элементы ее орбиты близки по значениям к элементам большой яркой кометы 1882 II [38], т. е. комета Икейя—Секи принадлежит к кометному семейству Креяца.

Комета была видна невооруженным глазом на дневном небе 20 октября, интегральная яркость в перигелии достигала  $10^m$ — $11^m$ , а длина хвоста достигала в конце октября  $40^\circ$  [7]. Яркий небесный объект наблюдался с 18 сентября до середины февраля 1966 г. За этот период было проведено более 820 различных наблюдений кометы; от простых визуальных оценок блеска до получения спектров высокого разрешения [19].

Наблюдатели отмечали необычную активность кометы: быструю смену типа хвоста вблизи перигелия [13], заметное кручение в хвосте [16], движение излома в хвосте [10], деление ядра [32], расходжение компонент ядра [36].

Исследователи не только установили надежную статистическую связь между активностью комет и активностью Солнца [1, 14, 30], но и разработали методику определения параметров межпланетной среды по изменениям в кометах [12]. На возможность влияния солнечной активности на изменения в комете Икейя—Секи указывалось в [6], где отмечено, что во время прохождения кометой 1965 VIII перигелия на Солнце наблюдалась относительно большая группа солнечных пятен с тенью и полутенью. Быстрые изменения кометных форм и взрывные процессы в ядре кометы, с одной стороны, немногочисленность активных областей на Солнце в годы минимума солнечной активности, с другой стороны, заставляют более подробно исследовать вопрос о взаимодействии

с активными образованиями на Солнце в период ее сближения с Солнцем.

С этой целью в настоящей статье рассмотрено движение проекции ядра кометы Икейя—Секи по диску Солнца с 19 октября по 7 ноября 1965 г. и произведено сравнение кометных изменений с солнечной активностью. В указанный период комета испытала изменения, которые мы приводим во временной последовательности.

20.45 октября И. А. Прокофьева на Пулковском внезатменном коронографе со спектрографом наблюдала в области зеленой полосы яркий объект протяженностью 44000 км. Однако объект был значительно ближе к Солнцу и двигался с большей скоростью, чем это следовало из эфемерид [16]. Возможно, это был один из осколков разделившегося ядра [18].

20. 75 октября интенсивность линии *D* натрия достигла самого высокого значения (П. Бойс, В. Синтон) [31].

20. 917—20. 920 октября. Наиболее яркая часть головы быстро меняла свои очертания и ориентировку, как будто распадалась. Заметны яркие «крылья» у головы кометы [19].

21.0 октября. Е. Ремер обнаружила хвост длиной около 2° и обратила внимание на наличие в нем спиральной структуры [7].

27. 0972 и 21. 1438 октября. Получены снимки хвоста кометы. На первом снимке хвост был первого типа, а на последних — третьего. Хвост не был ни синдинамой, ни синхроной, а образовался непрерывным выбросом частиц различных размеров с разными ускорениями. За 1<sup>h</sup>07<sup>m</sup> произошло почти полное обновление хвоста из I—II типа во II—III тип. Это объясняется бурным выделением крупных частиц вблизи Солнца [13].

21. 160 октября японские наблюдатели с корональной станции Но-рикура визуально заметили, что голова кометы делится. 21. 192 октября она разделилась на три сегмента, ярчайший был дальше от Солнца, чем два других. Хвост во время распада ядра значительно отклонился от направления Солнце—комета [32].

21. 178—21. 194 октября. В Крымской АО проводили наблюдения с 22-метровым радиотелескопом. После прохождения Солнца через неподвижную диаграмму направленности наблюдался довольно длинный угасающий «хвост» излучения [2]. Авторы предполагают, что интенсивное испарение пылинок из кометной атмосферы после распада кометы могло существенно увеличить размеры комы и хвоста кометы, а также их плотность.

21. 34 октября. В Крымской АО проводили кинематографирование кометы на коронографе КГ-1. Изображения кометы на кадрах представляют собой диффузные пятна неправильной формы. Очертания этих пятен менялись от кадра к кадру. В двух случаях изображения состояли из двух или трех частей. Отчетливого деления кометы на части не отмечено, но удлинение наиболее плотных (фотометрических) частей изображения кометы заметно на некоторых снимках [22].

1 и 2 ноября из головы кометы выходили прямые лучи. На некотором расстоянии от головы они скручивались и хвост принимал спиральную структуру [4].

5 и 6 ноября в хвосте кометы было замечено облачное образование, расширявшееся со временем. Эта деталь хорошо прослеживается и на эквиденситах [4].

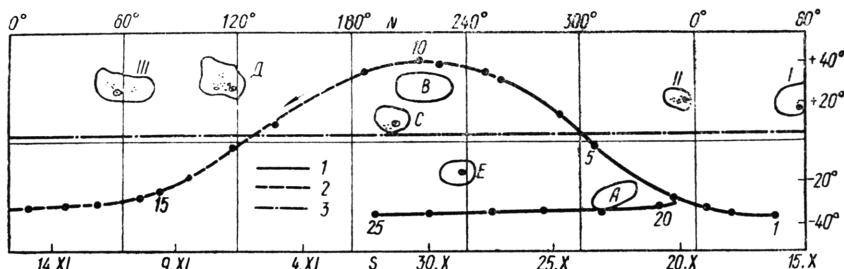
5 ноября наблюдался хвост II типа. Частицы, составляющие этот хвост, вылетели из ядра после прохождения перигелия [28]. В окрестностях Солнца на движение вещества в хвосте должен был оказывать влияние солнечный ветер.

6 и 7 ноября замечен излом оси хвоста на расстоянии 30° от головы. На основании исследования относительного движения этого излома

и предположения о равномерности его движения высказана гипотеза, что он образовался точно во время прохождения перигелия [10].

3 ноября с помощью гида нормального астрографа в голове кометы наблюдались два центра конденсации, но на снимках двойственность не обнаружена [24].

4. 528 ноября Г. Пон обнаружил, что ядро кометы двойное. Второе ядро находилось на оси хвоста на расстоянии  $14''$  от главного и было



Проекция ядра кометы на диске Солнца. Траектория проекции ядра кометы на:

1 — видимую; 2 — невидимую полусферу Солнца; 3 — проекция Земли.

слабее последнего на  $1^m.75$ . Возможно, была и третья конденсация (на  $3^m$  слабее главного ядра), находившаяся на расстоянии  $32''$  в направлении оси хвоста [18].

10 и 12 ноября на снимках вышла только внутренняя часть головы кометы без заметных признаков хвоста (при полной Луне), но на них можно различить три отдельные конденсации, расположенные на одной прямой в направлении хвоста и разделенные интервалами примерно  $20''$  [29].

Расхождение компонент распавшегося ядра кометы (*A* — диффузный, *B* — звездообразный компоненты ядра) наблюдали на многих обсерваториях с начала ноября до 15 января 1966 г.

Наиболее полный список моментов наблюдений распавшейся кометы приведен в [36]. Необходимо отметить относительное изменение блеска компонентов ядра. Если 4.53 ноября главное ядро было ярче второго на  $1^m.75$  звездной величины, а 6.1 ноября на  $1^m$ , то 12 ноября К. Томита оценил блеск компонента *A* —  $6^m$ , компонента *B* —  $11^m$  [7].

Таблица 1

Момент распада UT	Вычислитель	Метод вычисления	Источник
20. X 1965	Л. Панайотов	Линейная экстраполяция проекций ядер на небесную сферу.	[24]
24. 2. X	Г. Пон	То же	[37]
23. 5. X	Е. Питтих	» »	[36]
21. 85. X	З. Секанина	По минимальным расстояниям между орбитами ядер <i>A</i> и <i>B</i>	[39]
26. X	З. Секанина	То же	[17]
25. 5. X	З. Секанина	По эффекту «толчка»	[40]

Применяя различные методы, исследователи изучали вопрос о моменте распада ядра кометы Икэйя—Секи на основе наблюдений расхождения ядер. Сводка вычисленных моментов распада ядра кометы приведена в табл. 1.

Гелиографические координаты кометы, использованные в настоящей работе, определены по методике, описанной в [11]. При этом зна-

чения истинной аномалии найдены с помощью таблицы [15]. Использованы элементы орбиты кометы, определенные Марсденом [34]:

$$\begin{aligned} T &= 1965, \text{ окт. } 21.184 \\ q &= 0.007786 \text{ а.е.} \\ e &= 0.999915 \\ P &= 880 \text{ лет} \end{aligned} \quad \left. \begin{aligned} \omega &= 69^\circ 05' \\ \lambda &= 346^\circ 30' \\ i &= 141^\circ 86' \end{aligned} \right\} 1950$$

Эклиптическая долгота Солнца и гелиографическая долгота центра диска Солнца взяты из [3].

Результаты вычислений гелиографических координат кометы для 25 моментов наблюдений приведены в табл. 2, где  $v$  и  $r$  — истинная аномалия и радиус-вектор кометы,  $R_{\odot}$  — расстояние кометы от центра Солнца в долях солнечного радиуса,  $L_{\odot}$  и  $B_{\odot}$  — соответственно кэррингтоновская долгота и гелиографическая широта.

Путь проекции ядра кометы (рис. 1) нанесен на карту солнечной поверхности [8]. По вертикальной оси карты нанесены гелиографические широты, по горизонтальной оси вверху — кэррингтоновские долготы, а внизу — даты, когда отмеченные долготы находились в центре солнечного диска, обращенного к Земле. Прерывистая линия над солнечным экватором — проекция Земли на Солнце. На рис. 1 стрелкой отмечено направление движения проекции ядра кометы. Цифры 1, 5, 10, 15, 20, 25 на этой проекции — номера моментов, приведенных в табл. 2.

Таблица 2

Номер п.п.	Дата UT	$v$	$r$	$R_{\odot}$	$L_{\odot}$	$B_{\odot}$
1	19.184. X	—155.1	0.16730	35.8	43.5	—37.2
2	20.184	—148.0	0.09500	20.3	20.3	—35.4
3	20.600	—141.0	0.06992	15.0	6.9	—33.1
4	20.900	—128.4	0.04115	8.81	349.4	—27.7
5	21.100	—94.0	0.01675	3.59	308.6	—2.1
6	21.150	—57.4	0.01011	2.16	290.7	+14.4
7	21.170	—27.3	0.008245	1.77	258.6	+30.1
8	21.175	—18.0	0.007980	1.71	253.4	+33.9
9	21.184	0.0	0.007786	1.67	226.7	+38.7
10	21.190	+ 12.1	0.007870	1.68	216.1	+38.7
11	21.200	+ 30.9	0.008379	1.79	187.7	+35.7
12	21.250	+ 84.9	0.01429	3.06	142.7	+ 9.1
13	21.300	+105.2	0.02111	4.52	118.5	—3.6
14	21.500	+130.6	0.04455	9.54	95.0	—18.9
15	21.800	+142.0	0.07313	15.7	80.8	—24.9
16	22.184	+148.0	0.09500	20.3	69.9	—28.2
17	23.184	+155.1	0.16730	35.8	47.5	—31.2
18	24.184	+158.4	0.2136	45.7	29.8	—32.2
19	25.184	+160.4	0.2619	56.1	13.3	—32.9
20	27.184	+163.0	0.3480	74.5	342.0	—34.1
21	29.184	+164.6	0.4252	91.0	311.8	—34.6
22	31.184	+165.7	0.4946	106	282.2	—35.0
23	2.184. XI	+166.5	0.5625	120	252.7	—35.3
24	4.184	+167.2	0.6307	135	223.1	—35.5
25	6.184	+167.8	0.6836	146	194.7	—35.7

Группы пятен и контуры факельных полей изображены такими, какими они были в день прохождения через центральный меридиан Солнца по отношению к Земле.

Комета со скоростью  $V=476 \text{ км/сек}$  прошла вблизи Солнца и за два дня описала около Солнца дугу  $\Delta l=296^\circ$ . Проекция кометы пересекла экватор 21.11 октября ( $L=306^\circ$ ) и перешла из южного полушария в северное. Наибольшее удаление от солнечного экватора составило  $39^\circ$ . Через 4 ч 20 мин пройдя путь, соответствующий  $\Delta L=181^\circ$ , проекция ядра кометы снова пересекла экватор (21.29 октября  $L=-125^\circ$ ), а затем медленно изменяла свою гелиографическую широту

(от — 28° до — 36°). С 21. 175 октября ( $L=247^\circ$ ) ядро кометы проектировалось на невидимую полусферу диска Солнца. Проекция ядра «зашла» за восточный край диска Солнца и «вышла» с запада на видимую часть полусферы Солнца только 25. 2 октября ( $L=14^\circ$ ), описав по невидимой полусфере дугу 233°.

В результате взаимодействия магнитных полей с солнечной плазмой на разных высотах в атмосфере Солнца образуются пятна, факелы, флоккулы, протуберанцы, корональные лучи. К активным образованиям относятся и потоки частиц, связанные с геомагнитными возмущениями [25]. Активные области глубоких слоев оказывают значительное влияние на физические условия в нижней короне и образование солнечного ветра в более высоких слоях. Радиолокационные исследования Солнца показали, что отраженный сигнал формируется на турбулентных пульсациях корональной плазмы над активными областями. В некоторых случаях при  $r=1.5 R_\odot$  скорость солнечного ветра достигала  $\sim 120 \text{ км/сек}$  [9]. Высокотемпературная и плотная плазма, короны над активными областями, движущаяся с такими и более высокими скоростями, может оказывать значительное влияние на кометную плазму и ядро. При этом в ядре могут происходить процессы, приводящие к взрыву и последующему его делению на несколько частей. На возможность такой причины распада в 1932 г. указал С. К. Всехсвятский [5].

Для угловых размеров конуса выхода корпуксуллярных потоков из активных областей можно принять значение 40° (коэффициент корреляции  $K=0.35$ ) или даже 20° ( $K=0.55$ ). В обоих случаях оказывается, что ядро кометы «царапнуло» активные области  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$  и  $E$  (см. рис. 1). Эти области были отождествлены с «Солнечными данными» [27], «Картами Солнца» [33] и найдены на гелиограммах Уссурийской солнечной станции. Такое подробное исследование оказалось необходимым в связи с тем, что проекция ядра кометы находилась вблизи областей  $B$ ,  $C$  и  $D$ , расположенных во время наблюдения на невидимом полуширении Солнца.

Маловероятно, чтобы активные области I и II могли оказать какое-либо влияние на комету, хотя хромосферные вспышки, сопровождающиеся радиовсплеском IV типа и геомагнитной активностью, по-видимому, и обладают большим углом раствора вспышечных корпуксуллярных потоков [23], но 19—21 октября вспышечная активность Солнца была мала [27, 35].

20.7. 21. 14 октября проекция ядра кометы прошла вблизи активной области  $A$  ( $L=320^\circ$ ,  $B=26^\circ$ ). На гелиограммах Уссурийской солнечной станции эта область была видна на восточном краю диска Солнца в виде факельного поля без пятен

<i>UT</i>	<i>B</i>	<i>L</i>	<i>S</i>
17.98.X	$-23^\circ - 34^\circ$	$305^\circ - 321^\circ$	700
18.98	$-23 - 34$	$304 - 325$	722

Здесь  $B$  — гелиографическая широта,  $L$  — кэррингтоновская долгота и  $S$  — площадь факельного поля в миллионных долях полусферы. Согласно [27, 23], в этой области 21 октября наблюдалось флоккульное поле без пятен.

В период прохождения проекции ядра вблизи области  $B$  ( $L=220^\circ$ ,  $B=+28^\circ$ ) 21. 17—21. 22 октября последняя была за восточным краем диска Солнца. На восточном краю Солнца с 24 по 28 октября на гелиограммах обнаружены факельные поля без пятен

<i>UT</i>	<i>B</i>	<i>L</i>	<i>S</i>
23.98.X	$+22^\circ + 29^\circ$	$210^\circ - 235^\circ$	1296
25.95	$+15 - +33$	$202 - 234$	2655
27.06	$+20 - +32$	$200 - 230$	3488

21 октября в этой области пятен, по-видимому, не было, так как она заходила за западный край диска, не имея ни пор, ни пятен. Эта область находилась в конце своего эволюционного пути.

21. 21 октября проекция ядра кометы была на минимальном расстоянии от области  $C$  ( $L=202^\circ$ ,  $B=+12^\circ$ ). Эта зарождающаяся активная область на восточном краю диска Солнца появилась 26 октября. Факельные поля на гелиограммах видны в следующих областях:

<i>UT</i>	<i>B</i>	<i>L</i>	<i>S</i>
25.95.X	$+6^\circ - +17^\circ$	$194^\circ - 212^\circ$	928
27.06	$+2^\circ - +19^\circ$	$180^\circ - 212^\circ$	2021

Пятна в этой области появились 31 октября.

Над активной областью  $D$  ( $L=114^\circ$ ,  $B=+30^\circ$ ) комета прошла 21. 3 октября. Эта область вышла на восточный край диска Солнца только 1 ноября, где наблюдалось факельное поле с группой пор

<i>UT</i>	<i>B</i>	<i>L</i>	<i>S</i>
2.07.XI	$+27^\circ - +38^\circ$	$100^\circ - 125^\circ$	1227
3.00	$+27^\circ - +37^\circ$	$94^\circ - 123^\circ$	2792
4.01	$+23^\circ - +43^\circ$	$105^\circ - 121^\circ$	3693

Область III не могла существенно повлиять на активность кометы. С 21. 4 октября по начало ноября проекция ядра кометы проходила вдали от активных областей Солнца. Кроме того, в области  $A$  к 28 октября, когда она находилась на западном краю диска, не осталось ни флоккульных [33], ни факельных полей.

С 1 по 6 ноября проекция ядра кометы проходила вблизи активной области  $E$  ( $L=239^\circ$ ,  $B=-16^\circ$ ). На «Картах Солнца» [33] отмечены флоккульные поля и униполярное пятно. Восточнее области  $E$  находилось флоккульное поле ( $L=220^\circ$ ,  $B=-25^\circ$ ) [33], которое не отражено в «Солнечных данных». Позже ядро кометы проектировалось на спокойные области Солнца.

Проведя анализ, выделяем два периода, во время которых можно ожидать влияния процессов, происходивших на Солнце, на ядро и атмосферу кометы, а именно: 20.7—21. 4 октября (вблизи перигелия) и 1—6 ноября (почти точно через один оборот Солнца). В обоих случаях комета находилась над активными областями  $B$  и  $C$  ( $L=198-245^\circ$ ), с которыми связано возмущение земного магнитного поля [20].

Значительные изменения структуры кометы и активные процессы в ее ядре происходили во время двух периодов: с 20. 4 по 21. 4 октября и с 1 по 7 ноября 1965 г.

На основании сопоставления наблюдавшихся в комете явлений с солнечной активностью, можно предположить, что взрыв произошел 21. 16 октября, т. е. за 33 мин до прохождения перигелия. З. Секанина [26] считает, что наблюдаемые фрагменты после взрыва ядра, имевшего место 21. 16—21. 192 октября, должны были полностью испариться в солнечной короне. Однако М. З. Маркович и Л. Н. Тулenkova [21], оценив температуру ледяного ядра кометы вблизи Солнца, сделали вывод, что даже вблизи от поверхности Солнца происходит не плавление льдов ядра, а их интенсивная сублимация, приводящая к потере льда 4—5% общей массы ядра. Автор предполагает, что у кометы 1965 VIII произошел единичный взрыв ядра, а не серия последовательных разрывов. Об этом свидетельствует тот факт, что как и в момент взрыва, так и после 4 ноября наблюдались три компонента в ядре кометы [18, 29].

К причинам, объясняющим возможность наблюдения спутников кометы спустя две недели после распада [26], следует добавить уменьшение диаметра головы кометы при ее попадании в корпуксуллярный поток 1—6 ноября [12].

Из изложенного выше можно сделать выводы:

1. Наиболее вероятным моментом разделения ядра кометы Икейя — Секи является момент 21.16 октября 1965 г.
2. Наблюдаемые изменения в структуре кометы связаны с влиянием солнечной активности.
3. Применяя описанную выше методику, по данным наблюдений комет, можно выявить наличие активных процессов на невидимой полусфере Солнца и предсказать возможность усиления геомагнитной активности.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Андринко Д. А. и др. — Вариации блеска комет и условия в межпланетном пространстве. — АЖ, 1971, 48, 843.
2. Аристин В., Берулис И., Левченко М. Наблюдение прохождения кометы Икейя — Секи вблизи Солнца на  $\lambda=9,6$  и 21 см. — АЦ, 1966, 380, 1.
3. Астрономический ежегодник СССР на 1965 г. «Наука», М.-Л., 1962.
4. Бейтришили И. Р. Фотометрия методом эквиденсит спектр кометы Икейя — Секи 1965f. — В кн.: Проблемы космической физики. Изд-во КГУ, Киев, 1969, вып. 4, 91.
5. Боровников Н. Ф. Происхождение астероидов. — В кн.: Успехи астрономических наук, I. ГТТИ, М.—Л., 1932, 87.
6. Брусянцев Г. В., Мильхикер М. А., Брусянцева Н. Е. Радиоактивность метеоров и комет. — В кн.: Тезисы докладов ХХII научной сессии. Изд-во Черновицкого ун-та, Черновцы, 1966, 105.
7. Всехсвятский С. К., Ильчишина Н. И. Физические характеристики комет 1965—1970 гг. «Наука», М., 1974, 13.
8. Гнедышева Р. С. Каталог солнечной деятельности за 1963—1965 гг. Изд-во ГАО, Л., 1967.
9. Гордон И. М. Радиолокационные исследования Солнца и проблема солнечного ветра. Изд-во ИРЭ АН УССР, Харьков, 1973, 43.
10. Гофмейстер К. Наблюдения кометы 1965f Икейя — Секи в Зоннеберге. — В кн.: Активные процессы в кометах, «Наукова думка», Киев, 1967, 203.
11. Деменко И. М. Вычисление гелиографических координат кометы по элементам ее орбиты. — В кн.: Проблемы космической физики, Изд-во КГУ, Киев, 1971, вып. 6, 111.
12. Добропольский О. В., Гнедин Ю. Н., Новиков Г. Г. Корреляция между яркостью комет и флуктуациями солнечного ветра. — Космические исследования, 1972, 10, 791.
13. Добропольский О. В., Ибадинов И. Х. О главном хвосте кометы Икейя — Секи, 1965f. — Бюл. Ин-та Астрофиз. АН ТаджССР, 1969, 49, 28.
14. Добропольский О. В. Нестационарные процессы в кометах и солнечная активность. Изд-во АН ТаджССР, Душанбе, 1961, 107.
15. Дубяго А. Д. Определение орбит. ГИТТЛ, М.—Л., 1949, 67.
16. Кометный циркуляр, 1965, 32.
17. Кометный циркуляр, 1966, 38.
18. Коноплева В. П. Активные процессы в кометных ядрах. — В кн.: Активные процессы в кометах, «Наукова думка», Киев, 1967, 57.
19. Коноплева В. П., Гарандо-Лесных Г. А., Середа Е. М. Наблюдения комет по программе МГСС. — В кн.: Активные процессы в кометах, «Наукова думка», Киев, 1967, 100.
20. Космические данные, 1965, № 11, 48.
21. Маркович М. З., Туленикова Л. Н. Температура ледяного ядра кометы вблизи Солнца. В кн.: Проблемы космической физики. Изд-во КГУ, Киев, 1968, вып. 3, 25.
22. Можжерин В. М. Наблюдения кометы Икейя — Секи около перигелия. В кн.: Активные процессы в кометах, «Наукова думка», Киев, 1967, 97.
23. Мустель Э. Р., Егорова Н. Б. Сопоставление геомагнитных возмущений с явлениями на Солнце. — В кн.: Солнечные корпуксуллярные потоки, локализация их источников и связь с геомагнитными возмущениями. Изд-во АН СССР, М., 1961, 5.
24. Панайотов Л. А. Определение массы ядра кометы Икейя — Секи (1965f). — АЦ, 1966, 376, 1.
25. Пикельнер С. Б. Механизм образования активных областей при наличии магнитного поля. — АЖ, 1960, 37.
26. Секанина З. Разделение первичного ядра кометы Икейя — Секи 1965f. — В кн.: Проблемы космической физики. Изд-во КГУ, Киев, вып. 3, 66.
27. Солнечные данные 1965, № 10—11.
28. Черных Н. С. Исследование хвоста кометы Икейя — Секи. — В кн.: Проблемы космической физики. Изд-во КГУ, Киев, вып. 3, 47.

29. Ч е р н ы х Н. С. О типе хвоста кометы Икейя — Секи. — Изв. КрАО, 1967, **37**, 10.
30. Ч у р ю м о в К. И. Исследование комет Икейя — Секи (1967n), Хонда (1968c), Тяго—Сато—Косака (1969g) и новой короткопериодической кометы Чурюмов—Герасименко (1969h) на основе фотографических наблюдений. Автореф. канд. дис. КГУ, Киев, 1972.
31. В о у с е Р. В., Sinton W. M. Photometric Observations of Comet Ikeya-Seki, 1965f, in D light. — AJ, 1966, **71**, 847.
32. H i r a y a m a T., M a r i y a m a F. Observations of Comet Ikeya—Seki (1965f). — Publ. Astron. Soc. Japan, 1965, **17**, 433.
33. Map of the Sun, Fraunhofer Institute, Oct.-Nov. 1965.
34. M a g s d e n B. Catalogue of Cometary Orbits, Cambridge, 1972.
35. Observ., Chromosp. Sol., Station D'Uccle, Oct.-Nov, 1965.
36. Pittich E. Space Distribution of the Splitting and Outburst Comets. — BAC, 1971, **22**, 143.
37. P o n h H. Observations of the Double Nucleus in Comet Ikeya—Seki. — Sky and Tel., 1966, **31**, 376.
38. R o e m e r E. Comet Notes. — PASP, 1965, **77**, 475.
39. S e k a n i n a Z. Splitting of the Primary Nucleus of Comet Ikeya—Seki. — BAC, 1966, **17**, 207.
40. S e k a n i n a Z. Non-gravitational Effects in Comet Motions and a Model of an arbitrarily Rotating Comet Nucleus. IV Comet. splits. — BAC, 1967, **18**, 296.

Уссурийская станция службы  
Солнца ДВНЦ АН СССР

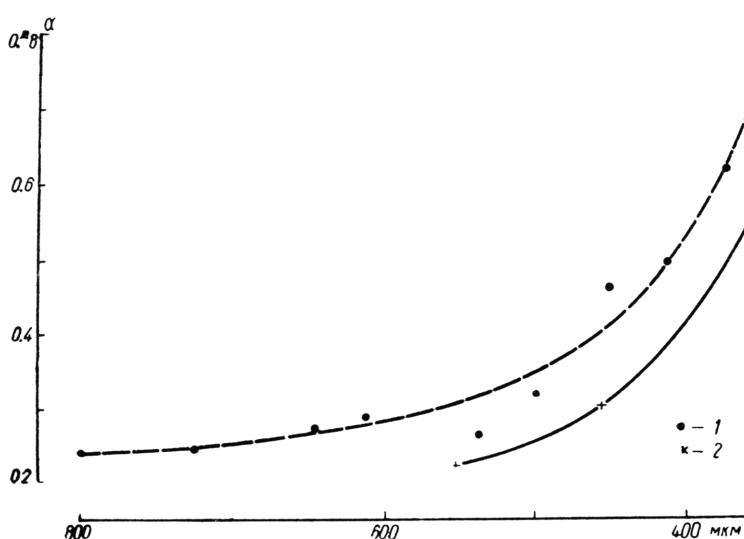
Поступила в редакцию  
в феврале 1975 г.

# АСТРОКЛИМАТ

## О МОНОХРОМАТИЧЕСКОМ КОЭФФИЦИЕНТЕ ПОГЛОЩЕНИЯ АТМОСФЕРЫ НА ПИКЕ ТЕРСКОЛ

А. Ф. Пугач, Р. Р. Кондратюк

При исследовании абсолютного распределения энергии в спектрах некоторых нестационарных звезд 20—21 сентября 1974 г. на пике Терскол были определены монохроматические коэффициенты поглощения. Использовался фотометр, работающий в режиме счета фотонов, с набором интерференционных фильтров. Измерения велись в 10 участках спектра в диапазоне длин волн 350—800 мкм.



Зависимость коэффициентов поглощения от длины волны:  
1 — наблюденные, 2 — вычисленные.

Поглощение определялось по методу Бугера. Стандартные звезды наблюдались в пределах 1.4—2.1 воздушных масс симметрично относительно меридиана. Наблюденные коэффициенты поглощения, выраженные в звездных величинах на одну воздушную массу, приведены ниже и обозначены на графике точками. Непрерывной линией показаны

$\lambda, \text{ мкм}$	$\alpha$	$\lambda, \text{ мкм}$	$\alpha$
350	0.81	538	0.26
374	0.615	610	0.285
413	0.49	646	0.27
450	0.46	725	0.25
500	0.31	796	0.24

средние терскольские коэффициенты поглощения, полученные по фотоэлектрическим наблюдениям в системе  $UVB$  [2]. Прозрачность в этот период была очень плохой (рисунок).

Расчеты показывают, что средний за ночь коэффициент поглощения можно представить формулой

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_\lambda,$$

где  $\alpha_0$  — коэффициент, не зависящий от длины волны на ограниченном спектральном интервале;  $\alpha_\lambda$  — некоторая функция длины волны, в данном случае это функция молекулярного рассеяния Рэлея, определяемая

$$1,17 \cdot 10^4 \cdot H_T \lambda^{-4} \text{ мкм mag/cm},$$

$H_T$  — высота однородной атмосферы для Терскола, принятая равной  $6.5 \cdot 10^5 \text{ см}$ .

Выражение для коэффициента поглощения принимает, таким образом, вид:

$$\alpha = 0.22 + 0.76 \cdot 10^{10} \cdot \lambda^{-4} \text{ мкм.}$$

Этой функции на графике соответствует штриховая кривая.

Дальнейшие наблюдения должны показать, действительно ли кроме рэлеевского рассеяния следует учитывать только неселективный член. Если коэффициент поглощения имеет именно такой вид, то для полного знания  $\alpha$  достаточно пронаблюдать  $\alpha_0$  на одной, удобной для измерения длине волны.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Комаров Н. С., Позигун В. А., Драгунова А. В. Распределение энергии в спектрах 19 звезд в области длин волн 5000—9000 Å. — В кн.: «Астрометрия и астрофизика», 19. «Наукова думка», Киев, 1973.
2. Пугач А. В., Кондратюк Р. Р., Розенбуш А. Э. Определение коэффициента атмосферного поглощения на пике Терскол и исследование инструментальной системы фотометра. — В кн.: «Астрометрия и астрофизика», 25, «Наукова думка», Киев, 1975.
3. Jones D. H. International Astr. Union Symposium № 24, Acad. Press, London and New York, 1966, 141.

Главная астрономическая  
обсерватория АН УССР

Поступила в редакцию  
в феврале 1975 г.

## **СОДЕРЖАНИЕ**

<b>ФИЗИКА ЗВЕЗД</b>	
Л. Н. Аршуткин, И. Г. Колесник. Химические превращения при коллапсе прото- звезд. Численные результаты . . . . .	3
Б. Л. Шаганян, В. Б. Шаганян. О двух переменных в созвездии Орла . . . . .	7
<b>ФИЗИКА СОЛНЦА</b>	
Э. А. Гуртовенко, В. А. Ратникова. Изучение микротурбулентности по эквивалент- ным ширинам умеренных и умеренно сильных линий Fe I . . . . .	14
К. В. Аликаева. О влиянии магнитного поля на профили бальмеровских линий хромосферных вспышек . . . . .	25
<b>ФИЗИКА ПЛАНЕТ</b>	
В. В. Аврамчук, Т. П. Семенюк. Физические характеристики галилеевых спутни- ков Юпитера I (обзор и анализ результатов) . . . . .	32
А. В. Мороженко. Результаты поляризационных исследований Юпитера . . . . .	47
<b>ФИЗИКА КОМЕТ</b>	
Ю. В. Сизоненко, М. Г. Сосонкин. Физические характеристики кометы Когоутека 1973 XII по трем спектральным наблюдениям . . . . .	55
В. П. Таращук, Г. А. Тerez, Э. И. Тerez. Абсолютная спектрофотометрия кометы Когоутека 1973 XII. Физические характеристики головы кометы . . . . .	58
М. З. Маркович, Р. С. Ошеров. Фотометрические характеристики кометы Энке по наблюдениям 1937—1974 гг.	70
В. А. Голубев. Изменение структуры кометы 1965 VIII Икейя—Секи вблизи перигелия . . . . .	77
<b>АСТРОКЛИМАТ</b>	
А. Ф. Пугач, Р. Р. Кондратюк. О монохроматическом коэффициенте поглощения атмосферы на пике Терскол . . . . .	85

## **Астрометрия и астрофизика. Вып. 30.**

*Печатается по постановлению ученого совета Главной астрономической обсерватории АН УССР*

Редактор Т. И. Селезнева

Художественный редактор И. П. Антонюк

Технический редактор И. Н. Лукашенко

Корректоры Е. А. Михалец, Л. М. Тищенко

Сдано в набор 24. XII 1975 г. Подписано к печати 14. V 1976 г. БФ 35989. Зак. № 3913. Изд. № 316.  
Тираж 1000. Бумага № 1, 70×108<sup>1/16</sup>. Условн. печ. листов 8,05. Учетно-изд. листов 8,76. Цена 88 коп.

Издательство «Наукова думка», Киев, Репина, 3.

Областная книжная типография Львовского областного управления по делам полиграфии, изда-  
тельств и книжной торговли, Львов, Стефаника, 11.

УДК 523.12.04.032.51

**Химические превращения при коллапсе протозвезд. Численные результаты.** Аршуткин Л. Н., Колесник И. Г. — Астрометрия и астрофизика, 1976, вып. 30, с. 3—7.

Проведено численное исследование изменения концентрации элементов, вносящих вклад и объемные потери энергии при коллапсе протозвезд. Рассмотрены изменения содержания молекулярного водорода в газовой среде и в среде с примесью пылевых частиц, соотношения между нейтральным и ионизованным углеродом, а также адсорбция тяжелых элементов пылевыми частицами и рост радиуса пылинки.

1 табл. 2 рис. Список лит.: 17 назв.

УДК 523.84

**О двух переменных в созвездии Орла.** Шаганян Б. Л., Шаганян В. Б. — Астрометрия и астрофизика, 1976, вып. 30, с. 7—13.

В работе приведены оценки блеска звезд  $V\ 462$  и  $V\ 735$  Орла, расположенных в окрестностях рассеянного скопления NGC 6830, полученные на пластинках фототеки ГАИШ по способу Нейланда-Блажко. Звездные величины звезд сравнения привязаны к системе стандарта Грубисича, расположенного в этом скоплении. Даны карты окрестностей каждой переменной звезды и эпохи максимумов и минимумов блеска.

5 табл. 5 рис. Список лит.: 6 назв.

УДК 523.77

**Изучение микротурбулентности по эквивалентным ширинам умеренных и умеренно-сильных линий FeI.** Гуртовенко Э. А., Ратникова В. А. — Астрометрия и астрофизика, 1976, вып. 30, с. 14—25.

Проведен анализ эквивалентных ширин ряда слабых и умеренно-сильных фраунгоферовых линий по данным наблюдений центр—край на диске Солнца. По слабым линиям выведено обилие железа  $\lg A_{Fe} = 7.04$ . С принятым значением обилия по умеренно-сильным линиям исследовалась микротурбулентная скорость. Получена модель квазизотропной микротурбулентной скорости, плавно возрастающей с высотой от 0,6 км/сек до 1,5 км/сек в пределах глубин  $-100 < h < -600$  км по модели ГСМ. Среднее значение ее в этом диапазоне равно 1,1 км/сек.

7 табл. 6 рис. Список лит.: 13 назв.

УДК 523.745; 523.75

**О влиянии магнитного поля на профили бальмеровских линий хромосферных вспышек.** Аликаева К. В. — Астрометрия и астрофизика, вып. 30, 1976, с. 25—31.

Исследуется уширение линий бальмеровской серии водорода под действием эффектов Допплера, Зеемана и Штарка в электрическом поле  $E=1/cV \times H$ . Последний эффект оказывается на нижних линиях серии при  $H \geq 1000$  гс, а на высоких членах серии — и при меньших значениях  $H$ . Влияние магнитного поля необходимо учитывать при интерпретации профилей линий в спектрах хромосферных вспышек.

5 рис. Список лит.: 13 назв.

УДК 523.45

**Физические характеристики галилеевых спутников Юпитера. I. (обзор и анализ результатов).** Аврамчук В. В., Семенюк Т. П. — Астрометрия и астрофизика, 1976, вып. 30, с. 32—46.

В первой части обзора рассматриваются результаты изучения вариаций яркости и цвета галилеевых спутников в зависимости от солнечного фазового угла и орбитального положения относительно Юпитера. Подробно рассматриваются и обсуждаются результаты измерений в разных участках спектра геометрического альбедо спутников. Кроме того, наблюдения спутников анализируются с точки зрения обнаружения в их спектрах линий или полос поглощения, отличных от фраунгоферовых или теллурических.

4 табл. 10 рис. Список литературы: 41 назв.

УДК 523.45; 523.035.2

**Результаты поляризационных исследований Юпитера.** Мороженко А. В. — Астрометрия и астрофизика, 1976, вып. 30, с. 47—54.

Приводятся результаты измерений поляризации всего диска Юпитера и его центральной области в отдельных участках спектра в интервале длин волн  $0.316 \leq \lambda \leq 0.798$  мкм, проведенных в 1973 г. Показывается, что полученные ранее автором и Э. Г. Яновицким данные о физических свойствах облачных частиц довольно хорошо согласуются не только с наземными наблюдениями 1973 г., но и с данными, полученными с борта КА «Пионер-10».

2 табл. 2 рис. Список литературы: 13 названий.

УДК 523.67

**Физические характеристики кометы Когоутека 1973 XII по трем спектральным наблюдениям.** Сизоненко Ю. В., Сосонкин М. Г. — Астрометрия и астрофизика, 1976, вып. 30, с. 55—58.

Сообщаются результаты обработки регистрограмм спектра кометы Когоутека 1973 XII, полученных 30 октября 1973 г., 8 и 10 февраля 1974 г. Приведены средние значения масс и плотности газовой составляющей в голове кометы. Обсуждается влияние вспышки в голове кометы на спектр, полученный 10 февраля 1974 г.

4 табл. 1 рис. Список лит.: 11 назв.

УДК 523.6

**Абсолютная спектрофотометрия кометы Когоутека 1973 XII. Физические характеристики головы кометы.** Таращук В. П., Терез Г. А., Терез Э. И. — Астрометрия и астрофизика, 1976, вып. 30, с. 58—69.

Приводятся результаты исследования спектров головы кометы Когоутека, полученных с помощью сканирующего спектрофотометра. Определены полная энергия излучения, энергия непрерывного спектра и отдельных эмиссионных полос. Вычислены звездные величины в системе  $UBV$  и отдельных эмиссиях. Найдены альбедо и его изменение с длиной волны, распределение плотности и объемной светимости в голове, парциальные массы. Оценены массы светящейся газовой и пылевой составляющих атмосферы.

5 табл. 6 рис. Список лит.: 16 назв.

УДК 523.61.

**Фотометрические характеристики кометы Энке по наблюдениям 1937—1947 гг.** Маркович М. З., Ошеров Р. С. — Астрометрия и астрофизика, 1976, вып. 30, с. 70—77.

Анализ кривых блеска кометы показал, что абсолютная величина кометы Энке возрастает со временем по линейному закону. Установлено, что приведенная к единичному геоцентрическому расстоянию яркость кометы пропорциональна квадрату линейного диаметра ее головы.

5 табл. 2 рис. Список лит.: 17 назв.

УДК 523.6

**Изменение структуры кометы 1965 VIII Икэйя-Секи вблизи перигелия.** Голубев В. А. — Астрометрия и астрофизика, 1976, вып. 30, с. 77—84.

Обнаружена связь явлений, наблюдавшихся в комете, с процессами, происходившими на Солнце. Наиболее сильное влияние солнечной активности на комету имело место вблизи перигелийного прохождения и через один оборот Солнца, когда комета находилась над одними и теми же активными областями. Показано, что наиболее вероятным моментом разделения ядра является 21.16 октября.

2 табл. 1 рис. Список лит.: 40 назв.

УДК 525.72

**Оmonoхроматическом коэффициенте поглощения атмосферы на пике Терскол.** Пугач А. Ф., Кондратюк Р. Р. — Астрометрия и астрофизика, 1976, вып. 30, с. 85—86.

На основании анализа измерений атмосферного поглощения на пике Терскол в 10 участках спектра допускается возможность того, что коэффициент поглощения может быть представлен в виде суммы неселективного члена и рэлеевской функции рассеяния.

1 рис. Список лит.: 3 назв.

УДК 523.12.04.032.51

**Chemical Transformations in Protostars Collapse. Numerical Results.** — Arshutkin L. N., Kolesnik I. G. — Astrometriya i Astrofizika, 1976, iss. 30, p. 3—7.

The numerical study was carried out for concentration changes in elements which make contribution to the volume energy losses in protostars collapse. Changes of molecular hydrogen content in gas medium as well as in the medium with dust particle impurity are considered. The ratios between neutral and ionized carbon, absorption of heavy elements by dust particles and the increase in the dust particle radius are also dealt with.

1 table, 2 figs. Refs: 17 titles.

UDC 523.84

**On Two Variables in Aquila.** Shaganyan B. L., Shaganyan V. B. — Astrometriya i Astrofizika, 1976, iss. 30, p. 7—13.

Estimates are given for brightness of V 462 and V 735 in Aquila located in the vicinity of the open cluster NGC 6830. The results were obtained on the plates of the Sternberg Institute by the Nijland-Blazhko method. The magnitude of comparison stars were obtained using the Grubissich standard located in the same cluster. The charts of the vicinities of each variable and epochs of maximum and minimum brightness are given.

5 tables, 5 figs. Refs: 6 titles.

UDC 523.77

**Study of Microturbulence from the Equivalent Widths of Fe I Moderate and Moderate Strong Lines.** Gurtovenko E. A., Ratnikova V. A. — Astrometriya i Astrofizika, 1976, iss. 30, p. 14—25.

An analysis of the equivalent widths of a number of the weak and moderately strong Fraunhofer lines was made from the observational data of the centre-limb variations. The abundance of iron obtained from the weak lines is  $\lg A_{Fe} = 7.04$ . The microturbulent velocity was studied from the moderately strong lines, using the above abundance value. The quasi-isotropic microturbulent velocity model was derived. The velocity increases smoothly with a height from 0.6 km/s to 1.5 km/s within depth limits of  $-100 < h < -600$  km according to the GSM model. The mean velocity value within this range is 1.1 km/s.

7 tables, 6 figs. Refs: 13 titles.

UDC 523.745; 523,75

**On the Influence of the Magnetic Field on the Balmer Line Profiles of Chromospheric Flares.** Alikayeva K. V. — Astrometriya i Astrofizika, 1976, iss. 30, p. 25—31.

The broadening of the hydrogen Balmer lines is considered caused by a combined action of the Doppler, Zeeman and Stark effects in the electric field  $E = 1/cV \times H$ . The latter effect distorts the profiles of the lower Balmer lines when  $H \geq 100$  G and the higher members appear to be distorted when  $H < 100$  G. The influence of the magnetic field must be taken into account when interpreting the line profiles in the spectra of chromospheric flares.

5 figs. Refs: 12 titles.

UDC 523.45

**Physical Characteristics of the Galilean Satellites of Jupiter. I. (review and analysis of the data).** Avramchuk V. V., Semenyuk T. P. — Astrometria i Astrofizika, 1976, iss. 30, p. 31—46.

The results of the study in brightness and colour variations of the Galilean satellites were considered depending on the solar phase angle and orbital position relative to Jupiter. The measurement results are discussed in detail in different spectral regions of the satellites geometrical albedo. Besides, the observations obtained with satellites are analyzed from the standpoint of discovering the absorption lines and bands differing from the Fraunhofer and telluric lines.

4 tables, 10 figs. Refs: 41 titles.

UDC 523.45, 523.0.352

**Results of Polarimetric Investigations of Jupiter.** Morozhenko A. V. — Astrometriya i Astrofizika, 1976, iss. 30, p. 47—54.

The paper deals with the measurement data of 1973 for polarization of the whole Jupiter disk and its central part in some spectral regions within wavelength interval of  $0.316 \leq \lambda \leq 0.798 \mu$ . The data on physical properties of the cloud particles obtained earlier by E. G. Yanovitsly and the author are in a rather good agreement with the ground observations of 1973 as well as with the results obtained with the *Pioneer-10*.

2 tables, 2 figs. Refs: 13 titles.

UDC 523.67

**Physical Characteristics of the Kohoutek Comet 1973 XII from Three Spectral Observations.** Sizonenko Yu. V., Sosonkin M. G. — Astrometriya i Astrofizika, 1976, iss. 30, p. 55—58.

The results are reported of the spectrophotometric researches of the Kohoutek comet 1973 XII according to the regisograms obtained in October 30, 1973 and in February 8 and 10 1974. The mean values of the mass and density of the gas component are presented. The connection between the change in the spectra obtained on February 10, 1974 and outburst of brightness in the comet head is discussed.

4 tables, 1 figs. Refs: 11 titles.

UDC 523.6

**Absolute Spectrophotometry of the Kohoutek Comet 1973 XII Physical Characteristics of the Cometary Head. II.** Tarashchuk V. P., Terez G. A., Terez E. I. — Astrometriya i Astrofizika, 1976, iss. 30, p. 58—69.

The investigation data are given for the spectra of the Kohoutek comet head obtained with a scanning spectrophotometer. The total radiation energy as well as the energy of continuum and separate emission bands were determined. The magnitudes were calculated in the UBV system and for separate emission bands. Albedo and its variation with wavelength, distribution of density and volume in the luminosity head and partial masses were determined. The masses of luminous gaseous and dust components of the atmosphere were estimated.

5 tables, 6 figs. Refs: 16 titles.

UDC 523.61

**Photometric characteristics of Enckes Comet During the Period From 1937 to 1974.** Markovich M. Z., Osharov R. S. — Astrometriya i Astrofizika, 1976, iss. 30, p. 70—77.

The analysis of the comet light curves showed that the absolute magnitude of Encke's comet increased with time according to the linear law. It was found that the comet brightness reduced to the unit geocentric distance was proportional to the square of the linear diameter of its head.

5 tables, 2 figs. Refs: 17 titles.

UDC 523.6

**Structural Changes in the Ikeya-Seki Comet 1965 VIII Near the Perihelium.** Golubev V. A. — Astrometriya i Astrofizika, 1976, iss. 30, p. 77—84.

Dependence was discovered between phenomena observed in the comet and the processes which occurred in the Sun. The greatest influence of the solar activity on the comet took place near the Sun when the comet was situated above the same active regions. The most probable moment of the nucleus separation is shown to be October 21.16.

2 tables, 1 fig. Refs: 40 titles.

UDC 525.72

**On Monochromatic Extinction Coefficient for Peak Terskol.** Pugach A. F., Kondratyuk R. R. — Astrometriya i Astrofizika, 1976, iss. 30, p. 85—89.

The atmospheric extinction coefficients for Peak Terskol were obtained in ten bands of the spectrum visible region.

The results support the interpretation of the extinction function as a sum of a nonselective term and Rayleigh's function.

1 fig. Refs: 3 titles.