

Астрометрия и Астрофизика

11
1970

АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНСКОЙ ССР
ГЛАВНАЯ АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

Астрометрия и Астрофизика

РЕСПУБЛИКАНСКИЙ МЕЖВЕДОМСТВЕННЫЙ СБОРНИК

11



Физика комет

КИЕВ — 1970 ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКОВА ДУМКА»

В сборнике содержатся оригинальные исследования движения нейтрального вещества в атмосферах комет, теоретические модели распределения плотности нейтральной составляющей кометной атмосферы, физические характеристики кометы Эйке, описание методики и данные поверхностной фотометрии голов и хвостов ярких комет, новые формулы для проектирования изображений комет на плоскость кометной орбиты, результаты абсолютной фотометрии кометных ядер.

Рассчитан на научных работников астрономических учреждений и высших учебных заведений, студентов и аспирантов, специализирующихся в области астрофизики, а также лиц, интересующихся астрономией.

Редакционная коллегия:

Е. П. Федоров (*председатель*), [З. Н. Аксентьев],
Н. П. Барабашов, А. Ф. Богородский (*зам председателя*), А. А. Горыня (*отв. секретарь*),
И. К. Коваль, И. Г. Колчинский, В. П. Цесевич,
А. А. Яковкин.

Ответственный редактор

В. П. КОНОПЛЕВА

Редакция литературы о Земле и Космосе.
Зав. редакцией Овчарова З. Г.

Печатается по постановлению учченого совета Главной астрономической обсерватории АН УССР и редакционной коллегии

Редактор Р. И. Бычкова

Художественный редактор Р. К. Пахолюк

Технический редактор Л. М. Конников

Корректор Л. Г. Мордова

Сдано в набор 17/IV 1970 г. Подписано к печати 19/XI 1970 г. БФ 04228. Изд. № 172. Тираж 800. Бумага № 2, 70×108^{1/4}. Печ. физ. листов 5,25. Усл. печ. листов 7,35. Учетно-изд. листов 7,48. Цена 75 коп.

Зак. № 1189.

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

Областная книжная типография Львовского областного управления по печати, Львов, Стефаника, 11.

ДВИЖЕНИЕ НЕЙТРАЛЬНОГО ВЕЩЕСТВА В АТМОСФЕРЕ КОМЕТЫ*

Л. М. Шульман

(ГАО АН УССР, г. Киев)

Для интерпретации результатов поверхностной фотометрии снимков комет, полученных с фильтрами, пропускающими эмиссионные полосы нейтральных молекул (CH , C_2 , CN и др.), необходимо знать зависимость распределения поверхностной яркости от физических параметров кометы. Распределение поверхностной яркости I получается интегрированием распределения плотности n вдоль луча зрения (ось z):

$$I = \text{const} \int n dz. \quad (1)$$

Объемная плотность вещества определяется его динамикой. В работах [2–6, 12], посвященных расчету распределения плотности, везде принималось, что во всей атмосфере кометы осуществляется бесстолкновительное движение молекул. Это предположение заведомо несправедливо для ярких комет из-за существования у них области, где столкновения существенны. В работе [2], где проведен наиболее полный анализ бесстолкновительного движения кометных молекул и продуктов их распада, предполагалось, что начальное распределение скоростей можно взять в виде

$$S_0 \sim e^{-mv^2/2kT},$$

т. е. рассматривать ядро кометы как сферически симметричный точечный источник. Это предположение не оправдано для ярких комет, потому что на тепловое движение молекул у ядра накладывается регулярное газодинамическое течение с некоторой радиальной скоростью. Для слабых комет данное предположение также не выполняется, так как истечение здесь не является сферически симметричным.

Сферическую симметрию истечения вещества нельзя оправдать быстрым вращением ядра, как это делают Финсон и Пробстейн [10], так как с ростом скорости вращения распределение температуры стремится не к сферически, а к цилиндрически симметричному. Вращение, очевидно, способно сгладить только суточные (имеются в виду кометные «сутки») колебания температуры на поверхности ядра, но не оказывает никакого влияния на «годичные» колебания.

В общем случае распределение температуры несимметрично относительно плоскости кометной орбиты. Температура максимальна в «тропическом поясе» кометного ядра и в «летнем» полушарии выше, чем в «зимнем». В разреженных атмосферах слабых комет температурный перепад не может выравниваться за счет конвективного переноса тепла в атмосфере, а теплопроводность самого ядра незначительна.

В настоящей работе рассмотрено движение нейтрального вещества в атмосфере ярких комет, когда в результате значительной плотности вещества в окрестности ядра источник вещества можно считать сферически симметричным. Однако столкновениями между молекулами пренебрегать нельзя, и течение последовательно проходит все стадии — от газодинамического до свободномолекулярного режима.

* Лекция, прочитанная в Летней школе по физике комет (Крымская АО, сентябрь 1968 г.).

Стратификация кометной атмосферы

Традиционное разделение атмосферы на голову и хвост непосредственно не связано с физическими условиями в атмосфере и опирается скорее на оптические, чем на динамические характеристики вещества. Течение газа существенно зависит от того, как изменяются параметры потока на протяжении длины свободного пробега молекулы. Поэтому целесообразно ввести иную стратификацию, выбрав в качестве определяющего параметра локальное число Кнудсена, т. е. отношение длины свободного пробега λ к характерному масштабу течения L :

$$Kn = \frac{\lambda}{L}. \quad (2)$$

В соответствии с этим критерием кометную атмосферу можно разделить на следующие зоны: пристеночный слой (ПС), околовядерную область (ОЯО), переходную область (ПО) и область свободномолекулярного течения (СМО).

Течение в пристеночном слое [8] контролируется процессами испарения и конденсации на поверхности ядра. В ПС происходит установление начального локально-максвелловского распределения молекул по скоростям. Так как релаксационная длина одного порядка с длиной свободного пробега, то в ПС всегда $Kn \sim 1$. Толщина пристеночного слоя

$$\Delta \sim (\sigma n_0)^{-1}. \quad (3)$$

Газокинетическое сечение σ молекул NH_3 составляет $4.8 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, молекул C_2H_2 и C_2H_4 — $1.1 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$. При этих значениях σ в диапазоне начальных плотностей $10^{16} - 10^{10}$ частиц/ см^3 соответственно получаем $\Delta \sim 0.1 \text{ см} - 1 \text{ км}$. Во многих случаях Δ значительно меньше радиуса ядра кометы r_j , что дает право рассматривать пристеночный слой как плоский.

Вне пристеночного слоя считаем характерным масштабом течения величину

$$L = n / \nabla n,$$

т. е. расстояние, на котором существенно изменяется плотность частиц n . Для оценки можно принять $n_0 \approx nr_j^2 r^{-2}$, что дает

$$Kn = \frac{2r}{\sigma n_0 r^2}. \quad (4)$$

Под околовядерной областью подразумеваем часть атмосферы, выделенную условием $Kn \ll 1$. Полагая для определенности $Kn = 0.1$ на внешней границе ОЯО, получим оценку ее радиуса

$$r_{OYO} \sim 0.05 \sigma n_0 r_j^2. \quad (5)$$

В ОЯО движение газа хорошо описывается уравнениями газодинамики без диссиликативных членов [7].

Область свободномолекулярного течения определена условием $Kn \gg 1$. Если принять в качестве условной границы СМО слой, где $Kn = 10$, то получим оценку внутреннего радиуса СМО:

$$r_{SMO} \sim 5 \sigma n_0 r_j^2. \quad (6)$$

В СМО течение вещества хорошо описывается кинетическим уравнением без столкновительного члена, которое легко интегрируется.

Наиболее трудно найти адекватное описание динамики вещества в переходной области, где $Kn \sim 1$, т. е. при

$$r_{\text{ОЯО}} < r < r_{\text{СМО}}$$

Условные границы ОЯО и СМО при различных $r_{\text{я}}$, $n_{\text{о}}$ и $\sigma = 10^{-15} \text{ см}^2$ представлены в таблице. Из таблицы видно, что размеры ОЯО, как правило, весьма малы. Это означает, что при изучении распределения вещества в голове кометы ядро вместе с ОЯО может рассматриваться как точечный источник вещества.

$r_{\text{я}}, \text{км}$	$n_{\text{п}}, \text{см}^{-3}$	$\lambda_0, \text{см}$	$Kn = 0.1$	$Kn = 10$
			$r_{\text{ОЯО}}, \text{км}$	$r_{\text{СМО}}, \text{км}$
10	10^{13}	10^2	5000	500 000
5	10^{13}	10^2	1250	125 000
1	10^{13}	10^2	50	5 000
10	10^{12}	10^3	500	50 000
5	10^{12}	10^3	125	12 500
1	10^{12}	10^3	5	500

Нетрудно установить критерий, при выполнении которого ОЯО может рассматриваться как сферически симметричный источник. Очевидно, что область сферической симметрии (ОСС) определяется неравенством

$$r_{\text{ОСС}} \ll \frac{v^2}{2g}, \quad (7)$$

где v — скорость течения газа, g — ускорение в поле солнечной гравитации и лучевого давления. Для оценки, учитывая, что для нейтральных молекул $1 + \mu \sim 1$, можно положить

$$g = \frac{GM_{\odot}}{R_{\odot}^2},$$

где $R_{\odot} \equiv$ гелиоцентрическое расстояние кометы, M_{\odot} — масса Солнца. Обычно $R_{\odot} \sim 10^{12} - 10^{14} \text{ см}$, $v \sim 10^4 - 10^5 \text{ см/сек}$. При этом величина

$$r_{\text{ОСС}} = 0.1 \frac{v^2 R_{\odot}}{2GM_{\odot}} \approx 5 \cdot 10^{-28} v^2 R_{\odot}^2 \quad (8)$$

изменяется в широких пределах: $5 \text{ км} < r_{\text{ОСС}} < 500 000 \text{ км}$. На расстоянии $\sim 1 \text{ а. е.}$ при $v \sim 10^5 \text{ см/сек}$ сферическая симметрия имеет место в радиусе $r_{\text{ОСС}} \sim 10^4 \text{ км}$, а существенное нарушение сферичности начнется лишь на расстояниях $r \sim 10^5 \text{ км}$ от ядра. Следовательно, во многих случаях можно рассматривать течение нейтрального вещества как сферически симметричное. Кроме того, приближение сферически симметричного источника всегда справедливо при изучении структуры хвоста, так как $r_{\text{ОСС}}$ всегда меньше его размеров.

Вывод основных уравнений

Течение газа в пристеночном слое и окколоядерной области подробно рассмотрено в работах [7, 8]. В этом разделе приведем вывод уравнений течения в наиболее трудной для исследования переходной области, характеризующейся условием $Kn \sim 1$. С учетом оговорок, сделанных

в предыдущем разделе, рассмотрим сферически симметричное течение. Кроме того, для простоты ограничимся случаем однокомпонентного газа, так как основной целью нашей является изучение закономерности перехода от континуального режима в ОЯО к свободномолекулярному течению. Фундаментальный результат в этом направлении получен Хеймелом и Виллисом [11].

Произвольное течение газа описывается кинетическим уравнением, которое в сферических координатах имеет вид [1]

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + v_r \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{v_\theta^2 + v_\phi^2}{r} \frac{\partial f}{\partial v_r} + \left(\frac{v_\phi^2}{r} \operatorname{ctg} \Theta - \frac{v_r v_\theta}{r} \right) \times \\ \times \frac{\partial f}{\partial v_0} - \left(\frac{v_r}{r} + \frac{v_\theta}{r} \operatorname{ctg} \Theta \right) v_\phi \frac{\partial f}{\partial v_0} = St, \end{aligned} \quad (9)$$

где v_r, v_ϕ, v_θ — составляющие скорости молекул, $f(r, v_r, v_\phi, v_\theta)$ — функция распределения молекул в фазовом пространстве, St — член, описывающий эффект межмолекулярных столкновений.

Решение кинетического уравнения упрощается, если вместо точного выражения для столкновительного члена пользоваться модельным выражением, предложенным Бхатнагаром, Гроссом и Круком [9]:

$$St = \langle \sigma v \rangle (n^2 F_0 - n f), \quad (10)$$

где, по определению,

$$n = \int f d^3 v, \quad (11)$$

$$F_0 = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m(v-k)^2}{2kT}},$$

$$u = \int v f d^3 v, \quad (13)$$

$\langle \sigma v \rangle$ — коэффициент скорости релаксации. Для максвелловских молекул столкновительный член (10) точный; при этом $\langle \sigma v \rangle$ не зависит от скорости движения молекул (от температуры).

Одним из способов решения уравнения (9) является метод моментов. В дальнейшем рассматриваются следующие моменты и связанные с ними величины:

плотность вещества

$$\rho = m \int f dv_r dv_\phi dv_\theta, \quad (14)$$

плотность импульса (плотность потока вещества)

$$\rho u = m \int v_r f dv_r dv_\phi dv_\theta, \quad (15)$$

плотность потока радиальной составляющей импульса в радиальном направлении

$$P_{rr} + \rho u^2 = m \int v_r^2 f dv_r dv_\phi dv_\theta, \quad (16)$$

где P_{rr} — радиальное давление, u — радиальная скорость течения;

поперечные давления

$$P_{\varphi\varphi} = m \int v_\varphi^2 f dv_r dv_\varphi dv_\theta, \quad (17)$$

$$P_{\theta\theta} = m \int v_\theta^2 f dv_r dv_\varphi dv_\theta, \quad (18)$$

удвоенная плотность потока энергии, приходящаяся на радиальное движение молекул

$$2Q_{rrr} + 3uP_{rr} + \rho u^3 = m \int v_r^3 f dv_r dv_\varphi dv_\theta, \quad (19)$$

в которую входит поток тепла, обусловленный радиальной составляющей тепловой скорости, — Q_{rrr} , конвективный поток (второй член слева) и поток кинетической энергии макроскопического движения (третий член в левой части); удвоенная плотность потока энергии, приходящаяся на азимутальное движение молекул

$$uP_{\varphi\varphi} + 2Q_{r\varphi\varphi} = m \int v_r v_\varphi^2 f dv_r dv_\varphi dv_\theta \quad (20)$$

и аналогичная величина для меридиональной степени свободы

$$uP_{\theta\theta} + 2Q_{r\theta\theta} = m \int v_r v_\theta^2 f dv_r dv_\varphi dv_\theta. \quad (21)$$

В уравнения (20) и (21) вошли потоки тепла, обусловленные трансверсальным движением, но направленные по радиусу. Вследствие симметрии следующие моменты равны нулю:

$$\int v_\varphi f dv_r dv_\varphi dv_\theta = 0, \quad (22)$$

$$\int v_\theta f dv_r dv_\varphi dv_\theta = 0, \quad (23)$$

$$\int v_r v_\varphi f dv_r dv_\varphi dv_\theta = 0, \quad (24)$$

$$\int v_r v_\theta f dv_r dv_\varphi dv_\theta = 0, \quad (25)$$

$$\int v_\varphi v_\theta f dv_r dv_\varphi dv_\theta = 0. \quad (26)$$

Равны нулю также остальные моменты третьего порядка, не вошедшие в соотношения (19) — (21).

Умножим кинетическое уравнение (9) соответственно на m , v_θ , mv_r , $mv_r v_\theta$, mv_r^2 , mv_θ^2 и mv_θ^3 и проинтегрируем по пространству скоростей с учетом того, что при столкновениях сохраняются число частиц, импульс и энергия, т. е.

$$\int S t d v_r d v_\varphi d v_\theta = \int v S t d v_r d v_\varphi d v_\theta = \int v^2 S t d v_r d v_\varphi d v_\theta = 0. \quad (27)$$

После интегрирования соответственно получаем:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \frac{\partial u}{\partial r} + 2 \frac{\rho u}{r} = 0, \quad (28)$$

$$-\frac{P_{\Phi\Phi}}{r} \operatorname{ctg} \Theta - \frac{P_{\Theta\Theta}}{r} \operatorname{clg} \Theta = 0, \quad (29)$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} (\rho u^2 + P_{rr}) - \frac{P_{\Theta\Theta} + P_{\Phi\Phi}}{r} + \frac{2\rho u^2}{r} + \frac{2P_{rr}}{r} = 0, \quad (30)$$

$$-\frac{uP_{\Phi\Phi}}{r} \operatorname{ctg} \Theta - \frac{Q_{r\Phi\Phi} \operatorname{ctg} \Theta}{r} + \frac{uP_{\Theta\Theta}}{r} \operatorname{clg} \Theta + \frac{Q_{r\Theta\Theta} \operatorname{clg} \Theta}{r} = 0, \quad (31)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\rho u^2 + P_{rr}) + \frac{\partial}{\partial r} (\rho u^3 + 3uP_{rr} + 2Q_{rrr}) - \\ & - \frac{2}{r} (2Q_{r\Theta\Theta} + 2Q_{r\Phi\Phi} + uP_{\Theta\Theta} + uP_{\Phi\Phi}) + \\ & + \frac{2\rho u^3}{r} + \frac{6uP_{rr}}{r} + \frac{4Q_{rrr}}{r} = \frac{<\sigma v>}{m} \rho (P - P_{rr}), \end{aligned} \quad (32)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial P_{\Phi\Phi}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} (uP_{\Phi\Phi} + 2Q_{r\Phi\Phi}) + \frac{4uP_{\Phi\Phi}}{r} + \frac{8Q_{r\Phi\Phi}}{r} = \\ & = \frac{<\sigma v>}{m} \rho (P - P_{\Phi\Phi}), \end{aligned} \quad (33)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial P_{\Theta\Theta}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} (uP_{\Theta\Theta} + 2Q_{r\Theta\Theta}) + \frac{4uP_{\Theta\Theta}}{r} + \\ & + \frac{8Q_{r\Theta\Theta}}{r} = \frac{<\sigma v>}{m} \rho (P - P_{\Theta\Theta}). \end{aligned} \quad (34)$$

Из (29) следует: $P_{\Phi\Phi} = P_{\Theta\Theta}$; поэтому в дальнейшем для поперечного давления можно пользоваться одним символом:

$$P_{\perp} = P_{\Phi\Phi} = P_{\Theta\Theta}. \quad (35)$$

Аналогично из (31) следует, что перенос тепла поперечными степенями свободы молекул можно обозначить

$$Q_{\perp} = Q_{r\Phi\Phi} = Q_{r\Theta\Theta}, \quad (36)$$

а вместо символа Q_{rrr} впредь будем использовать $Q_{||}$. Из (35) и (36) следует, что уравнения (33) и (34) тождественны. Таким образом, вычисление моментов нулевого, первого и второго порядков от уравнения (9) дало из-за сферической симметрии четыре независимых уравнения (28), (30), (32) и (33). С помощью уравнения (28) уравнение (30) может быть приведено к виду

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{\partial P_{||}}{\partial r} + \frac{2(P_{||} - P_{\perp})}{r} = 0. \quad (37)$$

Это уравнение движения. Оно отличается от уравнения Эйлера только последним членом, исчезающим при очень частых столкновениях, когда давление изотропно.

Из (32) и (33) с учетом (27) и (37) получается

$$\begin{aligned} & \frac{\partial P_{||}}{\partial t} + u \frac{\partial P_{||}}{\partial r} + 3P_{||} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2uP_{||}}{r} + 2 \frac{\partial Q_{||}}{\partial r} + \frac{4Q_{||}}{r} - \\ & - \frac{8Q_{\perp}}{r} = \frac{<\sigma v>}{m} \rho (P - P_{||}), \end{aligned} \quad (38)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial P_{\perp}}{\partial t} + u \frac{\partial P_{\perp}}{\partial r} + P_{\perp} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{4uP_{\perp}}{r} + 2 \frac{\partial Q_{\perp}}{\partial r} + \frac{8Q_{\perp}}{r} = \\ = \frac{<\sigma v>}{m} \rho (P - P_{\perp}). \end{aligned} \quad (39)$$

Так как при столкновениях сохраняется энергия, то

$$3P = P_{||} + 2P_{\perp}. \quad (40)$$

Поэтому введенную величину среднего (гидростатического) давления можно исключить, взяв сумму уравнения (38) и удвоенного уравнения (39):

$$\begin{aligned} \frac{\partial (P_{||} + 2P_{\perp})}{\partial t} + u \frac{\partial (P_{||} + 2P_{\perp})}{\partial r} + (3P_{||} + 2P_{\perp}) \frac{\partial u}{\partial r} + \\ + 2u \frac{P_{||} + 4P_{\perp}}{r} + 2 \frac{\partial (Q_{||} + 2Q_{\perp})}{\partial r} + \frac{4}{r} (Q_{||} + 2Q_{\perp}) = 0. \end{aligned} \quad (41)$$

Это не что иное, как уравнение энергии, приобретающее обычную форму при $P_{||} = P_{\perp}$, $Q_{||} = Q_{\perp}$. Вычитая почленно из (38) уравнение (39), получим еще одно уравнение, не содержащее среднего давления:

$$\begin{aligned} \frac{\partial (P_{||} - P_{\perp})}{\partial t} + u \frac{\partial (P_{||} - P_{\perp})}{\partial r} + (3P_{||} - P_{\perp}) \frac{\partial u}{\partial r} + \\ + \frac{2u}{r} (P_{||} - 2P_{\perp}) + 2 \frac{\partial (Q_{||} - Q_{\perp})}{\partial r} + \frac{4 (Q_{||} - 4Q_{\perp})}{r} = \frac{P_{\perp} - P_{||}}{\tau}, \end{aligned} \quad (42)$$

которое описывает процесс изотропизации давления и содержит время релаксации

$$\tau = \frac{1}{<\sigma v> n}. \quad (43)$$

С помощью несложных алгебраических преобразований полученной системе можно придать вид законов сохранения, преобразовав уравнения к дивергентному виду:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho r^2) + \frac{\partial}{\partial r} (\rho u r^2) = 0, \quad (44)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho r^2 u) + \frac{\partial}{\partial r} [r^2 (P_{||} + \rho u^2)] - 2P_{\perp} r = 0, \quad (45)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} [r^2 (P_{||} + 2P_{\perp} + \rho u^2)] + \frac{\partial}{\partial r} [r^2 (2Q_{||} + 4Q_{\perp} + \\ + u (3P_{||} + 2P_{\perp}) + \rho n^3)] = 0, \end{aligned} \quad (46)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} [r^2 (P_{||} - P_{\perp} + \rho u^2)] + \frac{\partial}{\partial r} [r^2 (2Q_{||} - 2Q_{\perp} - u (3P_{||} - P_{\perp}) + \rho u^3)] - \\ - 6r (u P_{\perp} + 2Q_{\perp}) = \frac{r^2}{\tau} (P_{\perp} - P_{||}). \end{aligned} \quad (47)$$

Вместо последнего уравнения можно также взять

$$\frac{\partial}{\partial t} (r^2 P_{\perp}) + \frac{\partial}{\partial r} [r^2 (Q_{\perp} - u P_{\perp})] + 2r (Q_{\perp} + u P_{\perp}) = \frac{r^2}{3\tau} (P_{||} - P_{\perp}). \quad (48)$$

Заметим, что уравнения (44), (45), (46) — точные уравнения для моментов функции распределения, учитывающие анизотропию давления. Дополнительное же уравнение (42), (47) или (48) основано на приближенном виде столкновительного члена и описывает единственный релаксационный процесс — стремление тензора давления к сферическому. Понятно, что пользоваться таким видом релаксационного члена можно лишь в тех случаях, когда процесс изотропизации давления доминирует над остальными релаксационными процессами — такими, как сглаживание пространственных градиентов скорости и давления вследствие диффузии импульса и энергии при столкновениях.

В газовом потоке, обладающем сферической симметрией, в отличие от плоско-симметричных течений, сама геометрия является сильным анизотропизатором функции распределения молекул по скоростям. Из-за закона сохранения момента при движении молекулы между столкновениями

$$r\sqrt{v_\theta^2 + v_\phi^2} = \mu = \text{const}, \quad (49)$$

т. е. трансверсальная скорость молекулы v_\perp убывает при ее удалении от источника

$$v_\perp = \mu/r. \quad (50)$$

Так как притяжением ядра кометы можно пренебречь, то полная скорость сохраняется:

$$v_r^2 + v_\phi^2 + v_\theta^2 = v^2 = \text{const}, \quad (51)$$

т. е. радиальная составляющая скорости при удалении от ядра увеличивается по закону

$$v_r = \sqrt{v^2 - \frac{\mu^2}{r^2}}. \quad (52)$$

На основании этого можно заключить, что при сферическом расщеплении вещества без столкновений происходит «перекачка» энергии из поперечных степеней свободы в продольную, т. е. «трансверсальное охлаждение» и «радиальный нагрев». Столкновения стремятся воспрепятствовать этому процессу, выравнивая продольную и поперечную температуры, определяемые равенствами

$$P_{||} = \rho R_{||}, \quad (53)$$

$$P_\perp = \rho R_\perp, \quad (54)$$

где R — газовая постоянная.

Проблема замыкания

Известная трудность при решении кинетического уравнения методом моментов состоит в том, чтобы надлежащим образом оборвать цепочку уравнений для моментов и замкнуть полученную в результате систему. Для того типа течений, который встречается в головах ярких комет, эту трудность можно преодолеть, так как эти течения происходят со сверхзвуковой скоростью.

В ОЯО время релаксации мало; поэтому давление с высокой точностью изотропно. Это непосредственно видно из уравнения (47), которое в пределе $\tau \rightarrow 0$ вырождается в условие

$$P_{||} - P_\perp = o(\tau) \rightarrow 0. \quad (55)$$

Из качественных соображений ясно, что при малом τ функция распределения стремится к локально максвелловской, т. е. Q_{\parallel} и Q_{\perp} исчезают. В этом можно убедиться и формально, выписав уравнения для третьих моментов функции распределения. Таким образом, в ОЯО можно положить

$$P_{\perp} = P_{\parallel}, \quad Q_{\parallel} = Q_{\perp} = 0 \quad (56)$$

и тем самым получить замкнутую систему уравнений, совпадающую с уравнениями из энтропического течения идеального газа.

Так как нас интересует сверхзвуковое течение, можно считать малым параметром задачи обратное число Маха M^{-1} . Если характеристическая тепловая скорость молекул v_t , то из (17), (18) и (19—(21) следует, что

$$\begin{aligned} P_{\parallel} &\sim \rho v_t^2; & P_{\perp} &\sim \rho v_t^3, \\ Q_{\parallel} &\sim \rho v_t^3; & Q_{\perp} &\sim \rho v_t^3. \end{aligned} \quad (57)$$

Учитывая, что скорость звука $\sim v_t$, имеем

$$\frac{Q}{\rho u^3} \sim M^{-3}; \quad \frac{Q}{uP} \sim M^{-2}; \quad \frac{P}{\rho u^2} \sim M^{-1}. \quad (58)$$

Это означает, что в сверхзвуковом потоке импульс переносится главным образом макроскопическим движением вещества, а не тепловым движением молекул, т. е. всегда

$$P < \rho u^2. \quad (59)$$

Кроме того, ясно, что энергия переносится в первую очередь в результате перемещения элемента объема со своей кинетической энергией, во вторую очередь — в результате конвективного переноса внутренней энергии и лишь в третью — потоком, созданным исключительно тепловыми составляющими скоростей. Сказанное можно записать в виде

$$Q < uP < \rho u^3, \quad (60)$$

или

$$Q \ll \rho u^3. \quad (61)$$

В последнем выражении, как и в (59)—(60), величины P и Q употребляются без индексов, так как приведенные неравенства справедливы и для продольной и для поперечной составляющих этих величин. На основании последних соотношений можно выбрать в качестве замыкающих уравнений условие

$$Q_{\parallel} = Q_{\perp} = 0, \quad (62)$$

которое совпадает с одним из условий (56), справедливых при большой плотности вещества. Так как замыкание цепочки уравнений (44)—(47) с помощью условия (62) никак не связано с величиной τ , то получаясь система пригодна для описания сверхзвукового течения (если только число Маха всюду достаточно велико) при произвольных числах Кнудсена, т. е. независимо от величины свободного пробега.

Важным обстоятельством является то, что при малых числах Кнудсена по-прежнему выполняется (62), но уже при произвольных числах Маха. Следовательно, система, полученная из (44)—(47) отбрасыванием Q_{\parallel} и Q_{\perp} , описывает сверхзвуковые потоки в области большой плотности вещества, начинающиеся с чисел Маха, лишь незначительно пре-восходящих единицу (ОЯО комет) и достигающих больших чисел Маха в ПО и СМО.

Для получения полностью замкнутой системы необходимо конкретизировать вид времени релаксации τ , определяемого соотношением

(43). Использованная форма столкновительного члена точная для так называемых максвелловских молекул, для которых

$$\sigma \sim v^{-1}. \quad (63)$$

В этом случае, обозначив через

$$\tau_0 = \frac{1}{\langle \sigma v \rangle n_0} \quad (64)$$

начальное значение времени релаксации, можно записать

$$\tau = \tau_0 Q_0 / Q. \quad (65)$$

Для других видов межмолекулярного взаимодействия столкновительный член в форме Бхатнагара — Гросса — Крука лишь приближенно описывает процесс релаксации с временем τ . Так как межмолекулярные силы весьма короткодействующие, то довольно близкие к истине результаты получаются, если считать молекулы упругими сферами. В этом приближении

$$\tau = \frac{1}{\sigma n \langle V_{\text{оти}} \rangle}, \quad (66)$$

где $\langle V_{\text{оти}} \rangle$ — среднее абсолютное значение относительной скорости молекул.

Для вычисления $V_{\text{оти}}$ необходимо знать функцию распределения. Переход от кинетического уравнения (9) к системе уравнений гидродинамического типа (44) — (47) сопровождается значительной потерей информации о виде функции распределения, так как в гидродинамическую систему входят только моменты не выше второго порядка. Ясно, что существует бесчисленное множество функций распределения, низшие моменты которых ведут себя согласно системе (44) — (47), а высшие различаются. Зная, что столкновения максвеллизируют газ, а сферическое расширение создает анизотропию давления и температуры, целесообразно принять в качестве допущения функцию распределения вида

$$f(v) = n \left(\frac{m}{2\pi k T_{\parallel}} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{m}{2\pi k T_{\perp}} e^{-\frac{m(v_r - u)^2}{2k T_{\parallel}}} - \frac{m(v_{\varphi}^2 + v_{\Theta}^2)}{2k T_{\perp}} \quad (67)$$

и вычислить для этого распределения $\langle V_{\text{оти}} \rangle$.

Вероятность того, что относительная скорость пары молекул имеет составляющие V_r , V_{φ} и V_{Θ} , определяется сверткой функций (67)

$$w(v) = \frac{1}{n^2} \int f(v) f(v + V) d^3v. \quad (68)$$

Нет необходимости вычислять этот интеграл, так как результат очевиден. Известно, что дисперсия разности независимых случайных величин (v и $v + V$) равна сумме дисперсий этих величин. Поэтому в результате интегрирования получится снова максвелловское распределение, но с удвоенными температурами T_{\parallel} и T_{\perp} :

$$w(v) = \left(\frac{m}{4\pi k T_{\parallel}} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{m}{4\pi k T_{\perp}} e^{-\frac{m v_r^2}{4k T_{\parallel}}} - \frac{m(v_{\varphi}^2 + v_{\Theta}^2)}{4k T_{\perp}}. \quad (69)$$

Переходя к полярным координатам в пространстве скоростей, имеем

$$V_r = V \sin \alpha, \quad V_\phi = V \cos \alpha \cos \beta, \quad V_\theta = V \cos \alpha \sin \beta,$$

$$d^3V = dV_r dV_\phi dV_\theta = V^2 dV \cos \alpha d\alpha d\beta. \quad (70)$$

Среднее значение модуля относительной скорости

$$\begin{aligned} \langle V_{\text{отн}} \rangle &= \int_0^{2\pi} d\beta \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos \alpha d\alpha \int_0^{\infty} W(V, \alpha, \beta) V^3 dV = \\ &= \frac{m}{2kT_\perp} \sqrt{\frac{m}{4\pi kT_\parallel}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos \alpha d\alpha \int_0^{\infty} V^3 e^{-\frac{mV^2}{4k} \left(\frac{\sin^2 \alpha}{T_\parallel} + \frac{\cos^2 \alpha}{T_\perp} \right)} dV. \end{aligned} \quad (71)$$

Выполняя интегрирование, получим

$$\langle V_{\text{отн}} \rangle = 4 \sqrt{\frac{kT_\parallel}{\pi m}} \left(\frac{1}{2} + \frac{T_\perp}{4T_\parallel} \sqrt{\frac{T_\parallel}{T_\parallel - T_\perp}} \ln \frac{1 + \sqrt{\frac{T_\parallel - T_\perp}{T_\parallel}}}{1 - \sqrt{\frac{T_\parallel - T_\perp}{T_\parallel}}} \right). \quad (72)$$

При интегрировании предполагалось $T_\parallel > T_\perp$, окончательное выражение (72) пригодно только для этого случая.

При малой анизотропии функции распределения, т. е. при

$$\frac{T_\parallel - T_\perp}{T_\parallel} \ll 1, \quad (73)$$

справедливо приближение

$$\langle V_{\text{отн}} \rangle \approx 4 \sqrt{\frac{kT_\parallel}{\pi m}} \left(1 - \frac{T_\parallel - T_\perp}{4T_\parallel} \right), \quad (74)$$

а при сильной анизотропии, т. е. при

$$\frac{T_\perp}{T_\parallel} \ll 1, \quad (75)$$

справедливо приближение

$$\langle V_{\text{отн}} \rangle \approx 2 \sqrt{\frac{kT_\parallel}{\pi m}} \left(1 + \frac{T_\perp}{2T_\parallel} \ln \frac{4T_\parallel}{T_\perp} \right). \quad (76)$$

Таким образом, $\langle V_{\text{отн}} \rangle$ слабо зависит от T_\perp , и всегда

$$4 \sqrt{\frac{kT_\parallel}{\pi m}} < \langle V_{\text{отн}} \rangle < 2 \sqrt{\frac{kT_\parallel}{\pi m}}. \quad (77)$$

Обозначив для краткости через $\varphi(T_\perp/T_\parallel)$ выражение в скобках в формуле (72), имеем

$$\tau = \frac{1}{\sigma n \cdot 4 \sqrt{\frac{kT_\parallel}{\pi m}} \varphi \left(\frac{T_\perp}{T_\parallel} \right)}. \quad (78)$$

Поскольку в рассматриваемом случае

$$\tau_0 = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{2} \sigma n_0} \sqrt{\frac{8kT_0}{\pi m}}} \sim \frac{\lambda_0}{<V_{\text{отн}}>} \quad (79)$$

то

$$\tau = \tau_0 \frac{\rho_0}{\rho} \sqrt{\frac{T_0}{T_{\parallel}}} \frac{1}{\varphi(T_{\perp}/T_{\parallel})}. \quad (80)$$

Виллис и Хеймел пользуются временем релаксации, которое в наших обозначениях имеет вид

$$\tau = \tau_0 \frac{\rho_0}{\rho} \left[\frac{T_0(1+c)}{T_{\parallel} + cT_{\perp}} \right]^{\beta}, \quad (81)$$

полагая, что случай $c=0$, $\beta=\frac{1}{2}$ соответствует модели упругих сферических молекул. Можно надеяться, что результаты, полученные на основании (81), окажутся качественно справедливыми, так как функция φ изменяется лишь в пределах от $1/2$ до 1.

В заключение выпишем окончательный вид замкнутой системы уравнений, пригодных для описания как стационарных, так и нестационарных движений нейтрального вещества в околоядерной области и переходной области в атмосферах комет:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho r^2)}{dt} + \frac{\partial}{\partial r}(\rho r^2 u) &= 0, \\ \frac{\partial}{dt}(\rho r^2 u) + \frac{\partial}{\partial r}[\rho r^2(u^2 + RT_{\parallel})] - 2\rho r R T_{\perp} &= 0, \\ \frac{\partial}{dt}[\rho r^2(u^2 + RT_{\parallel} + 2RT_{\perp})] + \frac{\partial}{\partial r}[\rho u r^2(u^2 + 3RT_{\parallel} + 2RT_{\perp})] &= 0, \quad (83) \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho r^2 T_{\perp}) + 2\rho u r T_{\perp} + \frac{\partial}{\partial r}(\rho u r^2 T_{\perp}) &= \\ = \frac{\rho r^2}{3\tau}(T_{\parallel} - T_{\perp}) &= \begin{cases} \frac{\rho^2 r^2}{\rho_0 \tau_0} \left[\frac{T_{\parallel} + cT_{\perp}}{T_0(1+c)} \right]^{\beta} (T_{\parallel} - T_{\perp}), & (\text{Х. и В.}) \\ \frac{\rho^2 r^2}{\rho_0 \tau_0} \sqrt{\frac{T_{\parallel}}{T_0}} \varphi \left(\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} \right) (T_{\parallel} - T_{\perp}), & (\text{упругие сферические молекулы}). \end{cases} \quad (84) \end{aligned}$$

При сравнительно медленном изменении граничных условий на поверхности ядра течение в ОЯО, а иногда и в ПО можно считать стационарным. Тогда стационарное решение системы (44), (82)–(84) должно быть использовано для определения граничных условий, с которых начинается свободномолекулярный режим во внешних частях головы и хвосте кометы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Власов А. А. Статистические функции распределения. Физматгиз. М., 1966.
2. Гнедин Ю. Н., Долгинов А. З. — Астрон. журн., 1966, 43, 181.
3. Мокнач Д. О. — Бюлл. ИТА АН СССР, 1956, 6, 269.

4. Можнач Д. О. — ДАН СССР, 1958, 35, 605.
5. Можнач Д. О. — Астрон. журн., 1958, 120, 1228.
6. Можнач Д. О. — ДАН СССР, 1964, 157, 309.
7. Шульман Л. М. — Астром. и астрофиз. «Наукова думка», К., 1969, 4, 101.
8. Шульман Л. М. — Астрон. и астрофиз. «Наукова думка», К., 1969, 4, 117.
9. Bathnagar L. I., Gross E. P., Krook M. A. — J. Fl. Mech., 1959, 92, 111.
10. Finson M. L., Probstein R. F. — Publ. Fluid Mech. Lab., 1967, № 67—4.
11. Hameil B. B., Willis D. R. — Phys. Fluids, 1966, 2, 829.
12. Haser L. — Nature et origine des comètes, 1966 (Coll. int. d'astrophysique, Liege, 1965), Belgique, 1966, 223.

MOVEMENT OF NEUTRAL MATTER IN THE COMETARY ATMOSPHERE

L. M. SHULMAN

Summary

The article presents the lecture delivered at the summer school on the physics of comets (the Crimean Astrophysical Observatory, September, 1968).

Stratification of the cometary atmosphere founded on the dynamic properties of matter is discussed. The deduction is given of equations to describe neutral gas flow within the part of atmosphere where the collisions are infrequent but not negligible. Such equations may be useful to describe the movement in the inner part of the bright cometary heads.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ НЕЙТРАЛЬНОГО ВЕЩЕСТВА В АТМОСФЕРЕ КОМЕТЫ *

Л. М. Шульман

(ГАО АН УССР, г. Киев)

1. Распределение молекул по скоростям на границе области свободно-молекулярного разлета

В [2] приведен вывод уравнений, описывающих течение газа в переходной области от газодинамического к свободно-молекулярному режиму течения. Считая ПО областью стационарного течения, можно найти ход продольной и поперечной температур (см. [1]). Если течение газа стационарно, то, интегрируя уравнения (44) и (83), приведенные в [2], имеем

$$\rho r^2 u = \rho_0 r^3 u_0, \quad (1)$$

$$u^2 + 3RT_{\parallel} + 2RT_{\perp} = u_0^2 + 5RT_0 = 2H_0. \quad (2)$$

В последнем случае использовано граничное условие

$$T_{\parallel 0} = T_{\perp 0} = T_0. \quad (3)$$

Из уравнения (84), приведенного в [2], с учетом (1) получается

$$\frac{dT_{\perp}}{dr} + \frac{2T_{\perp}}{r} = \frac{u_0^2 r_n^2}{\tau_0 u^2 r^2} \left[\frac{T_{\parallel} + cT_{\perp}}{T_0 (1 + c)} \right]^{\beta} (T_{\parallel} - T_{\perp}), \quad (4)$$

а уравнение (82) из [2] преобразуется к виду

$$\frac{d}{dr} \left(u + \frac{RT_{\parallel}}{u} \right) - \frac{2RT_{\perp}}{ur} = 0. \quad (5)$$

* Лекция, прочитанная в летней школе по физике комет (Крымская АО, сентябрь 1968 г.).

Исключив из уравнения (88) с помощью (2), получим

$$\frac{dT_{\perp}}{dr} + \frac{2T_{\perp}}{r} = \frac{u_0 r_{\infty}^2 (T_{\parallel} - T_{\perp})}{\tau_0 (2H_0 - 3RT_{\parallel} - 2RT_{\perp}) r^2} \left[\frac{T_{\parallel} + cT_{\perp}}{T_0 (1+c)} \right]^{\beta}, \quad (6)$$

Та же процедура применительно к уравнению (5) дает

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \left(1 - \frac{3RT_{\parallel}}{2H_0 - 3RT_{\parallel} - 2RT_{\perp}} \right) \frac{dT_{\parallel}}{dr} + \\ & + \left(1 - \frac{RT_{\parallel}}{2H_0 - 3RT_{\parallel} - 2RT_{\perp}} \right) \frac{dT_{\perp}}{dr} + \frac{2T_{\perp}}{r} = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

В ОЯО плотных кометных атмосфер выполнено условие

$$\frac{u_0 r_{\infty}^2}{\tau_0 (2H_0 - 3RT_{\parallel} - 2RT_{\perp})} \left[\frac{T_{\parallel} + cT_{\perp}}{(1+c) T_0} \right]^{\beta} = \kappa \gg 1. \quad (8)$$

Поэтому из (6) следует:

$$T_{\parallel} - T_{\perp} = \frac{1}{\kappa} \left(r \frac{dT_{\perp}}{dr} + 2T_{\perp} \right) \approx 0, \quad (9)$$

или

$$T_{\parallel} \sim T_{\perp}. \quad (10)$$

Кроме того, с приближением к внешней границе ОЯО

$$RT_{\parallel} \ll H_0. \quad (11)$$

Поэтому (7) вырождается в

$$\frac{dT}{dr} \cong - \frac{4}{3} \frac{T}{r}, \quad (12)$$

откуда следует:

$$T \propto r^{-4/3}, \quad (13)$$

что согласуется с адиабатическим решением для ОЯО

$$T = T_0 \left(\frac{M_0^2}{M_0^2 + 3} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{r_{\infty}}{r} \right)^{\frac{4}{3}} \quad (14)$$

Так как κ в (8) $\sim r^{-1}$, то очевидно, что на достаточно больших расстояниях неравенство (8) выполняться не будет и приближенное решение (10), (13) станет неверным. Учитывая, что неравенство (11) по мере удаления в ПО только усиливается, можно отбросить дроби в скобках первых двух членов уравнения (7) и рассматривать упрощенную систему:

$$\frac{1}{2} \frac{dT_{\parallel}}{dr} + \frac{dT_{\perp}}{dr} + \frac{2T_{\perp}}{r} = 0, \quad (15)$$

$$\frac{dT_{\perp}}{dr} + \frac{2T_{\perp}}{r} = \frac{u_0 r_{\infty}^2 (T_{\parallel} - T_{\perp})}{u_{\infty}^2 \tau_0 r^2} \left[\frac{T_{\parallel} + cT_{\perp}}{T_0 (1+c)} \right]^{\beta} \quad (16)$$

Здесь

$$u_{\infty} = u_0 \sqrt{1 + \frac{3}{M_0^2}} \approx \sqrt{2H_0} \quad (17)$$

— асимптотическое значение скорости течения на бесконечности.

Непосредственной подстановкой в (15) и (16) можно убедиться, что при

$$T_{\parallel} \rightarrow T_{\infty} + \frac{2T_{\infty}r_{\infty}}{r}, \quad (18)$$

$$T_{\perp} \rightarrow \frac{T_{\infty}r_{\infty}}{r}. \quad (19)$$

При этом (15) превращается в тождество, а (16) — в приближенное равенство, удовлетворяющееся тем точнее, чем больше r , если только связать константы r_{∞} и T_{∞} соотношением

$$r_{\infty} = \frac{u_0 r_{\pi}^2}{u_{\infty}^2 \tau_0 (1+c)^{\beta}} \left(\frac{T_{\infty}}{T_0} \right)^{\beta} \quad (20)$$

Как видно из асимптотического решения (18), (19), поперечная температура стремится на бесконечности к определенному пределу, а продольная убывает обратно пропорционально расстоянию, т. е. несколько медленнее, чем убывает температура в ОЯО.

Точное значение T_{∞} может быть получено путем численного интегрирования системы (6), (7), однако для оценки достаточно асимптотики (18), (19). Так как обе введенные константы связаны одним соотношением (20), то необходимо получить еще одно соотношение между ними. Нам известны обе асимптоты к кривой $T_{\perp}(r)$: прямая $T=T_{\infty}$ и гипербола (14). Можно полагать, что точка пересечения этих асимптот близка к точке (r_{∞}, T_{∞}) . На этом основании

$$\frac{T_{\infty}}{T_0} \cong \left(\frac{\frac{M_0^2}{3+M_0^2}}{r_{\infty}} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{r_{\pi}}{r_{\infty}} \right)^{\frac{4}{3}} \quad (21)$$

Решая совместно (20) и (21) относительно $\frac{r_{\infty}}{r_{\pi}}$ и $\frac{T_{\infty}}{T_0}$, имеем

$$\frac{T_{\infty}}{T_0} = \left(\frac{u_0 \tau_0}{r_{\pi}} \right)^{\frac{4}{4\beta+3}} (1+c)^{\frac{4\beta}{4\beta+3}} \left(1 + \frac{3}{M_0^2} \right)^{\frac{3}{4\beta+3}}, \quad (22)$$

$$\frac{r_{\infty}}{r_{\pi}} = \left(\frac{M_0^2}{M_0^2 + 3} \right)^{\frac{\beta+3}{4\beta+3}} (1+c)^{-\frac{3\beta}{4\beta+3}} \left(\frac{r_{\pi}}{u_0 \tau_0} \right)^{\frac{3}{4\beta+3}} \quad (23)$$

Заметим, что входящая в эти выражения величина

$$\frac{r_{\pi}}{u_0 \tau_0} \sim \frac{1}{Kn M_0} \gg 1. \quad (24)$$

Следовательно, параметр r_{∞} одного порядка с введенной $r_{\text{ояо}}$ в [2] границей ОЯО. Выражение (22) позволяет определить предельное число

Маха, которое достигается в потоке. Течение с анизотропной температурой характеризуется двумя числами Маха

$$M_{\parallel \infty} = \frac{u_{\infty}}{\sqrt{\frac{5}{3} R T_{\infty}}} \quad (25)$$

и

$$M_{\perp \infty} = \frac{u_{\infty}}{\sqrt{\frac{5}{3} R \frac{T_{\infty}}{T} r_{\infty}}} = M_{\parallel \infty} \sqrt{\frac{r}{r_{\infty}}}. \quad (26)$$

Из (25) с помощью (22) получаем

$$M_{\parallel \infty} = \left(\frac{r_{\pi}}{u_0 \tau_0} \right)^{\frac{2}{4\beta+3}} M_0^{\frac{3}{4\beta+3}} \left(\frac{M_0^2 + 3}{1+c} \right)^{\frac{2\beta}{4\beta+3}} \quad (27)$$

Для максвелловских молекул $\beta=0$ и все соотношения значительно упрощаются, в частности

$$\frac{M_{\parallel \infty}}{M_0} = \left(\frac{r_{\pi}}{u_0 \tau_0} \right)^{\frac{2}{3}} \gg 1, \quad (28)$$

т. е. число Маха в ПО значительно увеличивается по сравнению с начальным, а функция распределения, совпадающая с реальной, с точностью до третьих моментов, имеет вид

$$f = n \left(\frac{m}{2\pi k T_{\parallel}} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{m}{2\pi k T_{\perp}} e^{-\frac{m(v_r - u_{\infty})^2}{2k T_{\parallel}}} - \frac{m(v_{\Phi}^2 + v_{\Theta}^2)}{2k T_{\perp}}, \quad (29)$$

причем поперечная температура значительно меньше продольной.

2. Распределение плотности в переходной области

В пределах области сферической симметрии анизотропный характер температуры никак не влияет на распределение плотности вещества. Из (1) в приближениях (11), (17) следует:

$$\rho = \frac{\rho_0 r_{\pi}^2 u_0}{u_{\infty} r^2}. \quad (30)$$

Выше нигде не учитывалось разрушение молекул при фотохимических реакциях. В пределах ОЯО и ПО этот процесс может оказаться мало влияющим на динамику вещества. При фотопревращениях плотность вещества остается неизменной, изменяется лишь величина энталпии торможения. Если фотохимические реакции не приводят к значительному высвобождению энергии или, другими словами, среди кометных нейтралов нет метастабильных молекул — фотохимические реакции внесут лишь незначительный вклад в энергетический баланс, который не имеет смысла учитывать в приближении (11).

С учетом сделанных оговорок можно пользоваться соотношением (29) для описания распределения плотности во всей области сферической симметрии.

Для сравнения теории с наблюдениями полная плотность вещества представляет гораздо меньший интерес, чем плотность определенного сорта светящихся молекул. Здесь роль разрушения светящихся частиц весьма существенна, и процессами диссоциации и ионизации пренебрегать нельзя.

При определении плотности светящихся молекул примем во внимание, что средний возраст t^* вещества, находящегося на расстоянии r от ядра, т. е. время, истекшее с момента испарения молекулы с поверхности ядра до момента наблюдения,

$$t^* = \frac{r}{u_\infty}.$$

Если среднее время жизни молекул данного сорта равно τ , то плотность их распределена в пространстве по закону

$$\rho = \rho_0 \frac{\frac{r_n u_0}{r^2 u_\infty}}{e^{-\frac{r}{u_\infty \tau}}} \quad (31)$$

3. Распределение плотности в свободномолекулярной области

Задача о распределении плотности в СМО решается интегрированием кинетического уравнения без столкновительного члена

$$\frac{df}{dt} + v \cdot \frac{df}{dr} + g \cdot \frac{\partial f}{\partial v} = S(r, v, t) - \frac{f}{\tau_u}, \quad (32)$$

где S — функция источника, т. е. число частиц, появляющихся в единице времени в единице шестимерного объема: β — величина, обратная среднему времени жизни частиц τ_u . Рассматривая распределение частиц, вылетающих из ПО, а не продуктов их диссоциации, следует положить в (32) $S=0$ и интегрировать кинетическое уравнение с граничным условием: на поверхности

$$r^2 = r_u^2 \quad (33)$$

функция распределения принимает вид

$$f = f_0(t, r, v). \quad (34)$$

Выкладки упрощаются, если граничную задачу (32) — (34) заменить другой, ей эквивалентной, но с условием не на пространственной, а на временной границе. Удобнее всего отодвинуть эту границу в бесконечное прошлое. Тогда, очевидно, каким бы ни было начальное распределение молекул в пространстве, к моменту наблюдения эти молекулы исчезнут. Поэтому нет необходимости знать начальные данные для уравнения (32).

Если решать задачу с начальными условиями в бесконечном прошлом, то в момент наблюдения, выбранный за начало отсчета времени, функция распределения, удовлетворяющая уравнению (32) и произвольным начальным условиям, имеет вид

$$f(0, r, v) = \int_0^\infty e^{-\beta \tau} S \left(-\tau, r - vt + \frac{g \tau^2}{2}, v - gt \right) d\tau \quad (35)$$

Покажем, что эта функция является решением граничной задачи (32) — (34), если выбрать мощность источника в виде

$$S(t, r, v) = 2v \cdot r f_0(r, v, t) \delta(r^2 - r_u^2) \sigma(v \cdot r). \quad (36)$$

Входящая в это выражение δ -функция Дирака обеспечивает ненулевую мощность источника только на сфере радиуса r_u , σ — функция Хевисайда ($\sigma(x)=0$ при $x<0$, $\sigma(x)=1$ при $x\geq 0$) отфильтровывает поток молекул, идущих наружу.

При подстановке (36) в (35)

$$\begin{aligned} f(0, r, v) &= 2 \int_0^\infty e^{-\beta \tau} (v - g\tau) \cdot \left(r - v\tau + \frac{g\tau^2}{2} \right) f(v - g\tau) \times \\ &\times \delta \left[\left(r - v\tau + \frac{g\tau^2}{2} \right)^2 - r_u^2 \right] \sigma \left[(v - g\tau) \cdot \left(r - v\tau + \frac{g\tau^2}{2} \right) \right] d\tau. \end{aligned} \quad (37)$$

Для доказательства эквивалентности проинтегрируем по возрастам частиц τ . Для этого необходимо представить δ -функцию в виде

$$\begin{aligned} \delta \left[\left(r - v\tau + \frac{g\tau^2}{2} \right)^2 - r_u^2 \right] &= \\ &= \sum_{i=1}^4 \frac{\delta(\tau - \tau_i)}{2 \left| \left(r - v\tau_i + \frac{g\tau^2}{2} \right) \cdot (v - g\tau) \right|}, \end{aligned} \quad (38)$$

где τ_i — корни уравнения

$$\left(r - v\tau + \frac{g\tau^2}{2} \right)^2 - r_u^2 = 0. \quad (39)$$

Вклад в интеграл (37) дадут только вещественные корни этого уравнения. Если отвлечься от вырожденного случая, когда частица испускается по касательной к поверхности источника, то уравнение (39) имеет два или четыре вещественных корня. Это, очевидно, связано с тем, что траектория молекулы (парабола в приближении $g=\text{const}$) пересекает поверхность источника в двух либо в четырех точках. Половину этого количества составляют точки, в которых молекула входит в источник, соответствующие им корни (39) не дают вклада в интеграл (37). Таким образом, в сумме (64) остается не более двух существенных членов. Из физических соображений ясно, что частица с большим из двух τ_i возрастом может прийти в точку (r, v) , только пройдя сквозь источник, что лишено физического смысла. Поэтому вклад в интеграл дает только один член суммы (38) с наименьшим корнем уравнения (39). Выполняя интегрирование, получим соотношение

$$f(0, r, v) = e^{-\beta \tau_{\min}(v)} f_0 \left(v - g\tau_{\min}, r - v\tau_{\min} + \frac{g\tau_{\min}^2}{2}, -\tau_{\min} \right), \quad (40)$$

которое вместе с (39) дает решение поставленной задачи. Очевидно, что при $r=r_u$

$$\tau_{\min}=0$$

и (40) обращается в тождество, чем наше утверждение доказано.

Заметим, что в небольшой области кометной атмосферы физический смысл имеют два корня уравнения (39). Этот случай относится к частицам, которые, вылетев из источника в направлении Солнца,

снова возвращаются в источник, совершая таким образом финитное движение. Это может привести к накоплению частиц в виде узкого купола, опирающегося на ПО и образующего аномальный хвост. Этот эффект, исчезающий в приближении точечного источника, требует учета нестационарности, столкновений и орбитального движения кометы и должен рассматриваться отдельно.

Для получения объемной плотности частиц необходимо проинтегрировать функцию распределения по пространству скоростей

$$n(r) = \int e^{-\beta \tau_{\min}(v)} f_0(v - gt) d^3v. \quad (41)$$

В такой форме интегрирование по скоростям затруднительно, так как явное выражение $\tau_{\min} = \tau_{\min}(r, v, g, r_i)$ весьма громоздко. Удобнее поступить иначе. Обратимся к решению кинетического уравнения в форме (37) и проинтегрируем его по скоростям:

$$\begin{aligned} n(r) = & 2 \int d^3v \int e^{-\beta \tau} (v - gt) \cdot \left(r - vt + \frac{gt^2}{2} \right) f(v - gt) \times \\ & \times \delta \left[\left(r - vt + \frac{gt^2}{2} \right)^2 - r_u^2 \right] \sigma \left[(v - gt) \cdot \left(r - vt + \frac{gt^2}{2} \right) \right] d\tau. \end{aligned} \quad (42)$$

Изменим в этом выражении порядок интегрирования и конкретизируем систему координат:

$$\begin{aligned} r &= \{x, y, z\}, \\ v &= \{v_x, v_y, v_z\}, \\ g &= \{g, 0, 0\}. \end{aligned} \quad (43)$$

Получим

$$\begin{aligned} n(x, y, z) = & 2 \int_0^\infty e^{-\beta \tau} d\tau \int f \left(v_x - gt, v_y, v_z, x - v_x t + \frac{gt^2}{2}, y - v_y t, z - v_z t \right) \times \\ & \times \left[(v_x - gt) \left(x - v_x t + \frac{gt^2}{2} \right) + v_y (y - v_y t) + v_z (z - v_z t) \right] \times \\ & \times \sigma \left[(v_x - gt) \left(x - v_x t + \frac{gt^2}{2} \right) + v_y (y - v_y t) + v_z (z - v_z t) \right] \times \\ & \times \delta \left[\left(x - v_x t + \frac{gt^2}{2} \right)^2 + (y - v_y t)^2 + (z - v_z t)^2 \right] dv_x dv_y dv_z. \end{aligned} \quad (44)$$

Для выполнения интегрирования по v_x решаем относительно v_x уравнение

$$\left(x - v_x t + \frac{gt^2}{2} \right)^2 = r_u^2 - (y - v_y t)^2 - (z - v_z t)^2. \quad (45)$$

Имеем

$$v_{x1,2} = \frac{1}{\tau} \left[x + \frac{gt^2}{2} \mp \sqrt{r_u^2 - (y - v_y t)^2 - (z - v_z t)^2} \right]. \quad (46)$$

Два знака перед радикалом соответствуют тому, что точки (r, v_y, v_z) достигают две группы молекул, имеющих один и тот же возраст: одна — испущенная из фронтальной, другая — из тыльной части источника. Нетрудно сообразить, что величина радикала в (46) — это половина длины хорды, проведенной через источник в точке вылета частицы параллельно оси x . Оба значения скорости различаются на величину,

которая необходима для пролета хорды за время, равное возрасту. Если обе частицы имеют достаточную составляющую поперечной скорости $\sqrt{v_y^2 + v_z^2}$, то они обе, не пересекая источник, прийдут в рассматриваемую точку фазового пространства. В этом случае оба корня (46) имеют физический смысл. Поэтому можно написать

$$\begin{aligned}
 & \delta(r_u^2 - r_u^2) = \\
 & = -\frac{\delta \left\{ v_x - \frac{1}{\tau} \left[x + \frac{g\tau^2}{2} + \sqrt{r_u^2 - (y - v_y\tau)^2 - (z - v_z\tau)^2} \right] \right\}}{2\tau \sqrt{r_u^2 - (y - v_y\tau)^2 - (z - v_z\tau)^2}} + \\
 & + \frac{\delta \left\{ v_x - \frac{1}{\tau} \left[x + \frac{g\tau^2}{2} - \sqrt{r_u^2 - (y - v_y\tau)^2 - (z - v_z\tau)^2} \right] \right\}}{2\tau \sqrt{r_u^2 - (y - v_y\tau)^2 - (z - v_z\tau)^2}} \quad (47)
 \end{aligned}$$

и выполнить интегрирование по v_x .

Получается

$$\begin{aligned}
 n(x, y, z) = & \int_0^\infty \frac{e^{-\beta\tau}}{\tau} d\tau \iiint \left\{ f_0 \left[\frac{1}{\tau} \left(x - \frac{g\tau^2}{2} + \right. \right. \right. \\
 & \left. \left. \left. + \sqrt{r_u^2 - (y - v_y\tau)^2 + (z - v_z\tau)^2} \right), v_y, v_z, -\sqrt{r_u^2 - (y - v_y\tau)^2 - (z - v_z\tau)^2}, \right. \right. \\
 & \left. \left. y - v_y\tau, z - v_z\tau \right] \left[-\frac{1}{\tau} \left(x - \frac{g\tau^2}{2} + \sqrt{r_u^2 - (y - v_y\tau)^2 - (z - v_z\tau)^2} \right) \times \right. \right. \\
 & \times \sqrt{r_u^2 - (y - v_y\tau)^2 - (z - v_z\tau)^2 + v_y(y - v_y\tau) + v_z(z - v_z\tau)} \times \\
 & \times \sigma \left\{ -\frac{1}{\tau} \left(x - \frac{g\tau^2}{2} + \sqrt{r_u^2 - (y - v_y\tau)^2 - (z - v_z\tau)^2} \right) \times \right. \\
 & \times \sqrt{r_u^2 - (y - v_y\tau)^2 - (z - v_z\tau)^2 + v_y(y - v_y\tau) + v_z(z - v_z\tau)} \left. \right\} + \\
 & + f_0 \left[\frac{1}{\tau} \left(x - \frac{g\tau^2}{2} - \sqrt{r_u^2 - (y - v_y\tau)^2 + (z - v_z\tau)^2} \right), v_y, v_z, \right. \\
 & \sqrt{r_u^2 - (y - v_y\tau)^2 - (z - v_z\tau)^2, y - v_y\tau, z - v_z\tau} \left[\frac{1}{\tau} \left(x - \frac{g\tau^2}{2} - \right. \right. \\
 & - \sqrt{r_u^2 - (y - v_y\tau)^2 - (z - v_z\tau)^2} \left. \right] \sqrt{r_u^2 - (y - v_y\tau)^2 - (z - v_z\tau)^2 + } \\
 & \left. + v_y(y - v_y\tau) + v_z(z - v_z\tau) \right] \sigma \left\{ \frac{1}{\tau} \left(x - \frac{g\tau^2}{2} - \right. \right. \\
 \end{aligned}$$

$$-\sqrt{r_u^2 - (y - v_y \tau)^2 - (z - v_z \tau)^2} \Big) \sqrt{r_u^2 - (y - v_y \tau)^2 - (z - v_z \tau)^2} + \\ + v_y (y - v_y \tau) + v_z (z - v_z \tau) \Big\} \frac{dv_y dv_z}{\sqrt{r_u^2 - (y - v_y \tau)^2 - (z - v_z \tau)^2}}. \quad (48)$$

Заметим, что x в это выражение входит только в комбинации $x - \frac{g\tau^2}{2}$. Поэтому можно было сначала решать задачу при $g=0$, а затем заменить в конечном результате x на $x - \frac{g\tau^2}{2}$. При $g=\text{const}$ распределение плотности можно представить в виде

$$n(r) = \int_0^\infty G \left(\tau, r - \frac{g\tau^2}{2} \right) d\tau, \quad (49)$$

где $G(t, r)$ — функция Грина, описывающая пространственно-временное поведение плотности в элементарном облаке частиц, которое образовано мгновенным неподвижным источником, действовавшим в момент $t=0$ в начале координат.

Если пренебречь различием ускорений в пределах элементарного облака, то можно получить приближенное решение, учитывающее орбитальное движение кометы и переменность g . Так как $g \sim R^{-2}$, то относительное различие ускорений в пределах облака

$$\varepsilon = \frac{g - g_{\text{н}}}{g_{\text{н}}} \approx \frac{l}{R}, \quad (50)$$

где l — диаметр облака, R — геоцентрическое расстояние кометы. Величина ε мажорирует относительную погрешность приближения, которая при $R \sim 10^{13} \text{ см}$, $l \sim 10^{11} \text{ см}$ не превышает 1 %.

По физическому смыслу отброшенная часть ускорения есть ускорение приливной силы. Мы фактически приняли, что элементарное облако все время сохраняет сферическую форму. В действительности облако слегка сплюснуто в направлении ускорения. В данном случае движение происходит в поле отталкивательных сил, поэтому результат приливного взаимодействия — отливы на фронтальной и тыльной частях облака. Однако, как показывает приведенная оценка, сплюснутость невелика, и ею можно пренебречь.

Если центр тяжести элементарного облака описывает в пространстве кривую

$$\mathbf{r} = \mathbf{R}(t), \quad (51)$$

то в бесприливном приближении распределение плотности описывается выражением

$$n(r) = \int_0^\infty G(\tau, r - \mathbf{R}(\tau)) d\tau. \quad (52)$$

Здесь функция Грина для протяженного, но сферически симметричного источника имеет вид

$$G(\tau, x, y, z) = \frac{e^{-\beta\tau}}{\tau} \times$$

$$\begin{aligned}
& \times \left\{ \iint f_0 \left[\frac{1}{\tau} \left[x + \sqrt{r_u^2 - (y - v_y \tau)^2 - (z - v_z \tau)^2}, v_y, v_z, \right. \right. \right. \\
& \quad \left. \left. \left. - \sqrt{r_u^2 - (y - v_y \tau)^2 - (z - v_z \tau)^2}, y - v_y \tau, z - v_z \tau \right] \times \right. \right. \\
& \times \left[- \frac{1}{\tau} \left(x + \sqrt{r_u^2 - (y - v_y \tau)^2 - (z - v_z \tau)^2} \right) \sqrt{r_u^2 - (y - v_y \tau)^2 - (z - v_z \tau)^2} + \right. \\
& \quad \left. \left. + v_y (y - v_y \tau) + v_z (z - v_z \tau) \right] dv_y dv_z + \right. \\
& \quad \left. + \iint f_0 \left[\frac{1}{\tau} \left(x - \sqrt{r_u^2 - (y - v_y \tau)^2 - (z - v_z \tau)^2}, v_y, v_z, \right. \right. \right. \\
& \quad \left. \left. \left. - \sqrt{r_u^2 - (y - v_y \tau)^2 - (z - v_z \tau)^2}, y - v_y \tau, z - v_z \tau \right] \times \right. \right. \\
& \times \left[\frac{1}{\tau} \left(x - \sqrt{r_u^2 - (y - v_y \tau)^2 - (z - v_z \tau)^2} \right) \sqrt{r_u^2 - (y - v_y \tau)^2 - (z - v_z \tau)^2} + \right. \\
& \quad \left. \left. + v_y (y - v_y \tau) + v_z (z - v_z \tau) \right] dv_y dv_z \right\}, \tag{53}
\end{aligned}$$

где области интегрирования в первом и втором интегралах соответственно ограничены системами неравенств:

$$\left\{ \begin{array}{l} r_u^2 - (y - v_y \tau)^2 - (z - v_z \tau)^2 \geq 0, \\ - \left(x + \sqrt{r_u^2 - (y - v_y \tau)^2 - (z - v_z \tau)^2} \right) \sqrt{r_u^2 - (y - v_y \tau)^2 - (z - v_z \tau)^2} + \\ + v_y \tau (y - v_y \tau) + v_z \tau (z - v_z \tau) \geq 0, \end{array} \right. \tag{54}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} r_u^2 - (y - v_y \tau)^2 - (z - v_z \tau)^2 \geq 0, \\ \left(x - \sqrt{r_u^2 - (y - v_y \tau)^2 - (z - v_z \tau)^2} \right) \sqrt{r_u^2 - (y - v_y \tau)^2 - (z - v_z \tau)^2} + \\ + v_y \tau (y - v_y \tau) + v_z \tau (z - v_z \tau) \geq 0. \end{array} \right. \tag{55}$$

Результат тривиально обобщается на случай несимметричного источника.

4. Переход к приближению точечного источника

Для изучения распределения плотности в большей части кометной атмосферы нет необходимости пользоваться выражением (53), учитывающим конечные размеры источника. На расстояниях, значительно превосходящих размеры источника, можно считать источник точкой.

По определению

$$S = \operatorname{div} (vf) = \lim_{\substack{\Delta \rightarrow 0 \\ v \rightarrow 0}} \frac{\oint f_0(t, r, v) v \cdot dA}{V}, \tag{56}$$

где интеграл берется по замкнутой поверхности A , охватывающей точку g . Если в качестве избранной точки взять центр ядра, подставить в (56) объем источника, интегрировать в числителе (56) по полусфере радиуса r_u и отказаться от предельного перехода, то тем самым мы усредним источник по объему ПО.

Так как из-за сферической симметрии усредненная мощность источника не зависит от направления скорости, то для упрощения выкладок выберем систему координат в виде

$$\mathbf{r} = \{r \cos \vartheta, r \sin \vartheta \sin \phi, r \sin \vartheta \cos \phi\} \quad (57)$$

$$\mathbf{v} = \{v, 0, 0\}. \quad (59)$$

В этой системе

$$\bar{S} = \frac{3}{2r_u} \int_0^{\pi/2} f_0(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) v \sin \vartheta \cos \theta d\vartheta. \quad (59)$$

В приближении Виллиса и Хеймела [3] функция распределения на границе ПО имеет вид

$$f_0 = \left(\frac{m}{2\pi k} \right)^{3/2} \frac{n}{T_{\perp} \sqrt{T_{\parallel}}} e^{-\frac{m \left(\frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{r}}{r} - u \right)^2}{2kT_{\parallel}}} - \frac{m \left(\frac{\mathbf{v} \times \mathbf{r}}{r} \right)}{2kT_{\perp}} \quad (60)$$

Подставив это выражение в (59), получим с учетом (57) и (58)

$$\bar{S} = \frac{3n(r_u)}{2r_u} \left(\frac{m}{2\pi k} \right)^{3/2} \frac{v}{T_{\perp} \sqrt{T_{\parallel}}} \int_0^{\pi/2} e^{-\frac{m(v \cos \vartheta - u)^2}{2kT_{\parallel}}} - \frac{m v^2 \sin^2 \vartheta}{2kT_{\perp}} \times \sin \vartheta \cos \vartheta d\vartheta. \quad (61)$$

Представляет интерес предельный случай $T_{\perp} \rightarrow 0$, когда

$$\frac{mv \sin \theta}{2\pi k T_{\perp}} e^{-\frac{m v^2 \sin^2 \theta}{2kT_{\perp}}} \rightarrow \frac{\delta(v \sin \theta)}{2\pi} = \frac{\delta(\theta)}{2\pi v} \quad (62)$$

и функция принимает вид

$$\bar{S} = \frac{3n(r_u)}{2r_u} \sqrt{\frac{m}{2\pi k T_{\parallel}}} e^{-\frac{m(v-u)^2}{2kT_{\parallel}}} \quad (63)$$

При произвольных T_{\parallel} , T_{\perp}

$$\begin{aligned} \bar{S} &= \frac{3n_u}{2r_u} \left(\frac{m}{2\pi k} \right)^{3/2} \frac{v}{T_{\perp} \sqrt{T_{\parallel}}} e^{-\frac{m u^2}{2kT_{\parallel}}} - \frac{m v^2}{2kT_{\perp}} \times \\ &\times \left\{ \frac{kT_{\parallel} T_{\perp}}{mv^2(T_{\parallel} - T_{\perp})} \left[e^{-\frac{mv}{kT_{\parallel}} \left(v \frac{T_{\parallel} - T_{\perp}}{2kT_{\perp}} + u \right)} - 1 \right] - \right. \\ &- \frac{u T_{\perp}}{v^2(T_{\parallel} - T_{\perp})} \sqrt{\frac{kT_{\parallel} T_{\perp}}{2m(T_{\parallel} - T_{\perp})}} \left[\Phi \left(v \sqrt{\frac{m(T_{\parallel} - T_{\perp})}{2kT_{\parallel} T_{\perp}}} \right) + \right. \\ &\left. \left. + \frac{mu}{kT_{\parallel}} \sqrt{\frac{kT_{\parallel} T_{\perp}}{2m(T_{\parallel} - T_{\perp})}} \right) - \Phi \left(\frac{mu}{kT_{\parallel}} \sqrt{\frac{kT_{\parallel} T_{\perp}}{2m(T_{\parallel} - T_{\perp})}} \right) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (64)$$

где

$$\Phi(x) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (65)$$

— функция ошибок.

Переход к точечному источнику означает, что все траектории, описываемые средним источником (59), мы считаем выходящими из одной точки — центра ядра кометы. Формально процедура перехода к точечному источнику состоит в том, чтобы умножить (59), или (64), или (63) на величину

$$\frac{4}{3} \pi r_{\text{II}}^3 \delta(r). \quad (66)$$

Трехмерная δ -функция позволяет просто выполнить интегрирование по скоростям и получить функцию Грина в виде

$$G(\tau, r) = \frac{2\pi m r_{\text{II}}^2}{\tau^2 r} \left(\frac{m}{2\pi k} \right)^{3/2} e^{-\frac{mu^2}{2kT_{\text{II}}} - \frac{mr^2}{2kT_{\perp}\tau^2}} \times \\ \times \left\{ \frac{k\sqrt{T_{\text{II}}}}{m(T_{\text{II}} - T_{\perp})} \left[e^{-\frac{mr}{kT_{\text{II}}\tau} \left(\frac{r}{\tau} \cdot \frac{T_{\text{II}} - T_{\perp}}{2T_{\perp}} + u \right)} - 1 \right] - \right. \\ \left. - \frac{u}{(T_{\text{II}} - T_{\perp})} \sqrt{\frac{kT_{\perp}}{2m(T_{\text{II}} - T_{\perp})}} \left[\Phi \left(\frac{r}{\tau} \sqrt{\frac{m(T_{\text{II}} - T_{\perp})}{2kT_{\text{II}}T_{\perp}}} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{mu}{kT_{\text{II}}} \sqrt{\frac{kT_{\text{II}}T_{\perp}}{2m(T_{\text{II}} - T_{\perp})}} \right) - \Phi \left(\frac{mu}{kT_{\text{II}}} \sqrt{\frac{kT_{\text{II}}T_{\perp}}{2m(T_{\text{II}} - T_{\perp})}} \right) \right] \right\} e^{-\beta\tau}. \quad (67)$$

что совместно с (52) дает распределение плотности нейтральной компоненты в большей части кометной атмосферы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гиедин Ю. Н., Долгинов А. З. — АЖ, 43, 181, 1966.
2. Шульман Л. М. — См. наст. сб.
3. Намель В. В., Willis D. R. — Phys. Fluids, 2, 829, 1966.

DENSITY DISTRIBUTION OF THE NEUTRAL MATTER IN THE COMETARY ATMOSPHERE

L. M. SHULMAN

Summary

The neutral matter density distribution in the cometary atmosphere are obtained in both the transition region from the hydrodynamical to free-molecular regime and the free-molecular region.

In the last case both anisotropy and asymmetry of the initial velocity distribution are taken into account derived from an approximate solution of problem on matter flow in the transition-region.

РОЛЬ ЭФФЕКТИВНОГО АЛЬБЕДО В КОМЕТНОЙ ФОТОМЕТРИИ

О. В. Добровольский, М. З. Маркович, Р. С. Ошеров

(Институт астрофизики АН Тадж. ССР,
Калининский политехнический институт)

Эффективное альбедо $A_{\text{эф}}$ головы кометы, введенное одним из авторов [6, 7], является отношением энергии W , рассеянной головой кометы, к энергии W_0 , падающей на комету:

$$A_{\text{эф}} = \frac{W}{W_0}. \quad (1)$$

Падающий на комету поток W_0 можно разделить на три составляющие: W — поток, рассеянный по различным направлениям и ответственный за наблюдаемое свечение кометы, W_1 — поток, поглощенный головой кометы, W_2 — поток, прошедший сквозь атмосферу кометы без взаимодействия с ней. Следовательно,

$$W_0 = W + W_1 + W_2, \quad (2)$$

причем каждый из потоков W , W_1 , W_2 пропорционален W_0 .

Из потока W_0 головой кометы захватывается энергия $W + W_1$. Отношение рассеянной энергии W к захваченной $W + W_1$ характеризует среднее альбедо a частиц головы кометы, т. е.

$$\frac{W}{W + W_1} = a. \quad (3)$$

Из (3) следует, что

$$W_1 = W \left(\frac{1}{a} - 1 \right). \quad (4)$$

Для потока, прошедшего сквозь атмосферу кометы, можно записать

$$W_2 = W_0 e^{-\bar{\tau}}, \quad (5)$$

где $\bar{\tau}$ — средняя оптическая толщина головы кометы.

Разлагая $e^{-\bar{\tau}}$ в ряд и ограничиваясь, в силу малости $\bar{\tau}$, первыми двумя членами разложения, получим

$$\frac{W_2}{W_0} = 1 - \bar{\tau}. \quad (6)$$

Подставляя (1), (4) и (6) в уравнение (2), получим

$$A_{\text{эф}} = a \bar{\tau}. \quad (7)$$

Следовательно, эффективное альбедо головы кометы равно произведению среднего альбедо одной частицы и средней оптической толщины. Кроме оценки средней оптической толщины по выражению (7) можно произвести оценку и других характеристик поглощения, например предельной оптической толщины.

Из определения $\bar{\tau}$, даваемого равенством (5), в случае сферической симметрии следует, что

$$e^{-\bar{\tau}} = \frac{2 \int_0^R e^{-\tau} S dS}{\int_0^R S dS}, \quad (8)$$

где S — расстояние от ядра кометы в картинной плоскости наблюдателя. Логарифмируя выражение (8), получим

$$\bar{\tau} = \ln \frac{\int_0^R S dS}{2 \int_0^R e^{-\tau} S dS}. \quad (9)$$

Здесь интегрирование распространяется на все поперечное сечение головы кометы.

Рассмотрим более подробно физическую природу τ .

В общем случае атмосфера кометы состоит из газовой и пылевой компонент. Коэффициент ослабления лучистой энергии запишем в виде

$$K = K_g + K_p = \sigma_g \phi_g(r) + \sigma_p \phi_p(r), \quad (10)$$

где σ — сечение поглощения, $\phi(r)$ — число частиц в единице объема на расстоянии r от ядра, а индексы « g » и « p » относятся, соответственно, к газовой и пылевой компонентам.

Согласно определению,

$$\tau = \int K dy = \int [\sigma_g \phi_g(r) + \sigma_p \phi_p(r)] dy, \quad (11)$$

где y берется вдоль луча зрения, а интеграл распространяется на всю геометрическую толщину головы кометы вдоль луча зрения. Подставляя (10) и (11) в (8), получаем

$$\bar{\tau} = \ln \frac{R^2}{2 \int_0^R e^{-\tau} S dS} = \ln \left[\frac{1}{2 \int_0^1 e^{-\tau} \xi d\xi} \right]. \quad (12)$$

Здесь R — видимый радиус головы кометы, $\xi = \frac{S}{R}$ — безразмерное расстояние от ядра.

Аппроксимируем ϕ степенной функцией вида

$$\phi = n_0 \left(\frac{R_0}{r} \right)^\gamma,$$

в которой R_0 — радиус ядра. Тогда выражение для τ , входящее в уравнение (12), запишется в виде

$$\tau = 2 \int_0^{y_{\text{пр}}} [\sigma_g n_0 g + \sigma_p n_0 p] \frac{R_0^\gamma}{r^\gamma} dy = C \int_0^{y_{\text{пр}}} \frac{dy}{r^\gamma},$$

где $C = 2R_0(\sigma_g n_0 g + \sigma_p n_0 p)$, $y_{\text{пр}}$ — предельное значение величины y , соответствующее «границе» головы кометы.

Введя обозначение $r = \sqrt{S^2 + y^2}$ и проинтегрировав до границы головы вдоль направления y , т. е. до $y_{\text{пр}}$, получим следующие выражения:

$$\tau_1 = -\frac{2R_0^2 (\sigma_g n_0 g + \sigma_p n_0 p)}{S} \arctan \frac{y_{\text{пр}}}{S} \text{ при } \gamma = 2, \quad (13)$$

$$\tau_2 = \frac{\frac{2R_0^3}{R^2} (\sigma_r n_{0r} + \sigma_\pi n_{0\pi}) \frac{y_{\text{up}}}{S^2 \sqrt{S^2 + y_{\text{up}}}}}{\text{при } \gamma=3.} \quad (14)$$

Естественно положить $y_{\text{up}} \rightarrow \infty$. Тогда

$$\tau_1 = \frac{C_1}{\xi}, \quad (15)$$

$$\tau_2 = \frac{C_2}{\xi^2}, \quad (16)$$

где

$$C_1 = \frac{\pi R_0^2}{R} (\sigma_r n_{0r} + \sigma_\pi n_{0\pi}),$$

$$C_2 = \frac{2R_0^3}{R^2} (\sigma_r n_{0r} + \sigma_\pi n_{0\pi}).$$

Подставляя (15) и (16) в выражение (12), получим, соответственно,

$$\bar{\tau}_1 = \ln \left[\frac{1}{2 \int_0^1 e^{-\frac{-c_1}{\xi}} \xi d\xi} \right] \quad (17)$$

и

$$\bar{\tau}_2 = \ln \left[\frac{1}{2 \int_0^1 e^{-\frac{-c_2}{\xi^2}} \xi d\xi} \right]. \quad (18)$$

Рассмотрим числовые примеры. Пусть $R_0 = 10^5 \text{ см}$, $R = 10^{10} \text{ см}$ и $\sigma_r \approx 10^{-18} \text{ см}^2$ [2]. Для σ_π используем выражение $\sigma_\pi = \pi h^2 Q(a)$, в котором h — радиус пылинки, Q — фактор рассеяния, $a = \frac{2\pi h}{\lambda}$. Принимая $h = 0.12 \mu$ [3], $\lambda = 0.555 \mu$, получим $Q(a) \sim 2$ [5], а $\sigma_\pi \sim 10^{-9} \text{ см}^2$. С помощью этих данных по уравнениям (17) и (18) вычислены значения $\bar{\tau}$ для трех вариантов кометной атмосферы. Приводим полученные результаты.

Случай сильной «запыленности» атмосферы — $n_{0r} = 3 \cdot 10^{12}$ [1], $n_{0\pi} = 10^9$ [3, 4], $C_1 = 3$, $\bar{\tau}_1 = 4.22$; $C_2 = 10^{-5}$, $\bar{\tau}_2 = 10^{-4}$.

Случай слабой «запыленности» атмосферы — $n_{0r} = 3 \cdot 10^{12}$, $n_{0\pi} = 10^4$, $C_1 = 3 \cdot 10^{-5}$, $\bar{\tau}_1 = 5.8 \cdot 10^{-4}$; $C_2 \approx 10^{-10}$, $\bar{\tau}_2 \approx 10^{-9}$.

Чисто газовая атмосфера

- | | | |
|-------------------------------|-----------------------------|---------------------------------------|
| a) $n_{0r} = 3 \cdot 10^{12}$ | $C_1 = 9.4 \cdot 10^{-6}$, | $\bar{\tau}_1 = 1.83 \cdot 10^{-5}$; |
| | $C_2 \approx 10^{-11}$, | $\bar{\tau}_2 \approx 10^{-10}$. |
| б) $n_{0r} = 3 \cdot 10^9$ | $C_1 = 9.4 \cdot 10^{-9}$, | $\bar{\tau}_1 = 1.83 \cdot 10^{-8}$; |
| | $C_2 \approx 10^{-14}$, | $\bar{\tau}_2 \approx 10^{-13}$. |

Последний случай показывает, что при прочих равных условиях (одинаковые значения R_0 и R для разных комет) $\bar{\tau}$ пропорционально

n_{0r} . Действительно, при малых C ($C \sim 10^{-5} \div 10^{-14}$) $\tau \ll 1$ и выражение (12) можно записать в виде

$$\bar{\tau} = \ln \frac{1}{1 - \beta n_{0r}} \approx \ln (1 + \beta n_{0r}) \approx \beta n_{0r}. \quad (19)$$

При принятых нами данных $\beta = 6 \cdot 10^{-18}$.

Поскольку порядок величин R_0 и R у всех комет примерно одинаков, то при известном $A_{\text{эфф}}$ по соотношению (19) можно определить n_{0r} для комет с чисто газовыми оболочками. В случае «запыленных» кометных атмосфер, зная $A_{\text{эфф}}$ и порядок $\bar{\tau}$, по соотношениям (17) и (18) можно оценить величину a , входящую в выражение (7).

ЛИТЕРАТУРА

1. Добровольский О. В. Нестационарные процессы в кометах и солнечная активность Изд-во АН Тадж. ССР, Душанбе, 1961.
2. Маркович М. З. и Тулекова М. И. — Кометы и метеоры. «Дониш», Душанбе, 1969, 17.
3. Маркович М. З. — Кометы и метеоры. «Дониш», Душанбе, 1968, 16.
4. Маркович М. З. — В кн.: Активные процессы в кометах. «Наукова думка», К., 1967, 81.
5. Мартынов Д. Я. Курс общей астрофизики. «Наука», М., 1965.
6. Ошеров Р. С. — В кн.: Физика комет и метеоров. «Наукова думка», К., 1966, 67.
7. Ошеров Р. С. — Кометы и метеоры. «Дониш», Душанбе, 1967, 15, 26.

THE ROLE OF EFFECTIVE ALBEDO IN COMET PHOTOMETRY

O. V. DOBROVOLSKY, M. Z. MARKOVICH, R. S. OSHEROV

Summary

Connection is established between the effective albedo and mean optical depth of a comet head. The numerical values are given of the optical depth for gaseous and dust atmosphere of a comet.

ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОМЕТЫ ЭНКЕ

М. З. Маркович, Л. Н. Тулекова

(Калининский политехнический институт)

Замечательная комета Энке, открытая в 1786 г., отличается очень коротким периодом обращения вокруг Солнца (3.3 года) и его изменчивостью. С момента открытия было 55 возвращений кометы к Солнцу, из них наблюдалось 47. Наблюдения показывают систематическое, с отдельными всплесками, падение блеска этой кометы [2—4, 23]. Абсолютный блеск кометы хорошо коррелирует с солнечной активностью [10, 11]. Комета Энке обладает также некоторыми специфическими особенностями, отличающими ее от других комет и вызванными, по-видимому, особым строением ее ядра. Так, зависимость блеска кометы, редуцированного к $\Delta=1$ а. е. (Δ — геоцентрическое расстояние кометы), от гелиоцентрического расстояния r резко отличается от аналогичных зависимостей для других комет [11]. Газовая производительность кометы Q (число молекул, вылетающих в единичном телесном угле в данном направлении в единицу времени) примерно на порядок меньше, чем у других комет, имеющих, как и комета Энке, газовые оболочки без существенных признаков пыли [14].

Визуальные оценки блеска кометы m и диаметра головы $2R$ использованы для получения некоторых количественных характеристик ядра (масса, радиус, средняя плотность) и выяснения его структуры.

Указанные наблюдательные данные позволяют вычислить эффективное альбедо $A_{\text{эф}}$, общее число молекул C_2 в голове N , число молекул в 1 см³ вблизи поверхности ядра n_0 , газовую производительность кометы Q и эффективный радиус ядра R_0 . При этом ядро рассматривается как шар, хотя в действительности форма его, по-видимому, неправильная.

Эффективное альбедо, введенное Ошеровым [18], определяется выражением:

$$A_{\text{эф}} = 2.02 \cdot 10^{15} \frac{\Delta^2 r^{22.512-m}}{R^2}, \quad (1)$$

где Δ и r выражены в а. е., m — наблюденная яркость кометы в звездных величинах, R — радиус головы в см.

Согласно [5],

$$N = 3.6 \cdot 10^{33} \Delta^2 r^{210-0.4m}. \quad (2)$$

Как показано в [7],

$$A_{\text{эф}} = a\bar{\tau} \quad (a \text{ — постоянная}),$$

где $\bar{\tau}$ — средняя оптическая толщина атмосферы кометы, причем в случае чисто газовой оболочки $a \approx 1$ и

$$A_{\text{эф}} = \bar{\tau} = a n_0. \quad (3)$$

Коэффициент $a \sim \sigma \frac{R_0^2}{R}$, где σ — эффективное сечение молекулы C_2 для резонансного переизлучения солнечного света ($\sigma = 1.15 \cdot 10^{-18}$ см² [14]). Отношение $\frac{R_0^2}{R}$ нам неизвестно. Однако многочисленные измерения R для разных комет и косвенные данные о R_0 показывают, что величины R_0^2 и R примерно одинаковы ($R_0 \sim 10^5$ см, $R \sim 10^{10}$ см). Поэтому примем:

$$\frac{R_0^2}{R} = 1. \quad (4)$$

При принятых предположениях n_0 , вычисленное по соотношению (3), имеет ошибку Δn_0 , в которую входят ошибки наблюдений и погрешность, связанная с допущением (4), где $a = 3.67 \cdot 10^{-18}$ [7].

Согласно данным работы [14],

$$Q = \frac{v_0 N}{2\pi^2 R} = 5.07 \cdot 10^{-2} \frac{N v_0}{R}, \quad (5)$$

где v_0 — начальная скорость молекул. При $v_0 = 3 \cdot 10^5$ см/сек [17]

$$Q = 1.52 \cdot 10^4 \frac{N}{R}. \quad (5')$$

Полагая

$$Q = n_0 v_0 R_0^2 \quad (6)$$

и сравнивая (6) и (5), получим выражение для определения эффективного радиуса ядра кометы:

$$R_0 = 1.233 \sqrt[3]{\frac{N}{n_0 v_0 R}}, \quad (7)$$

или

$$R_0 = 0.225 \sqrt{\frac{N}{n_0 R}} \quad (v_0 = 3 \cdot 10^5 \text{ см/сек}). \quad (7')$$

Относительная ошибка при вычислении R_0 по (7')

$$\delta R_0 = 0.5(\delta N + \delta n_0 + \delta R), \quad (8)$$

где δN , δn_0 и δR — относительные ошибки величин N , n_0 и R . При этом δN и $\delta A_{\text{эфф}}$ в основном определяются ошибкой экспоненциального множителя ((1) и (2)). Как известно, ошибка Δt при визуальных оценках блеска комет составляет 0.2—0.3 звездной величины [2]. Отсюда δN и $\delta A_{\text{эфф}}$ не превышают 20—30% [14]. Из соотношения (3) следует:

$$\delta n_0 = \delta a + \delta A_{\text{эфф}}, \quad (8')$$

где δa — ошибка, вызванная допущением (4), заранее нам неизвестная. Положим $\delta a \approx \delta A_{\text{эфф}}$. Тогда, согласно (8), для каждого вычисленного значения R_0 предельная относительная ошибка — порядка 30—45%.

Выражения (1—3), (5') и (7') применялись для интерпретации данных наблюдений кометы Энке, собранных в каталогах С. К. Всехсвятского [2—4]. Были использованы 86 оценок блеска и диаметра головы кометы в 34 ее появлениях. Результаты представлены в табл. 1.

Таблица 1

Обознач. кометы	Дата наблюдения	$r, \text{ а.е.}$	$\Delta, \text{ а.е.}$	Радиус головы $R \cdot 10^{-9}, \text{ см}$	N	$A_{\text{эфф}}$	$n_0 \cdot 10^{-10},$ см^{-3}	Радиус ядра $R_0 \cdot 10^{-4}, \text{ см}$	$Q \cdot 10^{-25}, \text{ см}$ $1/\text{страд} \times$ сек
1795	11 нояб. 1795 г.	0.96	0.27	2.97	$1.53 \cdot 10^{30}$	$0.97 \cdot 10^{-7}$	2.65	3.14	7.83
1805	22 окт. 1805 г.	0.80	0.46	4.54	4.90	1.33	3.62	3.91	15.80
1829	30 нояб. 1829 г.	0.99	0.48	9.50	8.14	0.51	1.38	5.63	13.20
1838	29 сент. 1838 г.	1.57	0.72	2.38	$2.88 \cdot 10^{29}$	0.29	0.78	2.82	1.84
	24 окт.	1.21	0.36	6.34	6.84	0.96	2.60	1.46	1.58
	12 нояб.	0.86	0.27	5.35	1.94	0.38	1.04	1.33	0.55
1842	I 9 апр. 1842 г.	0.37	0.90	1.98	$2.52 \cdot 10^{30}$	3.62	9.86	2.58	1.93
1848	II 24 сент. 1848 г.	1.32	0.62	10.90	$2.41 \cdot 10^{31}$	1.14	3.10	6.04	33.60
1852	I 11 янв. 1852 г.	1.33	1.51	4.98	$3.64 \cdot 10^{29}$	$8.22 \cdot 10^{-9}$	0.24	3.93	1.11
	8 февр.	0.90	0.44	1.93	$0.89 \cdot 10^{28}$	1.34	0.04	2.51	0.0686
1855	III 13 июля 1855 г.	0.48	0.94	3.10	$1.84 \cdot 10^{30}$	$1.08 \cdot 10^{-7}$	2.94	3.21	9.03
1858	VIII 10 сент. 1858 г.	0.94	0.95	4.08	1.81	0.61	1.67	1.17	0.676
1862	I 22 нояб. 1861 г.	1.45	0.94	7.24	1.06	0.11	0.31	4.93	2.22
	21 дек.	1.06	0.89	8.80	2.02	0.15	0.40	5.43	3.50
1862	I 7 марта 1862 г.	0.78	1.28	6.55	$0.90 \cdot 10^{30}$	$0.12 \cdot 10^{-7}$	0.32	4.68	2.08
1868	III 29 авг. 1868 г.	0.55	1.24	4.38	1.67	0.49	1.33	3.82	5.80
1871	V 6 окт. 1871 г.	1.61	0.68	10.50	0.68	$0.35 \cdot 10^{-8}$	0.10	5.90	0.985
	29 нояб.	0.80	0.35	8.46	1.12	0.86	0.24	5.34	2.01
	2 дек.	0.74	0.36	7.44	2.57	0.26	0.71	5.00	5.25
1875	II 9 апр. 1875 г.	0.35	0.93	5.10	1.30	0.28	0.77	4.11	3.88
1878	II 3 авг. 1878 г.	0.40	1.17	5.15	2.88	6.18	1.68	4.14	8.50
1881	VII 25 авг. 1881 г.	1.60	1.28	11.30	0.60	0.26	0.07	6.15	0.81
	6 нояб.	0.44	0.87	0.96	1.33	$8.17 \cdot 10^{-7}$	22.20	1.79	21.10
1888	II 25 июля 1888 г.	0.73	0.73	3.22	0.41	$2.20 \cdot 10^{-8}$	0.60	3.28	1.92
	3 авг.	0.89	0.72	3.17	0.23	1.31	0.36	3.26	1.12
1891	III 1 авг. 1891 г.	1.53	1.60	2.64	0.004	3.48	0.95	0.29	0.0248
	7 сент.	0.98	1.00	4.40	1.38	3.98	1.08	3.84	4.74
1895	I 2 дек. 1894 г.	1.31	0.90	9.90	0.32	$1.80 \cdot 10^{-7}$	4.91	0.58	0.486
	28 дек.	0.94	0.85	5.62	1.45	$2.58 \cdot 10^{-8}$	0.70	4.34	3.92
1898	III 15 янв. 1895 г.	0.62	0.72	3.17	1.63	9.15	2.49	3.26	7.80
	26 июня 1898 г.	0.79	0.35	1.93	0.18	2.68	0.73	2.53	1.40
1901	III 10 июля 1901 г.	1.03	0.28	3.39	0.047	2.30	0.63	1.07	0.211
	19 авг.	0.74	1.29	4.27	$2.07 \cdot 10^{30}$	$6.36 \cdot 10^{-8}$	1.73	3.78	7.37
	22 авг.	0.68	1.27	7.00	2.68	3.07	0.84	4.84	5.82

Обознач. кометы	Дата наблюдения	$r, a.e.$	$\Delta, a.e.$	Радиус головы $R \cdot 10^{-9}, см$	N	$A_{\text{аф}}$	$n_0 \cdot 10^{-10}$, $см^{-3}$	Радиус ядра $R_0 \cdot 10^{-4}, см$	$Q \cdot 10^{-24},$ $1/\text{секрд} \times$ $\times \text{сек}$
1905	I 8 нояб. 1904 г.	1.33	0.54	3.56	0.074	0.33	0.09	3.56	0.316
	28 нояб.	1.04	0.49	5.40	0.41	0.78	0.21	4.25	1.15
	29 нояб.	1.03	0.49	7.55	0.44	0.43	0.12	5.02	0.883
	4 дек.	0.94	0.48	5.32	0.99	1.96	0.53	4.20	2.83
	10 дек.	0.84	0.48	5.28	2.32	4.67	1.27	4.20	6.69
	16 дек.	0.73	0.49	5.40	1.53	2.93	0.80	4.27	4.31
1908	I 8 июня 1908 г.	0.93	0.34	2.24	0.09	1.01	0.28	2.74	0.612
1911	III 31 июля 1911 г.	0.59	0.45	0.50	$0.25 \cdot 10^{29}$	5.78	1.57	1.29	0.658
	24 сент.	0.91	1.34	1.47	3.38	8.79	2.39	2.22	3.50
1914	VI 20 сент. 1914 г.	1.49	0.78	0.86	0.12	0.93	0.25	1.71	0.219
	25 окт.	0.98	0.31	4.91	3.32	0.77	0.21	4.05	1.02
	27 окт.	0.95	0.30	5.62	0.46	0.08	0.02	4.34	0.125
1918	I 12 марта 1918 г.	0.47	1.00	3.30	6.62	3.42	0.93	3.32	3.03
1924	III 24 авг. 1924 г.	1.39	1.22	0.74	0.10	1.06	0.29	1.58	0.214
	28 авг.	1.34	1.15	3.28	0.14	0.07	0.02	3.32	0.0625
1924	III 5 сент. 1924 г.	1.22	1.04	4.57	$0.58 \cdot 10^{29}$	$0.16 \cdot 10^{-8}$	0.04	3.94	0.193
	9 окт.	0.66	0.83	2.75	7.10	12.70	3.47	3.03	9.45
1928	II 13 нояб. 1927 г.	1.78	1.09	0.96	0.05	0.33	0.09	1.79	0.0855
	19 янв. 1928 г.	0.82	0.99	4.38	$9.43 \cdot 10^{30}$	27.40	7.47	3.84	32.80
	4 фев.	0.52	0.80	3.52	2.48	11.20	3.06	3.44	10.70
1934	III 15 июля 1934 г.	1.31	1.76	1.55	$0.19 \cdot 10^{29}$	0.45	0.12	2.28	0.189
	18 июля	1.26	1.61	1.06	0.23	1.17	0.32	1.88	0.336
	18 авг.	0.66	1.32	0.87	10.90	80.10	21.80	1.71	19.00
1937	VI 21 авг. 1937 г.	0.62	1.30	0.86	9.29	71.00	19.10	1.78	16.40
	27 окт.	1.28	0.49	5.40	2.24	0.43	0.12	4.36	0.630
	28 нояб.	0.78	0.34	4.49	8.39	2.32	0.63	3.89	2.84
1941	V 25 янв. 1941 г.	1.58	1.99	1.53	0.09	0.21	0.06	2.26	0.0886
	16 февр.	1.25	1.90	1.67	0.20	0.41	0.11	2.35	0.186
	19 февр.	1.23	1.88	2.91	0.30	0.20	0.05	3.12	0.158
	20 февр.	1.22	1.87	4.66	0.47	0.06	0.02	5.56	0.154
1947	XI 15 окт. 1947 г.	1.00	0.46	4.05	0.30	0.10	0.03	3.66	0.114
1951	III 1 нояб. 1950 г.	2.16	1.49	1.64	$0.04 \cdot 10^{29}$	$0.008 \cdot 10^{-8}$	0.002	7.36	0.0346
	5 нояб.	2.12	1.48	1.63	0.04	0.75	0.20	0.74	0.0330
	8 янв. 1951 г.	1.37	1.49	11.50	0.006	0.0003	0.00007	6.21	0.00079
	25 янв.	1.11	1.42	11.00	3.55	0.16	0.045	6.06	0.490
	7 февр.	0.92	1.32	11.90	4.39	0.17	0.047	6.54	0.560
	11 февр.	0.84	1.27	5.60	1.62	0.29	0.079	4.34	0.440
	21 февр.	0.66	1.12	14.80	6.48	0.17	0.045	7.03	0.664
1957	22 февр.	0.64	1.11	12.20	5.98	$2.24 \cdot 10^{-9}$	0.061	6.42	0.745
	25 февр.	0.59	1.07	13.00	7.49	2.48	0.068	6.60	0.876
	27 февр.	0.55	1.04	15.10	8.14	2.00	0.054	7.10	0.819
	28 февр.	0.54	1.02	14.80	8.32	2.14	0.058	7.00	0.854
	28 февр.	0.54	1.02	3.37	6.30	31.10	0.848	3.34	2.84
	3 март.	0.49	0.95	12.50	8.57	3.10	0.084	6.40	1.04
	4 март.	0.48	0.93	12.50	8.60	3.10	0.084	6.40	1.04
1961	4 март.	0.48	0.93	14.30	2.37	0.65	0.018	6.92	0.252
	5 март.	0.47	0.91	12.00	8.71	3.39	0.092	6.33	1.10
	6 март.	0.45	0.89	9.80	9.11	5.33	0.145	5.71	1.41
1957	VIII 24 авг. 1957 г.	1.23	1.21	6.00	$1.25 \cdot 10^{29}$	$1.10 \cdot 10^{-9}$	0.030	5.15	0.237
1961	I 5 янв. 1961 г.	0.82	0.79	8.56	1.51	1.16	0.032	5.34	0.268
	16 янв.	0.63	0.72	12.70	4.25	1.48	0.040	6.51	0.507

В табл. 2 даны средние для каждого появления значения n_0 и Q . Рис. 1 и 2 показывают явное падение (с отдельными всплесками) газовой производительности кометы со временем (по оси абсцисс отложены номера рассмотренных появлений кометы). Значения n_0 и Q сопоставлены со среднемесячными и в ряде случаев, когда наблюдения охватывали период примерно 3 месяца, среднеквартальными числами Вольфа, а также со среднегодовыми значениями площади факелов S

и средней дневной для данного года суммарной площадью профиля протуберанцев P . Числа W взяты в [23] и [1], S и P — в [23]. Вычислены коэффициенты корреляции q_1 между n_0 и W , q_2 — между n_0 и S , q_3 — между n_0 и P . Получены следующие результаты: $q_1=0.49$ (число пар коррелируемых величин $v=34$, доверительный интервал $0.22 < q_1 < 0.76$ с вероятностью 0.95 [20]); $q_2=0.63$ ($v=11$, доверительный интервал $0.34 < q_2 < 0.81$ с той же вероятностью определен по способу Р. Фишера

Таблица 2

Комета	\bar{n}_0	\bar{Q}	W	$\frac{S}{10^{-6} S_\odot}$	P
1795	$2.65 \cdot 10^{10}$	$7.83 \cdot 10^{24}$	25.0		
1805	3.62	15.80	29.4		
1829	1.38	13.20	67.6		
1838	1.47	1.32	82.7*		
1842 I	9.86	1.93	26.9		
1848 II	3.10	33.60	100.3		
1852 I	0.138	0.59	65.7*		
1855 III	2.94	9.03	0.40		
1858 VIII	1.67	0.676	80.1		
1862 I	0.342	2.60	62.1*		
1868 III	1.33	5.80	43.8		
1871 V	0.315	2.75	97.8		
1875 II	0.766	3.88	29.1		
1878 II	1.68	8.50	0.0		
1881 VII	11.14	10.96	56.4		
1888 II	0.478	1.52	2.9		
1891 III	1.015	2.50	44.5		
1895 I	2.70	4.08	70.6		
1898 III	0.678	0.80	15.6		
1901 II	1.283	6.59	1.0	29	
1905 I	0.504	2.70	80.5*	2612	
1908 I	0.275	0.612	39.5	2098	
1911 III	1.98	2.08	3.7	459	182
1914 VI	0.162	0.455	10.4	454	346
1918 I	0.931	3.03	72.2	1882	927
1924 III	$0.955 \cdot 10^{10}$	$2.38 \cdot 10^{24}$	23.3	575	511
1928 II	3.54	14.50	74.7	2589	836
1934 III	10.30	8.98	8.8	354	454
1937 VI	0.354	1.20	99.6	3505	1108
1941 V	0.0604	0.146	45.0	1282	645
1947 XI	$2.84 \cdot 10^8$	0.088**	163.6		2035
1951 III	11.40	0.776	55.2*		
1957 VIII	3.00	0.237	158.0		
1961 I	3.60	0.388	57.9		

* Среднеквартальные числа Вольфа.

** Среднее значение по данным наблюдений Бейера.

[9]); $q_3=0.16$ ($v=9$, доверительный интервал — $0.48 < q_3 < 0.69$). Таким образом, наиболее уверенно отмечается корреляция между n_0 и S . Аналогичный результат — активность комет наиболее тесно связана с факельными полями — получен О. В. Добровольским [5].

Известный интерес представляет сопоставление по времени характеристик Q , $A_{\text{эфф}}$ и R , определенных для одинаковых или близких гелиоцентрических расстояний. На рис. 3—6 даны вычисленные в разных появлениях при близких r величины $\lg Q$, $\lg A_{\text{эфф}}$ и $\lg R$, а также соответствующие среднемесячные числа Вольфа. Очень хорошо заметно падение со временем величин Q и $A_{\text{эфф}}$, а следовательно, и n_0 . При $r < 1$ а. е. корреляции Q и $A_{\text{эфф}}$ с W нет. Однако при $r=1.31-1.34$ а. е. ход величин полностью совпадает. По-видимому, по мере удаления от Солнца воздействие корпускулярной радиации на ядро кометы Энке становится более существенным, чем воздействие тепловой радиации.

Величина R_0 , вычисленная по (7'), оказалась весьма устойчивой: она не обнаруживает никакого определенного хода со временем, порядок ее — 10^4 см постоянен, лишь в трех случаях из $86 - 10^3 \text{ см}$. На

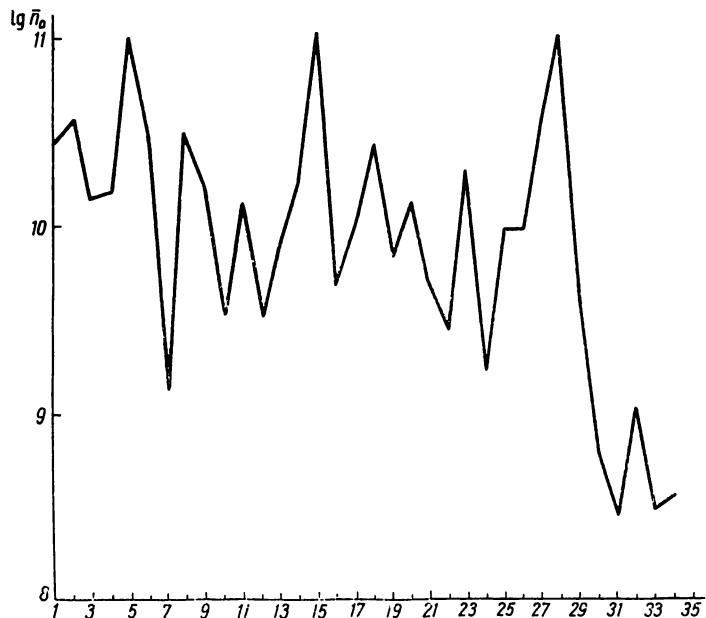


Рис. 1. Вековое изменение средней концентрации молекул вблизи поверхности ядра.

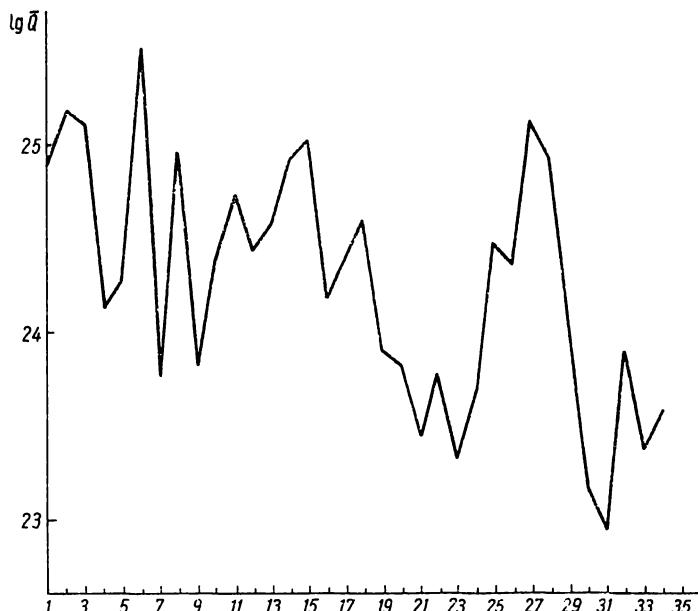


Рис. 2. Вековое изменение средней газовой производительности кометы \bar{Q} (по оси абсцисс обозначены появления кометы, см. табл. 2).

рис. 7 представлена гистограмма распределения величины R_0 , из которой видно, что полученное распределение близко к нормальному. Более подробный анализ подтверждает это предположение. Как известно,

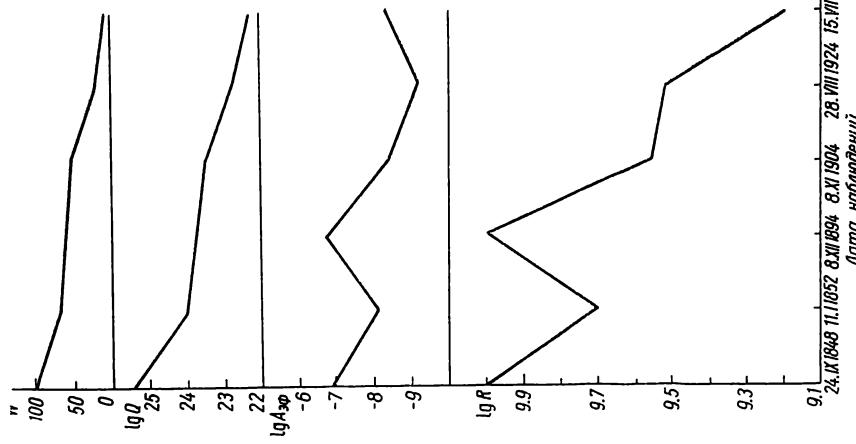


Рис. 3. Величины $\lg R$, $\lg A_{3\phi}$, $\lg Q$, W для $r=0.80 \div 0.82$ а.е. и разных дат наблюдения.

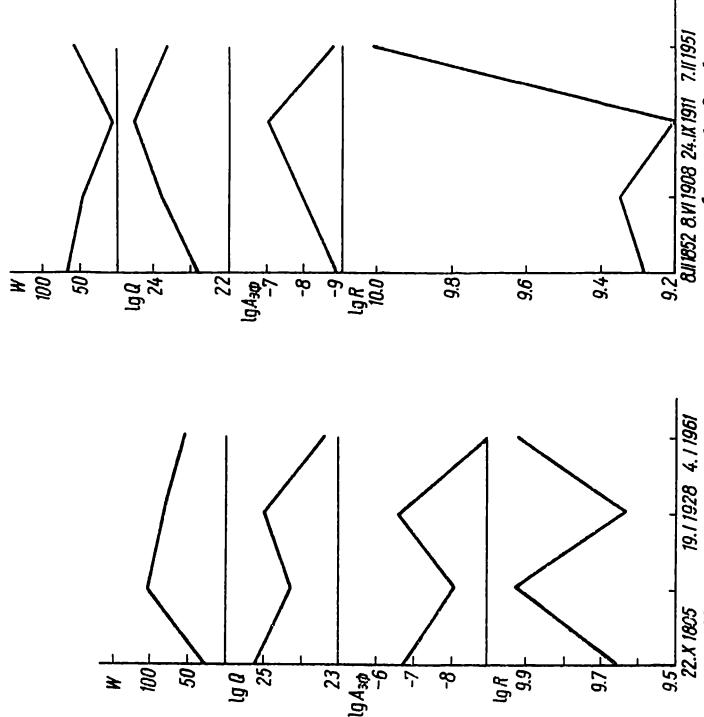


Рис. 4. Величины $\lg R$, $\lg A_{3\phi}$, $\lg Q$, W для $r=0.90 \div 0.93$ а.е. и разных дат наблюдения.

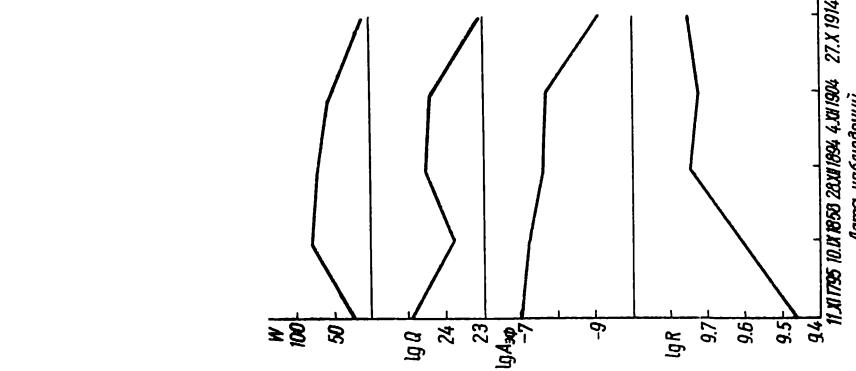


Рис. 5. Величины $\lg R$, $\lg A_{3\phi}$, $\lg Q$, W для $r=0.94 \div 0.96$ а.е. и разных дат наблюдения.

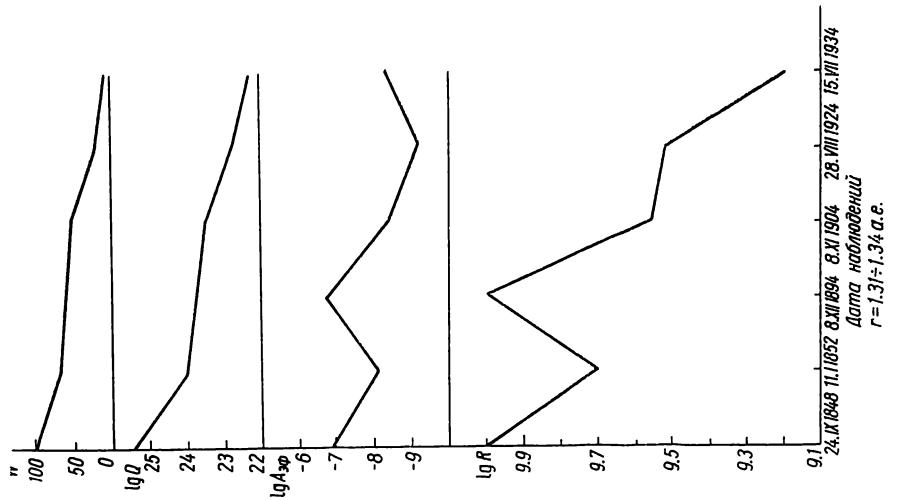


Рис. 6. Величины $\lg R$, $\lg A_{3\phi}$, $\lg Q$, W для $r=1.31 \div 1.34$ а.е. и разных дат наблюдения.

в случае нормального распределения отклонение $R_0 - \bar{R}_0$ (\bar{R}_0 — среднее значение R_0) не должно по абсолютной величине превышать 3σ [21]. В нашем случае ($\bar{R}_0 = 3.9 \cdot 10^4$, $\sigma = 1.82 \cdot 10^4$) это условие полностью соблюдается. Для нормального распределения также должны выполняться соотношения:

$$\frac{\mu_1}{\sigma} = \frac{\mu_3}{\sigma^3} = \frac{\mu_5}{\sigma^5} = \dots = 0; \quad \frac{\mu_4}{\sigma^4} = 3,$$

где μ_i — центральные моменты распределения [21]. Для рассматриваемого распределения

$$\frac{\mu_1}{\sigma} = 0.0031; \quad \frac{\mu_3}{\sigma^3} = 0.0058; \quad \frac{\mu_4}{\sigma^4} = 2.03.$$

Отсюда можно заключить, что эффективный радиус ядра кометы Энке R_0 практически не меняется со временем, а разброс полученных значений R_0 объясняется случайными ошибками наблюдений. Таким образом, для R_0 получаем:

$$R_0 = (3.9 \pm 0.2) \cdot 10^4 \text{ см.}$$

Это не подтверждает предположения Уиппла о линейном убывании диаметра ядра кометы Энке со временем [27].

Из неизменности размеров ядра кометы Энке можно сделать определенные выводы о его возможном строении.

Одним из вариантов является известная модель Уиппла [25, 26]. На поверхности ядра — конгломерата льдов и тугоплавких частиц — в результате испарения льдов постепенно возникает мелкодисперсный поверхностный слой, затрудняющий испарение льдов ядра. Толщина этого слоя в случае круговой орбиты увеличивается по закону:

$$l = l_0 \sqrt{1 + \beta t}, \quad (9)$$

где l_0 и β — постоянные [12]. Формулу (9) можно применять и для эллиптической орбиты, если считать, что в единицу времени единица площади поверхности ядра получает среднее во времени количество солнечного тепла для данной орбиты. Интенсивность испарения газов (а следовательно, и газовая производительность кометы)

$$Q \sim l^{-1} \sim (1 + \beta t)^{-\frac{1}{2}}, \quad (10)$$

где t — возраст кометы [12, 19]. Положим

$$Q = \frac{Q_0}{\sqrt{1 + \beta t}}, \quad (10')$$

где Q_0 — газовая производительность в некоторый начальный момент $t=0$.

Другая возможность состоит в следующем: ядро представляет собой пористую тугоплавкую матрицу, поры которой заполнены льдом.

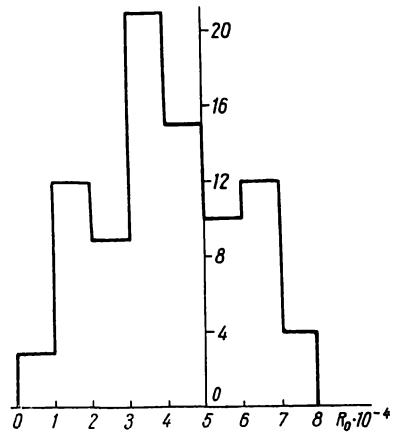


Рис. 7. Гистограмма распределения величины R_0 по данным табл. 1.

Поры достаточно крупные, так что по мере испарения льдов поверхность дисперсный слой не образуется. Форма пор неправильная, размеры — разные. Этим объясняются отдельные всплески газопроизводительной деятельности кометы (см. рис. 2). В процессе испарения льдов ядра вскрываются более или менее крупные поры, частично или полностью заполненные льдом, что приводит к значительным колебаниям величины площади испаряющейся ледяной поверхности.

Фиксируемая при визуальных наблюдениях потеря массы ядра за время dt

$$dM = -4\pi Q m_{C_2} dt \quad (m_{C_2} = 3.99 \cdot 10^{-23} \text{ г}). \quad (11)$$

Рассмотрим отношение dM/M , где M — масса ядра кометы в данный момент времени:

$$M = \frac{4}{3} \pi R_0^3 \delta_n,$$

δ_n — средняя плотность ядра.

Учитывая соотношение (6), получим:

$$\frac{dM}{M} = - \frac{3n_0 v_0 m_{C_2}}{R_0 \delta_n}.$$

Естественно предположить, что средняя интенсивность выделения газовой массы из ядра пропорциональна δ_n , т. е.

$$n_0 v_0 m_{C_2} = \gamma \delta_n, \quad (12)$$

где γ — постоянная. Тогда

$$\frac{dM}{M} = -\lambda dt, \quad (13)$$

$$\lambda = \frac{3\gamma}{R_0}, \quad (14)$$

$$M = M_0 e^{-\lambda t}. \quad (15)$$

Уравнение (13) аналогично дифференциальному уравнению радиоактивного распада.

Из (11) и (15) получаем для производительности молекул C_2 :

$$Q = Q_0 e^{-\lambda t}, \quad (16)$$

$$Q_0 = \frac{\lambda}{4\pi m_{C_2}} M_0. \quad (16')$$

Предположение о том, что в областях, близких к афелию, происходит пополнение массы ядра в результате налипания на него молекул газа и пыли, явно противоречит наблюдаемому вековому падению газовой производительности кометы и потому не может быть принято. Вблизи афелия ($r \sim 4.1$ а.е.) нет молекул и пыли, которые могут взаимодействовать с ядром кометы.

По данным табл. 1 получены способом наименьших квадратов коэффициенты выражения:

$$\lg Q = \lg Q_0 - bt,$$

$\lg Q_0 = 25.0 \pm 0.2$, $b = 0.008 \pm 0.002$, или $Q_0 = 10^{25}$, $\lambda = 0.018$, t — в годах. Затем по этим данным вычислены коэффициенты из (16'): $Q_0 = 10^{25}$, $\beta = 0.79$. По данным табл. 2 определены средние квадратные невязки

условных уравнений. Для (16') и (10') эти невязки соответственно равны $6.6 \cdot 10^{24}$ и $7.4 \cdot 10^{24}$. Таким образом, выражение (16) лучше удовлетворяет наблюденным значениям Q , в связи с чем модель ядра кометы Энке в виде тугоплавкой крупнопористой матрицы с частично заполненными льдом порами следует считать более вероятной. Выражения (16), (16') и (10') при полученных значениях коэффициентов определяют среднюю наблюданную газовую производительность кометы.

Кресак [23], изучавший изменение абсолютного блеска кометы Энке с учетом влияния инструментальных ошибок, указывает, что уменьшение блеска составляет $0^m.033 - 0^m.037$ за одно обращение и $1^m.0 - 1^m.1$ — за 100 лет. Однако результаты Кресака подверглись критике со стороны Секанины, показавшего необоснованность метода, которым они были получены [28]. Согласно Секанине, падение блеска кометы составляет $2 - 4^m$ в столетие.

Сопоставляя выражения (2), (5) и (16'), получим при неизменных r и Δ :

$$\lg \frac{N_1}{N_2} = 0.4\Delta m_0, \quad \lg \frac{Q_1}{Q_2} = b\Delta t, \quad \frac{N_1}{N_2} = \frac{Q_1 R_1 v_{02}}{Q_2 R_2 v_{01}},$$

где индексы 1 и 2 относятся к двум моментам наблюдения, разделенным промежутком времени Δt ; Δm_0 — изменение абсолютной величины кометы за этот промежуток. Радиус головы можно приближенно оценить из известного соотношения

$$R = \frac{\frac{v_0^2}{2g}}{2},$$

где g — ускорение молекул, зависящее от их сорта и r . Для молекул C_2 и данного $r=1$ а. е. можно считать $R \sim v_0^2$, откуда

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{Q_1 v_{01}}{Q_2 v_{02}}.$$

При неизменной начальной скорости v_0

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{Q_1}{Q_2},$$

а

$$\Delta m_0 = 2.5b\Delta t;$$

для $\Delta t = 3.3$ года, $\Delta m_0 = 0^m.066$, для $\Delta t = 100$, $\Delta m = 2^m.5$. Полученные величины полностью сходятся с данными Всехсвятского (за один оборот $\Delta m_0 = 0^m.07$) [3].

По вычисленному из данных наблюдений $\lambda = 0.018 \text{ год}^{-1} = 5.72 \times 10^{-9} \text{ сек}^{-1}$, $Q_0 = 10^{25} \text{ мол}\cdot\text{сек}^{-1}$ можно из (17) оценить начальную массу ядра M_0 и среднюю плотность $\delta_{\text{яр}}$ (на 11. XI 1795 г., см. табл. 1) и из (14) — величину γ : $M_0 = 1.97 \cdot 10^{13} \text{ г}$, $\delta_{\text{яр}} = 0.0079 \text{ г}/\text{см}^3$, $\gamma = 7.44 \cdot 10^{-5}$. Столь малая средняя плотность ядра подтверждает наше предположение о наличии в ядре крупных пор, лишь частично заполненных льдом.

Выражение (15) позволяет оценить относительную потерю массы кометой за время t :

$$\frac{\Delta M}{M} = 1 - e^{-\lambda t}. \quad (17)$$

Из (17) вычисляются $(\Delta M/M)_1$ — потеря массы кометой за один оборот вокруг Солнца и $(\Delta M/M)_T$ — потеря массы за весь период с момента

открытия (1786 г.). Комета (эксцентриситет орбиты — 0.848, большая полуось — 2.22 а. е.) обычно наблюдается при $0.338 \leq r \leq 2$ а. е., что составляет $\tau = 0.661$ года. Наблюдения и теория [12, 14] показывают, что испарение льдов H_2O и типа H_2O под действием солнечного тепла происходит лишь при $r < 2$ а. е. При $t = \tau$ ($\Delta M/M$)₁ = 0.01; при $t = T = 55\tau$ — ($\Delta M/M$)_T = 0.48. Таким образом, за один оборот комета Энке теряет примерно 1% наличной массы; с момента открытия за 55 оборотов около Солнца комета потеряла 48% своей первоначальной массы.

Уиппл [25, 26] и Дубяго [8] оценивали $\Delta M/M$ по вековому ускорению кометы, вызванному реактивной силой, возникающей при выделении газов из ядра. По Уипплу, относительная потеря массы составляет 0.48% (до 1865 г.) и 0.2% (после 1865 г.), по Дубяго, — 0.3—1% за оборот. Эти значения, видимо, несколько занижены, так как указанные авторы рассматривали односторонний выход газов на «дневной» части ядра. Так, разность максимальной «дневной» и минимальной «ночной» температур для ядра из льдов H_2O при периоде вращения 6 ч составляет всего около 20° [12]. Реактивная сила вызывается разностью интенсивностей испарения на «дневной» и «ночной» сторонах ядра. Эта разность и рассматривается в расчетах Уиппла и Дубяго.

Выражения (2), (5') и (16') позволяют определить время t_m , когда комета будет иметь определенную абсолютную яркость. Наиболее мощный современный телескоп с отверстием $D=5$ м позволяет визуально наблюдать объекты 20—21 звездной величины [16]. Пусть $m=21^m$ ($r=\Delta=1$ а. е.), тогда $N=1.43 \cdot 10^{25}$. Диаметр головы можно оценить из эмпирического соотношения, выведенного О. В. Добровольским и Р. С. Ошеровым [6]:

$$m = 14.8 - 7.8 \lg d'.$$

Отсюда $d=0'.16$, $R=3.52 \cdot 10^8$ см, $Q=6.2 \cdot 10^{20}$ моль · сек⁻¹, $t_m=526$ лет. Абсолютную величину $m=21^m$ комета будет иметь в 2221 г. или, если учесть ошибки коэффициентов в (16'), между 2196 и 2520 гг.

ЛИТЕРАТУРА

1. Витинский Ю. И. Прогнозы солнечной активности. Изд-во АН СССР, М., 1963.
2. Всехсвятский С. К. Физические характеристики комет. ГИТТЛ, М., 1958.
3. Всехсвятский С. К. Физические характеристики комет, наблюдавшихся в 1954—1960 гг. «Наука», 1966.
4. Всехсвятский С. К. Кометы 1961—1965 гг. «Наука», 1967.
5. Добровольский О. В. Кометы. «Наука», 1966.
6. Добровольский О. В., Ошеров Р. С. — ДАН Тадж. ССР, 1967, 10, 2, 12.
7. Добровольский О. В., Маркович М. З., Ошеров Р. С. — См. наст. сб.
8. Дубяго А. Д. — Астр. журн., 1948, 25, 361.
9. Дунин-Барковский И. В., Смирнов Н. В. Теория вероятностей и математическая статистика в технике (общая часть), М., 1955.
10. Коноплева В. П. — Труды Сталинабад. астр. обсерв. Изд-во АН Тадж. ССР, 1954, 20, 33.
11. Маркович М. З. — Изв. отд. геол.-хим. и техн. наук АН Тадж. ССР, 1961, вып. I, 15.
12. Маркович М. З. Температура кометных ядер. Канд. дисс., 1962.
13. Маркович М. З. — Бюлл. Ин-та астроф. АН Тадж. ССР, 1962, 31.
14. Маркович М. З., Тулекова Л. Н. — В кн.: Кометы и метеоры. «Дониш», Душанбе, 1969, 17.
15. Маркович М. З., Тулекова Л. Н. — В кн.: Проблемы космической физики. Изд-во КГУ, К., 1968, 3.
16. Мартынов Д. Я. Курс практической астрофизики. «Наука», М., 1967.
17. Можнач Д. О. — В кн.: Активные процессы в кометах. «Наукова думка», К., 1967, 12.
18. Ошеров Р. С. — В кн.: Физика комет и метеоров. «Наукова думка», К., 1966, 67.
19. Рийвес В. Г. Фотометрические исследования комет. Автореферат докт. дисс. Тарту, 1968.

20. Смирнов Н. В., Дунин-Барковский И. В. Курс теории вероятностей и математической статистики. «Наука», М., 1965.
21. Щиголов Б. М. Математическая обработка наблюдений. Физматгиз, М., 1962.
22. Landolt-Börgenstein. Zahlenwert und Funktionen aus Physik, Chemie Astro-nomie, Geophysik und Technik, Bd. III, Springer—Verlag, 1952.
23. Kresak L. — Bull. Astr. Instit. Czechoslovakia, 1965, 16, 6, 348—355.
24. Vanysek V. — Bull. Astron. Instit. Czechoslovakia, 1965, 16, 6, 348—355.
25. Whipple F. L. — Astrophys. J., 1950, 111, 375.
26. Whipple F. L. — Astrophys. J., 1951, 113, 464.
27. Whipple F. L., Douglas-Hamilton D. H. — Spec. Rept. Smithsonian Inst. Astrophys. Obs., 1965, 181.
28. Секанина З. — В кн.: Астрометрия и астрофизика, 4, Физика комет. «Науко-ва думка», К., 1969, 54.

PHYSICAL CHARACTERISTICS OF THE COMET ENCKE

M. Z. MARKOVICH, L. N. TULENKOVA

Summary

On the basis of the analyses of visual observations of the brightness and head diameter of the comet, which has appeared 34 times, a conclusion is drawn on the structure of its nucleus.

The nucleus is a porous formation from refractory material and ice. The radius of the nucleus is $(3.9 \pm 0.2) \cdot 10^4$ cm, average density is 0.0079 g/cm^3 in 1795 when it was discovered. From that time the comet lost 48% of its initial mass.

ПРЯМЫЕ СНИМКИ КОМЕТ С ШИРОКОПОЛОСНЫМИ И УЗКОПОЛОСНЫМИ ФИЛЬТРАМИ

В. П. Коноплева, Г. А. Гараздо-Лесных

(ГАО АН УССР, г. Киев)

Для уточнения современных представлений о процессах, происходящих в кометах под действием солнечной радиации и космических лучей, необходимы систематические спектральные и фотометрические наблюдения как ярких, так и слабых комет. Наиболее полную информацию о химическом составе и концентрации различных компонентов в головах комет могут дать спектроскопические и спектроэлектрофотометрические наблюдения с крупными телескопами [17]. К сожалению, последние до недавнего времени использовались только для наблюдений некоторых ярких комет. Поэтому наблюдения комет с телескопами средних размеров (зеркало с $D \leq 1 \text{ м}$) все еще весьма актуальны, особенно при использовании электронных усилителей яркости и телевизионной техники. Весьма ценные спектры, полученные с объективной призмой, электрофотометрические и электрополяриметрические измерения с узко- и широкополосными фильтрами, а также поверхностная фотометрия прямых монохроматических снимков комет. Методика абсолютной спектрофотометрии комет детально описана Е. Б. Костяковой [10—12], а проблемы фотоэлектрических измерений с фильтрами — В. Ванысеком [5]. Далее рассмотрим задачи и методику монохроматической поверхностной фотометрии комет.

Прямые монохроматические снимки кометных голов можно получить с длиннофокусными астрографами и рефлекторами, выделяя излучение соответствующих радикалов и узких участков непрерывного спектра цветными или интерференционными фильтрами.

На прямом монохроматическом снимке получается изображение всей головы кометы. Поэтому можно найти распределение поверхно-

стной яркости в любом интересующем направлении, в то время как при фотоэлектрических наблюдениях с диафрагмами разных размеров выводится усредненное распределение по пяти-шести точкам, либо делается один фотометрический разрез, проходящий через ядро кометы. Однако полоса пропускания стеклянных фильтров, используемых для получения прямых снимков комет, очень широкая и наблюденные фотометрические профили соответствуют смеси нескольких полос и непрерывного спектра.

В случае интерференционных фильтров полоса пропускания может быть достаточно узкой, но все они имеют довольно широкие крылья. Кроме того, полоса пропускания этих фильтров зависит от угла падения лучей, и при значительных размерах кометы эффективная длина волны в разных частях изображения различная. Поэтому в наблюденное распределение поверхностной яркости надо вводить соответствующие поправки. Все это затрудняет интерпретацию наблюдений и сравнение эмпирических профилей кометных голов с теоретическими моделями. Существенным недостатком метода является и то, что при отсутствии чувствительных приемников радиации в течение одной ночи можно получить лишь один или несколько снимков в свете полосы излучения какой-либо молекулы и избранного участка непрерывного спектра, хотя наибольший интерес представляет сопоставление распределения поверхностной яркости в различных монохроматических лучах в один и тот же момент времени.

Несмотря на отмеченные недостатки, прямые снимки комет могут быть весьма полезными для понимания физики комет, особенно в сочетании со спектральными и фотоэлектрическими наблюдениями.

Отождествленные эмиссии в кометах

В спектрах комет отождествлены [6, 8, 16, 21—23] полосы излучения нейтральных молекул CN, C₂, C₃, CH, OH, NH, NH₂, ионов CH⁺, OH⁺, CO⁺, N₂⁺, CO₂⁺ и линии атомов различных элементов. Из последних особенно интенсивны запрещенные линии OI (λ 5577, 6300, 6364 Å) (кометы 1937 V, 1941 I, 1941 VIII, 1947 XII, 1948 I, 1948 IV, 1948 XI, 1957 III, 1957 V) и наблюдающиеся на $r < 1$ а. е. линии Na (D_1 и D_2). На $r \approx 10^{-2}$ а. е. спектр ярких комет (1882 II, 1965 VIII) аналогичен спектрам метеоров. Вблизи Солнца в спектре кометы 1965 VIII, кроме линий Na, наблюдались также линии FeI, FeII, CaI, CaII, NiI, AlI, KI, MgI, MnI, CrI, CuI [19, 24].

Нейтральные молекулы формируют голову, а ионы CO⁺, N₂⁺ и CO₂⁺ — хвост кометы. Некоторая неопределенность существует относительно ионов CH⁺ и OH⁺. Обе эмиссии найдены в спектре центральной части головы кометы, а OH⁺ замечен и в хвосте. Присутствие в хвосте излучения CH⁺ также кажется вероятным; оно не обнаружено, по-видимому, из-за слабости этой эмиссии.

Излучающие нейтральные молекулы образуются вблизи ядра благодаря диссоциации более сложных родительских молекул и затем разрушаются при диссоциации или ионизации. В зависимости от времени жизни того или иного радикала он наблюдается либо только в окрестности ядра, либо распространяется на значительные расстояния от последнего. Так, молекулы C₃, CH, NH₂ сконцентрированы в центральной части головы, а излучение CN (фиолетовая система полос) простирается до 150—200 тыс. км от ядра. На каком расстоянии от ядра появляются ионы — пока неизвестно. В случае кометы 1960 II Бернема К. Вурм [25] нашел, что ионы CO⁺ присутствовали уже на расстоянии 5000—6000 км от ядра. На расстояниях от Солнца, меньших 1.5 а. е., большая часть комет имеет непрерывный спектр, который

обычно наблюдается только в центральной части головы кометы (ядро и его окрестности), но иногда прослеживается и довольно далеко от ядра (1957 III Аренда—Ролана). Непрерывный спектр характерен также для хвостов II и III типов, по классификации Бредихина. У некоторых комет (1955 VI Бааде, 1956 I Харо—Чавира, 1957 VI Виртанена и др.) были пылевые хвосты даже на гелиоцентрических расстояниях $r=4-5$ а. е. [20]. Появлялись, однако, и кометы, у которых непрерывного спектра практически не было. Примером могут служить кометы Энке и 1908 III Морхауза.

Характер спектра и относительные интенсивности эмиссионных полос даже у одной и той же кометы значительно меняются с расстоянием от Солнца [6, 22, 23]. При этом, согласно П. Свингсу, отношения интенсивностей CN/C₂, C₃/CH и C₃/CN систематически возрастают с увеличением расстояния от Солнца.

Выделение эмиссий головы кометы

В табл. 1 приводится список полос радикалов и узких участков непрерывного спектра (континуума), в свете которых желательно построение монохроматических профилей кометных голов. При составлении этого списка использованы данные работ [8, 17, 18, 21—24]. Указанные границы спектральных участков рекомендуются для наблюдений с помощью спектроэлектрофотометров, а также для электрофотометрических измерений с узкополосными фильтрами.

Таблица 1

Эмиссия	Участок спектра, Å	λ_m , Å		Эмиссия	Участок спектра, Å	λ_m , Å
OH	3077—3160	3090, 3140	C ₂	5112—5167	5164	
NH	3349—3374	3358	Конт.	5184—5280	—	
Конт.	3585—3673	—	OI	—	5577	
CN	3850—3884	3882	C ₂	(5466—5634)	5634	
Конт.	3910—3948	—	Конт.	5637—5700	—	
C ₃	4010—4077	4052	NH ₂	5700—5743	5706	
Конт.	4140—4178	—	Na	—	5890, 5896	
CN	4192—4216	4214	OI	—	6300, 6364	
CH	4295—4315 (4281—4348)	4313	Конт.	6413—6466	—	
			NH ₂	6592—6621	—	
Конт.	4384—4474	—	CN?	(7858—7957)	7906	
C ₂	4667—4737	4713	CN?	(8046—8164)	8106	
Конт.	4748—4837	—				

При фотографических наблюдениях, учитывая отмеченные недостатки метода, не следует стремиться к выделению большого числа полос и участков непрерывного спектра. Можно ограничиться получением монохроматических снимков кометы в свете нескольких наиболее интенсивных (или наиболее характерных для данной кометы) эмиссий, например, основной полосы (0—0) CN вблизи λ 3883 Å и полосы (1—0) C₂ вблизи λ 4737 Å. Желательно также получить снимки кометы в свете соседних участков непрерывного спектра. Это можно сделать с помощью узкополосных фильтров. Поскольку физические процессы в кометах развиваются очень быстро и их характер непрерывно меняется, необходимы систематические наблюдения в течение всего периода видимости кометы. Обычно полосу (0—0) CN выделяют фильтром Шотта UG2, а полосу (1—0) C₂ — желтым фильтром (в обоих случаях в сочетании с несенсибилизированной эмульсией). В последние годы значительно расширился ассортимент эмульсий для научных целей, а отечественная

промышленность освоила производство разнообразных цветных и интерференционных фильтров, которые можно использовать для выделения кометных эмиссий.

Достаточно узкие участки непрерывного спектра можно выделить либо интерференционными фильтрами с $\lambda_{\text{макс}} \approx 360, 393, 416, 443, 479, 523, 567, 644 \text{ мкм}$, либо комбинированными светофильтрами с $\lambda_{\text{макс}} = 360, 420, 440, 480, 560, 640 \text{ мкм}$, кривые пропускания которых приведены в Каталоге цветного стекла *.

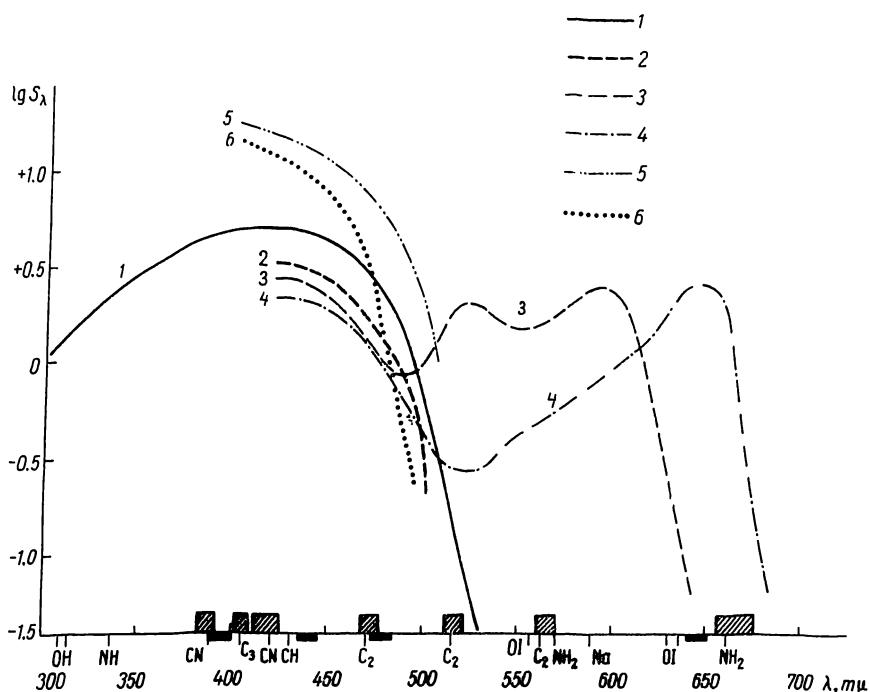


Рис. 1. Кривые спектральной чувствительности фотоматериалов:
1 — КОДАК ОаО, 2 — астрономическая пленка повышенной чувствительности А-500,
3 — А-600, 4 — А-660, 5 — ОРВО ZU-1, 6 — ОРВО ZU-2
■ — ширина пропускания интерференционных фильтров, выделяющих излучения кометных голов, ■ — то же для соседних участков непрерывного спектра.

Кривые спектральной чувствительности фотоматериалов, подходящих для фотометрических наблюдений комет, приведены на рис. 1. Они построены по данным работ [1, 2, 9]. В области 300—400 мкм чувствительность пластинок ОРВО ZU-1 и ОРВО ZU-2 [18], пленок А-500 и пластинок КОДАК ОаО достаточно высока, что позволяет использовать их для регистрации излучения ($\text{O}-\text{O}$) CN.

На рис. 1 отмечены длины волн, соответствующие максимумам характерных излучений кометных голов и ширина пропускания интерференционных фильтров, с которыми будут производиться наблюдения комет в ГАО АН УССР (Киев, Голосеево).

Указанные интерференционные фильтры ($D \sim 40 \text{ мм}$) достаточно однородны и выделяют сравнительно узкие участки спектра (полуширина пропускания 8—16 мкм). Пропускание в максимуме составляет 23—54 %. Кроме того, пользуясь Каталогом цветного стекла и данными о спектральной чувствительности фотоматериалов, авторы подобрали несколько комбинаций фильтров и эмульсий для получения прямых снимков кометных голов в излучениях CN, C₂, C₃, NH₂. Сведения об

* Изд-во «Машиностроение», 1967.

этих комбинациях даны в табл. 2. Следует заметить, что с интерференционным фильтром $\lambda 405 \text{ m}\mu$ можно использовать любую несенсибилизированную эмульсию.

С помощью спектросенситометра ИСП-73 [7] изучено относительное распределение чувствительности для четырех участков спектра (излучения C_2 , NH_2), выделенных 9 комбинациями светофильтров и фотоматериалов. Эти области приведены в табл. 3. Светофильтры устанавливались перед щелью прибора. На каждом негативе получены 13 полей спектросенситограммы, соответствующих различным диафрагмам модулятора экспозиции. Выдержка при экспонировании спектросенситограмм регламентировалась затвором и составляла 1/20 сек. Все нега-

Таблица 2

$\lambda, \text{ m}\mu$	Излучение	Фотоматериалы	Фильтры
388	CN	A-500, КОДАК ОаО, OPBO ZU-2, OPBO ZU-1	УФС 6+ПС 13, ИФ 388, УФС 6+СС 14 БС 8+ПС 13
391—395	Конт.	—	ИФ 394
405	C_3	OPBO ZU-1	СС 4, ПС 13, ИФ 405
421	CN	A-500, OPBO ZU-1, OPBO ZU-2,	ИФ 419
438—447	Конт.	—	ИФ 440
474	C_2	A-500, КОДАК ОаО, OPBO ZU-2, OPBO ZU-1	ЖС 12, ИФ 473
475—484	Конт.	—	ИФ 478
517	C_2	A-600	ЖС 17+СЗС 20, ИФ 517
564—570	Конт.	—	ИФ 566
571	NH_2	A-660	ЖС 18, ОС 14
641—647	Конт.	—	ИФ 645
662	NH_2	A-600	КС 13

Примечание: ИФ --- интерференционный фильтр.

Таблица 3

№ комбинации	Излучение	$\lambda, \text{ m}\mu$	Фотоматериалы	Фильтры	Толщина фильтра, мм
1	C_2	474	OPBO ZU-1	ЖС 12	4.3
2	C_2	474	OPBO ZU-1	ИФ 473	
3	C_2	474	OPBO ZU-2	ЖС 12	4.3
4	C_2	474	OPBO ZU-2	ИФ 473	
5	C_2	474	A-500	ЖС 12	4.3
6	C_2	474	A-500	ИФ 473	
7	C_2	517	A-600	ИФ 517	
8	NH_2	571	A-600	ЖС 18	4.6
9	NH_2	662	A-660	КС 13	4.6

тивы проявлены в стандартных условиях. Фотометрическая обработка выполнена на микрофотометре МФ-4. Запись регистрограмм производилась на ленте самописца ЭПП-09. Фотометрические разрезы для всех комбинаций сделаны вдоль дисперсии по полям спектросенситограммы, у которых максимальное значение оптической плотности почернения находилось в пределах $D_m=0.6—1.5$.

Характеристические кривые для использованных фотоматериалов, за исключением пленки А-600, построены по спектросенситограммам, полученным без светофильтров через 5—10 $\text{m}\mu$ в координатах W (см. ниже) и

$$\lg H_\lambda = \lg E_\lambda - \Delta_n + \lg a + \lg t.$$

Здесь a — ширина щели (мм), Δ_n — оптическая плотность дырчатого ослабителя, соответствующего полю спектросенситограммы, на котором измеряется плотность почернения D_n . E_λ — плотность монохроматического потока с длиной волны λ в фокальной плоскости прибора ($a=1$ мм, $\Delta=0$), t — время освещения (сек), даваемое затвором.

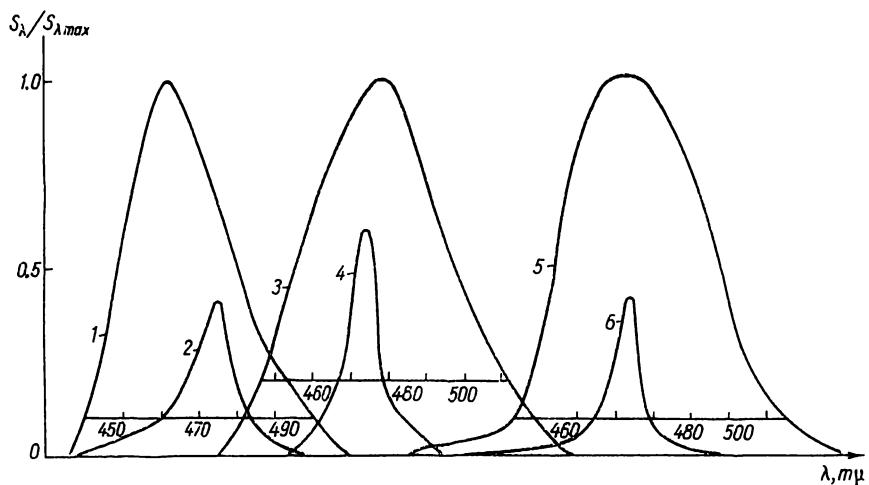


Рис. 2. Комбинации светофильтров и фотоматериалов, выделяющие излучение C_2 ($\lambda 474 \text{ m}\mu$) (см. табл. 3).

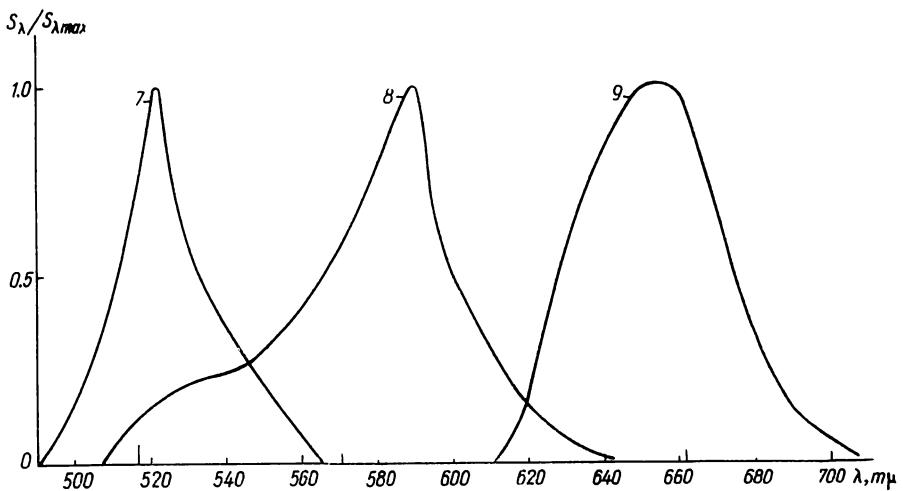


Рис. 3. Спектральные области, выделяемые комбинациями светофильтров и фотоматериалов (см. табл. 3):
7 — C_2 ($\lambda 517 \text{ m}\mu$), 8 — NH_2 ($\lambda 571 \text{ m}\mu$), 9 — NH_2 ($\lambda 662 \text{ m}\mu$).

Значения E_λ , Δ , a и t взяты по аттестату прибора. Характеристические кривые для пленки А-600 построены в координатах $\lg H_\lambda$ и P_t (см. ниже).

Интересно отметить, что в случае эмульсии ОРВО ZU-1, ZU-2 и А-500 характеристические кривые в исследуемом спектральном интервале оказались практически параллельными.

Относительное распределение спектральной чувствительности ($S_\lambda / S_{\lambda \max}$) для комбинаций 1—6 приведено на рис. 2, а 7—9 — на рис. 3. По оси абсцисс отложены длины волн в $\text{m}\mu$. Кривые для

полосы C_2 , выделяемой интерференционным фильтром $\lambda_{\max}=473 \text{ м}\mu$ (комбинации 2, 4, 6) построены в долях $S_{\lambda \max}$ для стеклянного фильтра ЖС 12 (рис. 2).

Калибровка и стандартизация

Калибровку монохроматических снимков комет целесообразно проводить с помощью нейтрального клина. В этом случае для построения изофот можно использовать метод эквиденсит, подробно описанный в [3, 4]. Клин необходимо проградуировать в свете того же участка спектра, который вырезается фильтрами, использовавшимися при монохроматических наблюдениях комет. Методика градуировки ослабителей подробно описана в [13, 14]. Фотометрическую шкалу лучше всего наносить на исследуемый негатив с той же выдержкой, с которой получен снимок кометы. Для повышения точности фотометрии и сокращения времени лабораторной обработки шкалу желательно впечатывать одновременно с наблюдением кометы. Если нет другой возможности, то при калибровке можно использовать непрерывный спектр, полученный через нейтральный ступенчатый ослабитель. Для построения характеристической кривой делается фотометрический разрез поперек дисперсии вблизи эффективной длины волны комбинации фильтр плюс эмульсия, использовавшейся для получения монохроматического снимка кометы.

Большое значение имеет получение точных данных в области недодержек, поскольку внешние области изображений головы кометы всегда очень слабые. Характеристическая кривая должна быть надежной не только в области нормальных почернений, но и в области недодержек. Этого можно достичь с помощью преобразования, предложенного В. К. Прокофьевым [14] для спрямления характеристической кривой в области недодержек. Если фотометрия выполняется с помощью микрофотометра, то оптическая плотность почернения

$$D = \lg \frac{\Phi}{N},$$

где Φ и N — отсчеты, соответствующие фотографической вуали и измеряемому участку калибровочной шкалы. Введя новую величину

$$W = \lg \left(\frac{\Phi}{N} - 1 \right),$$

построим характеристическую кривую в координатах W и $\lg I$ (или $\lg H$). Здесь I — интенсивность источника света, H — количество освещения (количество лучистой энергии, упавшей на пластинку). На рис. 4 изображена характеристическая кривая в фотографических лучах для негатива № 5580 с изображением кометы 1957 III Аренда—Ролана, полученного 26 апреля 1957 г. в Пулково с нормальным астрографом на пластинах КОДАК ОаО. Можно видеть, что в случае неразложенного света характеристическая кривая в координатах W и $\lg I$ в области недодержек уверенно аппроксимируется прямой линией. Такая зависимость имеет место и для некоторых узких участков спектра. В случае монохроматического излучения (спектры, прямые снимки с узкополосными фильтрами) можно использовать функцию вида

$$P_l = lD + (1-l)W = W + l(D-W),$$

которую В. К. Прокофьев назвал *собственным преобразованием*. При $l=0$ собственное преобразование $P_l=W$. Константу l необходимо определить для каждой длины волны λ [14]. Функция P_l хорошо представ-

ляется прямой для $D > 0.10$. При этом коэффициент «контрастности» $\gamma_P > \gamma$, а $l(\lambda) < 1$. Представив спрямленную характеристическую кривую в аналитическом виде, можем значительно ускорить нахождение искомых величин.

Стандартизацию монохроматических наблюдений комет можно проводить либо по внефокальным изображениям звезд, либо с помощью лабораторных эталонов. Использование последних весьма перспективно, но этот метод нуждается в специальном исследовании. При поверхно-

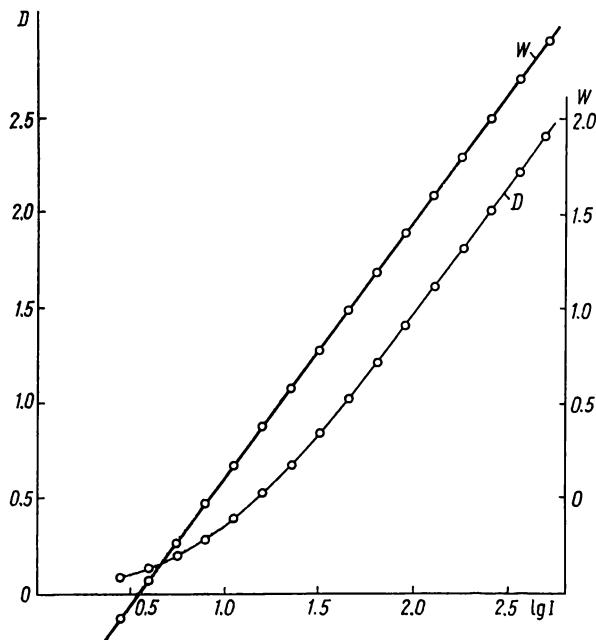


Рис. 4. Характеристическая кривая для негатива № 5580 (Пулково, комета 1957 III).

стной фотометрии комет яркость удобно выражать в астрономических единицах освещенности на 1 $сек^2$ дуги. Звездная величина на 1 $сек^2$ дуги в данной точке изображения кометы вычисляется по формуле:

$$m_k = m_3 + 2.5 \lg \frac{\pi (d'')^2}{4} - 2.5 \lg \frac{b_k}{b_3},$$

где m_3 — блеск звезды сравнения, выраженный в звездных величинах, d'' — диаметр изображения звезды сравнения в секундах дуги, $\lg \frac{b_k}{b_3}$ — логарифм отношения яркости кометы к эффективной яркости диска звезды, который находится с помощью характеристической кривой. Кометы и звезды сравнения (фотометрический стандарт) фотографируются с одинаковой выдержкой на равных зенитных расстояниях по возможности в более близкие моменты времени на кусках одной и той же пластиинки или, в крайнем случае, на пластиинках из той же коробки. Проявляют снимки кометы, стандарта и фотометрической шкалы одновременно.

Определение средней оптической плотности почернения внефокального диска звезды во многих случаях весьма сложная задача. При наблюдениях с рефлекторами, а также телескопами систем Шмидта или Максутова, внефокальные изображения звезд имеют вид колец, так как центральная часть зеркала экранируется вспомогательным зеркалом или кассетным устройством. Распределение плотности почернения по

диску или кольцу часто бывает неравномерным. В каждом конкретном случае нужно использовать наиболее подходящие приемы. Некоторые примеры вычисления средней оптической плотности почертения внефокальных дисков звезд рассмотрены в [15] (круговые и некруговые изоденсы).

Задачи поверхностной фотометрии комет

Каждая яркая комета в течение нескольких недель вблизи перигелия бывает достаточно активной. При систематических наблюдениях можно собрать значительный материал для изучения процессов, протекающих в атмосферах комет под действием солнечной радиации и при взаимодействии с солнечным ветром, корпускулярными потоками и космическими лучами. Сопоставление наблюденного распределения поверхностной яркости в монохроматических лучах с теоретическими моделями позволит определить зоны образования и разрушения различных радикалов, время их жизни, начальную скорость выделения газовых и пылевых частиц из ядра и околоядерной области, приобретаемые ими ускорения, газовую и пылевую производительность ядра, оценить концентрацию и массу газовой и пылевой компонент головы кометы, а также изменение этих характеристик с расстоянием от Солнца и в зависимости от других факторов, действующих на кометы.

При наличии достаточного количества монохроматических профилей и оценок интегрального блеска кометы в излучениях CN, C₂ и других радикалов, можно исследовать влияние различных показателей солнечной активности на продуцирование этих молекул. Сопоставление кривых блеска с ежесуточными монохроматическими профилями и анализ их изменений с течением времени позволяют уточнить механизм свечения исследуемых молекул. Средние монохроматические профили молекулярных полос CN, C₂, C₃, CH и других радикалов значительно различаются между собой и изменяются со временем. Исследование особенностей этих изменений, в том числе степени асимметрии профилей полос различных радикалов, представляет значительный интерес для физики комет. Д. Малес [17] выявил существенные систематические уклонения профилей отдельных вращательных линий от среднего профиля полосы у комет 1960 II Бернема и 1963 I Икейя. Выявление и анализ этих различий у других комет весьма полезны для уточнения теоретических моделей формирования кометных атмосфер. Поэтому спектры высокого разрешения желательно получать для каждой доступной кометы и использовать их для изучения изменений профилей отдельных линий вращательной структуры и средних профилей колебательной полосы. Исключительную ценность представляют профили, полученные с большим пространственным разрешением. В табл. 4 показано пространственное разрешение (км), которое, согласно расчетам Д. Малеса [17], необходимо для выявления зон образования и разрушения наблюдаемых радикалов. Здесь τ — время жизни в часах, v_m — максимальная скорость, которая соответствует максвелловскому распределению материнских молекул, выделяющихся из окрестности ядра симметрично во всех направлениях. Заметим, однако, что теоретическая модель, рассмотренная Д. Малесом, нуждается в уточнении.

Особенно ценными для сопоставления с теоретическими моделями являются крупномасштабные ($M \leq 10''/\text{мм}$) монохроматические профили

Таблица 4

$\tau, \text{ч}$	$v_m, \text{км/сек}$		
	0.1	0.3	1.0
0.25	90	270	900
1.0	360	1080	3600
4.0	1440	4320	14400

комет, близких к Земле. Снимки комет с таким масштабом можно получить не только с крупными, но и со средними телескопами. Однако в этом случае необходимы приемники радиации, чувствительные к слабым световым потокам.

Фотографии комет в интегральном свете (без светофильтров), полученные со светосильными камерами, можно использовать для изучения структуры хвостов, для определения физических параметров газовых потоков и пылевой компоненты, а также характеристик межпланетной среды, взаимодействовавшей с атмосферами комет.

ЛИТЕРАТУРА

1. Брейдо И. И., Маркелова А. А. — Изв. ГАО АН СССР, 1958, 31, 3, 162.
2. Брейдо И. И. — Информ. сообщ. Астросовета АН СССР, 1967, 11.
3. Брейдо И. И., Чеботарева Т. П. — Изв. ГАО АН СССР, 1966, 24, 4, 159.
4. Брейдо И. И., Ермошина К. П. — Астр. журн., 1968, 45, 4, 865.
5. Ваныsek B. — Астрометрия и астрофизика, 1969, 4, «Физика комет», 127.
6. Всехсвятский С. К. Природа и происхождение комет и метеорного вещества. «Просвещение», М., 1967.
7. Горюховский Ю. Е., Левенберг Т. М. Общая сенситометрия. «Искусство», М., 1963.
8. Добровольский О. В. Кометы. «Наука», М., 1966.
9. Докучаева О. Д., Мейклляр П. В. — Астрон. цирк. АН СССР, 1967, 430, 6.
10. Костякова Е. Б. — Сообщ. ГАИШ, 1965, 139, 24.
11. Костякова Е. Б. — В кн.: Проблемы кометной фотометрии. «Наукова думка», 1967, 65.
12. Костякова Е. Б. — В кн.: Проблемы космической физики, 1968, 3, 72.
13. Нагибина И. М., Прокофьев В. К. Спектральные приборы и техника спектроскопии. «Машиностроение», Л., 1967.
14. Прокофьев В. К. Фотографические методы количественного спектрального анализа металлов и сплавов, ч. II. Изд-во техн.-теорет. лит., М.—Л., 1951.
15. Сытинская Н. Н. Абсолютная фотометрия протяженных небесных объектов, Изд-во ЛГУ, Л., 1948.

DIRECT PHOTOGRAPHS OF COMETS WITH COLOUR AND INTERFERENCE FILTERS

V. P. KONOPEL'VA, G. A. GARAZDO-LESNYKH

Summary

Methods and possibilities of cometary research by means of monochromatic surface photometry are discussed. The eleven combinations of photographic emulsions with filters are selected to obtain the shapes of the CN-, C₂-, C₃-, NH₂- heads of comets.

The authors note that useful data can be obtained not only with the large telescopes, but also with the moderate ones equipped with the modern electronic image intensifier.

АБСОЛЮТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ КОМЕТНЫХ ЯДЕР* ПО ФОКАЛЬНЫМ ИЗОБРАЖЕНИЯМ ЗВЕЗД

К. И. Чурюмов

(Киевский гос. университет им. Т. Г. Шевченко)

Для области фотографических недодержек можно использовать фокальные изображения звезд для стандартизации фотопластинок, так как средняя фотографическая плотность почернения некоторой площади пластиинки является однозначной функцией интегрального блеска, не-

* Имеется в виду фотометрическое ядро. (Прим. ред.).

зависимо от структуры фотографического изображения и распределения яркостей по данной площади [1, 2, 3].

Однако область недодержек ограничена плотностью 0.6. Поэтому метод Рийвеса применим для внешних частей комы и слабых хвостов комет. Для фотометрии более плотных образований, например ядер комет, необходимо получать снимки с короткими экспозициями, что обеспечит попадание плотных деталей в область недодержек.

На кафедре астрономии Киевского университета при фотографировании комет на короткофокусных камерах Астропетцваль (12/60 см) и Телемар (15/100 см) получен обширный материал (Икейя—Секи 1967 г, Хонда 1968 г и др.). Большая часть негативов получена в фокусе камер. Гидрование велось по комете. Поэтому изображения звезд имели вид черточек (штрихов), оптическая плотность почернения которых, как и в случае ядра кометы, находилась в области нормальных почернений (0.6—1.8). Для фотометрии собранного материала применена следующая методика.

Штрихи звезд, лежащие в области нормальных экспозиций, использовались как калибровочные ступеньки для построения характеристической кривой каждой пластиинки. Фотометрирование проводилось на микрофотометре МФ-4.

Чтобы получить средние эффективные плотности звездных штрихов, необходимо для каждой в отдельности звезды подбирать свою щель фотометра. Отсчет по логарифмической шкале микрофотометра, полученный при наведении на звезду, сравнивался при той же щели с отсчетом на площадку постоянной плотности. Если в качестве такой площадки выбрать прозрачную пластиинку такой же толщины, как и измеряемая, и установить по ней нулевой отсчет по логарифмической шкале, то отсчет на звезду даст истинное значение фотографической плотности данного места фотопластиинки (т. е. суммарную плотность звезды и фона). Плотность фона измеряется возле каждой звезды при той же щели.

Усреднение по всей звезде необходимо в связи с тем, что структура фотографического изображения звезды в начале и конце экспозиции несколько отличается из-за очуствления эмульсии пластиинки, непрерывно подсвечиваемой фоном неба. Поэтому звезда на различных стадиях экспозиции дает изображения в виде кружков рассеяния (кружок Эйри и aberrационный), которые дополнительно расширяются из-за турбулентии в атмосфере (турбулентный кружок), несколько различной плотности. Поэтому подбор щели, охватывающей всю звезду, дает наиболее объективные данные в вопросе о фотографической плотности почернения. На их основании можно построить характеристическую кривую.

Так как плотность слоя нейтральной среды определяется по формуле $D = -\lg \frac{\Phi}{\Phi_0}$ (где Φ и Φ_0 — величины падающего и пропущенного потоков), то при измерении плотности какого-либо участка нейтрального слоя разными по площади щелями необходимо каждый раз строго фиксировать значение падающего потока.

На МФ-4 это достигается наведением на прозрачную пластиинку и установкой нуля (по логарифмической шкале) вращением круглого нейтрального фильтра. При больших площадях щели круглый фильтр используется в комбинации со ступенчатым нейтральным фильтром микрофотометра. Из таблицы, в которой приведены значения плотности нейтрального фильтра, измеренные с различными щелями, видно, что

Измеренная плотность фильтра	Ширина и высота щели, мм
0.383	1.5× 2.5
0.388	3.0× 7.0
0.388	3.0× 11.0
0.378	4.0× 2.0
0.378	4.0× 1.5
0.380	3.0× 1.5
0.380	5.0× 1.0

изменение площади щели почти не меняет значения измеренной плотности фильтра.

Характеристические кривые, построенные по калибровочным маркам трубочного фотометра с использованием для каждой марки разных щелей, оказались идентичными кривым, построенным для тех же марок с одной щелью.

Звезды, получающиеся на пластинках в виде штрихов, представляют собой калибровочные метки различных площадей. Поэтому использование для каждой звезды своей щели не противоречит получению калибровочной характеристической кривой для пластинок, не подвергавшихся лабораторной калибровке и стандартизации.

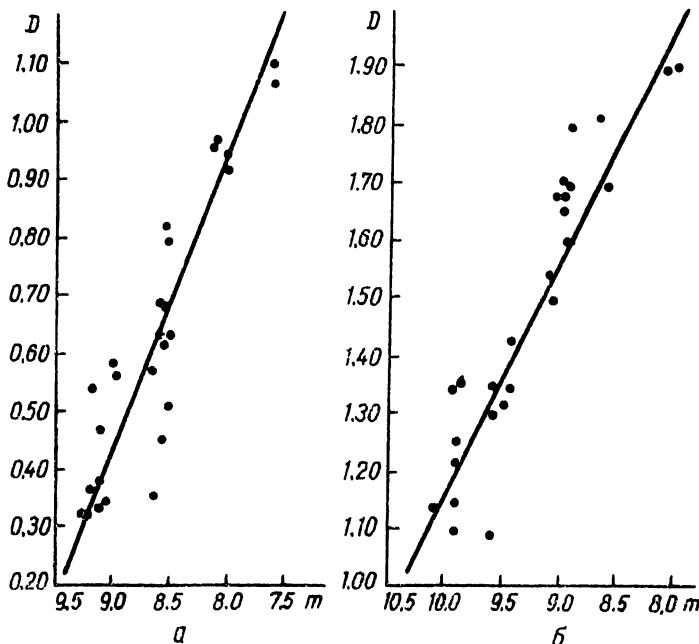


Рис. 1. Характеристические кривые, построенные без ограничений на спектральный класс звезд.
а — Телемар, б — Астропетцваль.

На рис. 1 приведены характеристические кривые для пластинок камер Астропетцваль и Телемар, построенные по 25 звездам. На спектральный класс звезд ограничения не накладывались, а также не учитывалась ошибка поля, так как звезды выбирались в центре пластиинки в круге радиусом $2-3^{\circ}$. Прямые проводились методом параболического интерполирования по полиномам Чебышева. Для данной выборки звезд доверительный интервал, определенный для стандартной вероятности 0,9, не превышал $0^m.22$.

Более строгий подбор звезд (по близким спектральным классам и расположенных симметрично относительно центра на одном и том же расстоянии, что и комета) дал при построении характеристическую прямую, которая имела для выборки из звезд (22 звезды) интервал погрешностей, не превышающий $0^m.1$ (рис. 2, 3).

Таким образом, определение звездной величины кометного ядра по таким характеристическим кривым можно проводить с точностью $0^m.1-0^m.2$, что не хуже обычной фотометрической точности. При меньших выборках необходимы более жесткие ограничения на спектральный класс звезд и учет ошибки поля, а также использование звезд стандартных фотометрических площадок. Тогда выборка из трех-четы-

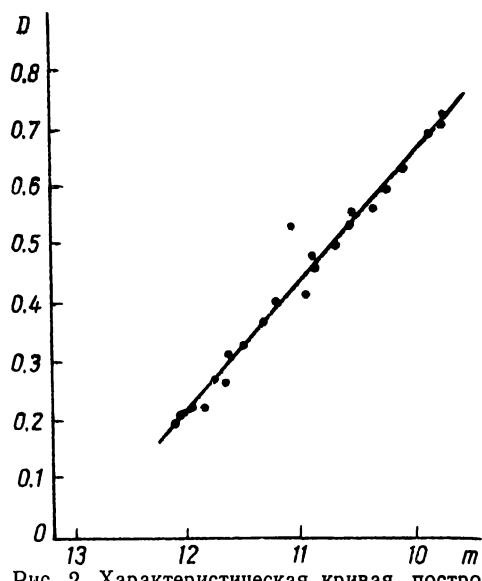


Рис. 2. Характеристическая кривая, построенная по 21 звезде, расположенной на одинаковых расстояниях от оптического центра (Телемар).

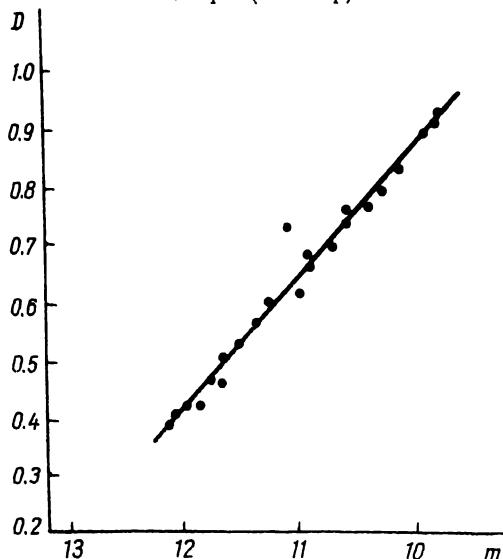


Рис. 3. Характеристическая кривая, построенная по 25 звездам, расположенным на одинаковых расстояниях от оптического центра (Астропетцваль).

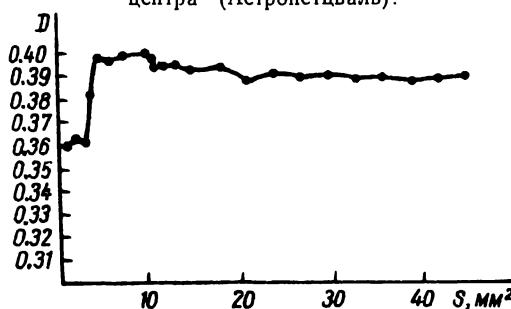


Рис. 4. Зависимость измеренной плотности нейтрального фильтра от площади щели ми-крофотометра.

рех звезд обеспечит определение блеска ядра кометы с точностью $0^m.2$.

При пользовании настоящей методикой необходимы предварительные исследования однородности поля катода фотоэлемента МФ. Так как при использовании малых щелей (вследствие дифракции) несколько изменяется распределение освещенности на катоде фотоэлемента, то необходимо вводить в значение плотности почернения поправку, определяемую по графику зависимости измеренной плотности нейтрального фильтра от площади щели (рис. 4). При малых щелях ($S < 1-2.5 \text{ mm}^2$) значение измеренной плотности одной и той же нейтральной площадки получается в среднем на $0.03-0.04$ меньше, чем с большими щелями. Однако приведенная поправка может несколько меняться при переходе от одного фотоэлемента к другому, так как зависит от однородности поля фотокатода, и поэтому должна определяться для каждого микропhotометра в индивидуальном порядке.

При построении характеристических кривых (рис. 1, 2, 3) фотографические и фотовизуальные величины звезд были исправлены за разность экспозиций, поскольку вследствие собственного движения кометы количество освещения E_t , приходящее от звезды на пластинку в пределах одного звездного изображения (абберрационного кружка), уменьшено за время экспозиции t в $n = \left(\frac{l}{d}\right)^p$ раз. Здесь l — длина звездного штриха, d — ширина его, p — коэффициент Шварцшильда. Поэтому поправка, вводимая в каждую звездную величину [2]

$$\Delta m = 2.5p \lg n.$$

Полученные звездные величины ядер комет абсолютные, так как при одной и той же атмосферной прозрачности производится сравнение объектов, имеющих одинаковую фотографическую природу звездных штрихов и звездообразных центральных сгущений (ядер) комет, лежащих в области нормальных почернений.

Выводы

1. Использование предложенной методики не требует предварительной лабораторной калибровки и стандартизации.
2. Точность методики составляет $0^m.15-0^m.20$.

Автор благодарен С. К. Всехсвятскому, А. А. Деменко и Т. Е. Майзлиной за обсуждение работы и непосредственное участие в проверке предложенной методики.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рийвес В. Г. Фотометрические исследования комет. Автореф. докт. дисс. Тарту, 1968.
2. Рийвес В. Г. — Астроном. циркуляр, 1957, 185, 16.
3. Рийвес В. Г. — В кн.: Проблемы кометной фотометрии. «Наукова думка», К., 1966, 21.

COMET NUCLEUS ABSOLUTE PHOTOMETRY BY FOCAL IMAGES OF STARS

K. I. CHURUMOV

Summary

Comet nucleus absolute photometric technique by focal images of stars within normal exposition of short focus camera is suggested. Stars hachures are used as calibrated steps to build a characteristic curve. Confidence limits made for different plates constructed from 20-25 star ranges from $0^m.15-0^m.20$ are in good agreement with conventional accuracy of photometric measurements.

АКТИВНОСТЬ КОМЕТЫ ИКЕЙЯ—СЕКИ 1967^н

К. И. Чурюмов, А. А. Деменко

(Киевский гос. университет им. Т. Г. Шевченко)

Исследование свойств межпланетной плазмы на больших гелиоцентрических расстояниях и высоких гелиографических широтах в настоящее время все чаще связывают с изучением процессов, происходящих в кометах, которые могут служить естественными индикаторами корпускулярной и фотонной активности Солнца [2, 3, 9].

Одна из реакций кометы на изменение параметров межпланетной плазмы, которые строго определены деятельностью Солнца — внезапные вспышки ее блеска.

Давно предполагаемая зависимость вспышек блеска комет от солнечной активности [17, 18] неоднократно исследовалась некоторыми авторами [1, 4, 6, 7, 11, 13, 16, 20, 21]. По индивидуальным кривым блеска 45 комет, наблюдавшихся в 1932—1957 гг., было показано, что для 84% комет зависимость их блеска от солнечной активности можно считать статистически доказанной [7].

Рассматривая известные исследования кривых блеска комет, можно видеть, что у разных комет вспышки блеска коррелируют с разными индексами солнечной активности. У многих комет колебания блеска хорошо согласуются с пятнообразательной деятельностью Солнца. Например, по исследованиям С. В. Орлова [11], яркость фотометрического ядра кометы Галлея 1910 II хорошо коррелирует с числами Вольфа. Известны кометы, проявляющие 27-дневную периодичность изменения блеска и корреляцию с геомагнитными возмущениями. Так, например, ведет себя комета Швассмана—Вахмана, исследованная С. К. Всехсвятским [4]. Колебания блеска некоторых комет коррелируют со вспышечной активностью Солнца, например комета Килстона 1966 *b* [1].

Однако период наблюдений большинства комет непродолжителен. Поэтому трудно установить надежную статистическую связь между активностью кометы и деятельностью Солнца. Для этого необходимы непрерывные наблюдения в течение всего периода видимости кометы. Хорошими индикаторами являются периодические кометы, многократно возвращающиеся к Солнцу и дающие возможность получать длинные ряды наблюдений, анализ которых свидетельствует о несомненной связи активности кометы и Солнца. Например, комета Энке (47 наблюдавшихся возвращений) обнаруживает сильную корреляцию (99.9%) между существованием хвоста и числом пятен [20, 22].

Согласно лабораторным исследованиям [8], активность комет с различным составом конгломератов льдов кометных ядер в значительной степени определяется тепловым эффектом фотонного излучения Солнца, зависящим только от гелиоцентрического расстояния. Наблюдения вспышек комет на больших гелиоцентрических расстояниях (кометы Юмассона, Швассмана—Вахмана) показывают, что активность комет вызвана также действием корпускулярных потоков.

Настоящая работа посвящена изучению блеска фотометрического ядра кометы Икейя—Секи 1967 *n*.

Комета открыта в декабре 1967 г. в созвездии Змееносца известными японскими открывателями комет Икейя и Секи, как диффузный объект 8^m без центрального сгущения. Томита (Япония), наблюдавший комету через два дня после открытия, отмечает наличие у нее ядра [10]. По более чем 100 визуальным и фотографическим наблюдениям кометы Икейя—Секи Ковалец [19] получил оценки блеска за февраль—апрель 1968 г. Его оценки колеблются между 7^m—9^m. Максимум блеска

пришелся на начало марта. На обсерватории Пулснитц 29—30 марта получен блеск кометы по снимкам в красной ($8^m.6$) и синей ($5^m.2$) областях спектра. Комета 1967 *n* систематически наблюдалась в Тарту (Х. Раудсаар), в Крымской астрофизической обсерватории (Н. Черных), в Душанбе (А. Бахарев).

20 февраля комету фотографировали в прямом фокусе 2-метрового Цейссовского телескопа Шемахинской астрофизической обсерватории (Чурюмов, Мороженко, Бугаенко). 27 февраля комету наблюдали на электрофотометре ШАО (Гусев, Чурюмов).

Комету 1967 *n* регулярно наблюдали в Киеве С. К. Всехсвятский и К. И. Чурюмов с 12 марта по 3 июня на камерах Астропетцваль (12/60 см), с длиннофокусным астрографом (20/430 см) — в фотографической области, Телемар (15/100 см) — в фотовизуальной области. Для Астропетцвала и длиннофокусного астрографа использовали пластиинки ОРВО ZU-1 несенсибилизированные, для Телемара *Zp-1* — панхроматические. Наблюдения проводили в течение каждой ясной ночи. Число пластинок, полученных в отдельные ночи, достигало 15—17. Средняя продолжительность экспозиций для камеры Астропетцваль — 30 мин, Телемар — 1 ч, длиннофокусного астрографа — 2 ч. Несколько пластинок на длиннофокусном астрографе, вследствие его небольшой светосилы, экспонировались по 5—7 ч (гидрование проводилось по комете). За весь период наблюдений получено около 300 пластинок.

Из пластинок, полученных на камерах Астропетцваль и Телемар, отобрано 210 пластинок, пригодных для обработки. Фотометрию ядра проводили по методике [14]. Для построения характеристических кривых звезды на пластинках подбирали симметрично комете относительно центра, в кольцевой зоне, не превышающей по ширине $0^{\circ}.5$. Для фотографической области использовали звездные величины каталога *AGK₂*, для фотовизуальной — звездные величины Гарвардского каталога или каталога *BD* с редукцией на гарвардскую систему по таблицам [12]. Так как комета некоторое время проходила вблизи полярной области, то для некоторых пластинок использовали звездные величины *NPS*. За каждую ночь определяли среднюю звездную величину ядра кометы по нескольким пластинкам (2—10 пластинок).

Кривые блеска ядра кометы 1967 *n* за весь период наблюдений, построенные по редуцированным звездным величинам, в которых исключалось изменение блеска, связанное с изменением гелиоцентрического и геоцентрического расстояний, приведены в [15]. По ним были построены сглаженные кривые (методом скольжения). Кривая колебаний блеска ядра кометы 1967 *n* в фотографической области сравнивалась со сглаженными кривыми пятнообразательной деятельности Солнца *b* и вспышечной активности *c* (площади вспышек в максимуме яркости), построенными с учетом разности гелиографических долгот Земли и кометы (рис. 1). Гелиографические координаты определялись по таблицам А. А. Деменко [5].

Хорошее согласие между фотографической и фотовизуальной кривыми блеска ядра кометы [15] может свидетельствовать о том, что льды родительских молекул, из которых в дальнейшем образуются *CN* (фотографическая область) и *C₂* (фотовизуальная область), достаточно равномерно перемешаны в теле ядра кометы.

Обращают внимание два глубоких минимума на кривой блеска ядра кометы *a* (рис. 1): один — 28 марта и второй — 24 апреля с интервалом в 27 дней, что приблизительно соответствует периоду вращения Солнца. Согласно представлению [3] о существовании жесткой системы корпскулярных потоков, вращающейся вместе с Солнцем (изоротация), эти минимумы на кривой блеска можно объяснить попаданием кометы в межопахальные области, обдененные корональной плазмой. Гелиографические координаты кометы в эти моменты были

достаточно близки. Поэтому можно предположить, что 28 марта и 24 апреля комета попала в тот же самый межопахальный промежуток и испытала резкое ослабление блеска. Кривые солнечной активности b и c , приведенные к комете, также обнаруживают тенденцию к понижению амплитуды в указанные моменты. Следует отметить, что активность ядра кометы после 28 марта несколько отстает от довольно сильного подъема пятнообразовательной деятельности Солнца и его вспышечной активности, которые в промежутке между замеченными минимумами блеска ядра достигают максимальных значений. Это, возможно, объясняется сильной депрессией, испытанной кометой в минимуме 28 марта вследствие образования на поверхности ядра матричной

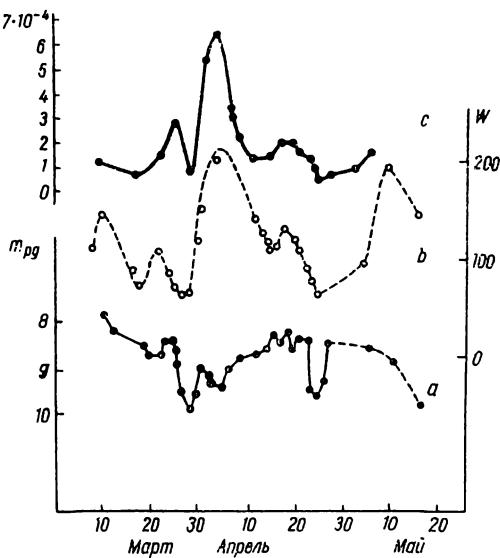


Рис. 1. Кривые блеска ядра кометы 1967n (a), относительных чисел солнечных пятен (b) и суммарных площадей вспышек в максимуме яркости (c).

корки и уменьшения интенсивности газовыделения из ядра [8]. Чтобы восстановить свою активную фазу, обеспечивающую «синхронное» следование за солнечной активностью, ядру кометы 1967 n потребовалось некоторое время релаксации. Поэтому комета достигает максимума блеска несколько позже максимумов солнечной активности. Так как разность гелиографических долгот Земли и кометы создавала запаздывание ситуации на Солнце, «одинаково» видимой с Земли и с кометы, в несколько дней, активные солнечные зоны, обеспечивающие максимумы кривых b и c , могут испытывать значительные изменения, которые и фиксируются несколько замедленным подъемом блеска ядра кометы, а минимумы (малоактивные солнечные зоны, межлучевые пространства) остаются устойчивыми в течение промежутков времени, сравниваемых с периодом вращения Солнца (а возможно, и больших).

Когда амплитуды индексов солнечной активности после 5 апреля (рис. 1) начали уменьшаться, ядро кометы только достигло своего максимального блеска (после спада 28 марта), и понижение индексов солнечной активности вызвало небольшие колебания блеска ядра примерно на одном и том же уровне, т. е. ядро вошло в стационарный режим и интенсивность сублимации с поверхности ядра оставалась в течение некоторого времени постоянной.

Образование матричной корки на поверхности ядерного льда после небольших вспышек (амплитуда $\sim 0^m.5$), совпавшее с уменьшением

амплитуды солнечных индексов активности, возможно, и определило резонансный характер блеска ядра кометы 1967 n 28 марта и 24 апреля.

Дальнейший ход кривой блеска менее детален, однако еще через один оборот Солнца вблизи 20 мая намечается тенденция к падению блеска ядра ($16.5 m = 10^{m.5}$). Аналогичный спад заметен и у кривой пятнообразовательной деятельности Солнца.

В течение отдельных ночных блеск ядра кометы испытывал довольно большие колебания [15], а также наблюдались изменения в структуре околосядерной области, голове и хвосте кометы. На рис. 2 приведены два



Рис. 2. Структурные рисунки кометы Икейя—Секи 1967n.

последовательных структурных рисунков кометы 1967 n, сделанных по пластинкам, полученным 31 марта — 11 апреля. Стрелка указывает направление продолженного радиуса-вектора. Заметной деталью в голове кометы на этих рисунках являются круглые оболочки с центром в ядре и имеющие диаметры 31.980 марта — $45''$, 1.015 апреля — $55''$. Если считать их одним и тем же образованием — расширяющимся

галосом, то скорость расширения, оцененная по этим данным, составляет 4.4 км/сек. Сильные колебания блеска фотометрического ядра, быстрые изменения структуры кометы Икейя—Секи 1967 n характеризуют ее высокую активность в течение всего периода наблюдений.

Авторы благодарны С. К. Всехсвятскому за ряд полезных замечаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андринко Д. А., Деменко А. А. — В кн.: Проблемы космической физики, 4, 1969.
2. Всехсвятский С. К. Кометы в период международного года спокойного Солнца, М., 1964.
3. Всехсвятский С. К. и др. Солнечная корона и корпускулярное излучение в межпланетном пространстве. Изд-во КГУ, К., 1965.
4. Всехсвятский С. К. — В кн.: Физика комет и метеоров. «Наукова думка», К., 1966, 32.
5. Деменко А. А. — В кн.: Активные процессы в кометах. «Наукова думка», К., 1967, 163.
6. Добровольский О. В. — Бюллетень КИСО, 1—4, 1949; 5—6, 1950.
7. Добровольский О. В. — Труды Ин-та астрофиз. АН Тадж. ССР, 1961, 8, 1.
8. Каймаков Е. А., Шарков В. И. — Кометы и метеоры, 15, Душанбе, 1967.
9. Кометный циркуляр, 12 янв. 1964; № 25, 1965.
10. Кометный циркуляр, № 62, 1968.
11. Орлов С. В. — Труды Главн. Астр. обс., 11, 1923, 150.
12. Паренаго П. П. — В кн.: Успехи астрон. наук, 1948, 4.
13. Полак И. — Русский астрон. календарь, 1911, 105.
14. Чурюмов К. И. — См. наст. сб.
15. Чурюмов К. И., Деменко А. А. — Кометный циркуляр, № 80, 1969.
16. Веуег М. — Astron. Nachr., 1933—1958, 250, 233; 262, 217, 264, 401; 265, 37, 272, 249, 275, 238, 278, 217, 279, 49; 282, 112.
17. Вгинпс — Astronom. Nachr., 1867, 68, 367.
18. Сарроси — Astronom. Nachr., 1826, 5, 323.
19. Ковалец — Nachrichtenbe Verein. Sternfreunde, 1967, 17, 5, 59—60.
20. Кресак Л. — Bulletin Astronomical Institutes Chechoslovakia, 1967, 18, 2.
21. Рихтер Н. — Astronom. Nachr., 1939, 269, 103.
22. Уиппилл F., Douglas Hamilton D. — Memoires Soc. Roy. Sien, Liege, 1966, 12, 1, 469.

Summary

The brightness curve of the 1967 n comet nucleus within the three sun revolutions was built on the basis of 300 plates obtained by S. K. Vsekhsviatsky and K. I. Churumov in photographic and photovisual spectral regions. The comet brightness curve is compared with the curve of the Sun spot forming activity and flares activity. Two sharp minima with 27-day period are found on the nucleus brightness curve. The nucleus activity is supposed to be connected with the period of the Sun revolution. The structural drawings of the comet head and the nearest region of the tail are given. The nucleus brightness fluctuations during certain nights and structural changes in the comet associated with them are observed.

**ФОТОМЕТРИЯ КОМЕТ 1939 I КОЗИКА, 1939 III АХМАРОВА —
ЮРЛОВА — ХАССЕЛЯ, 1957 III АРЕНДА — РОЛНА,
1957 V МРКОСА МЕТОДОМ ЭКВИДЕНСИТ**

И. И. Брейдо, Н. М. Бронникова, К. П. Ермошина

(ГАО АН СССР, Пулково)

Наблюдательный материал

Кометы 1939 I Козика, 1939 III Ахмарова—Юрлова—Хасселя, 1957 III Аренды—Ролана и 1957 V Мркоса были сняты на нормальном астрографе в Пулкове. В табл. I приведены сведения о наблюдательном материале, где указаны номера пластинок, даты наблюдений, моменты середины экспозиции, экспозиция, сорт пластинок, качество пластинок и условия наблюдений.

Кометы Ахмарова и Козика сфотографированы на пластинках Империал в 1939 г. Комета Козика снималась методом Меткафа, при наблюдении кометы Ахмарова гидрование велось по самой комете. Хотя негативы К 563 и К 566 получены с одинаковой экспозицией, но из-за плохой прозрачности на пластинке К 563 голова и хвост получились слабее. Пластинка К 570 снималась с большей экспозицией и при хорошей прозрачности, но, вероятно, в результате того, что сама комета стала слабее, видны только голова и небольшой хвост. Для кометы Козика поправка хронометра неизвестна, поэтому для нее момент экспозиции приведен с меньшей точностью. Для кометы Ахмарова момент наблюдения взят из [10].

Комета Аренды—Ролана наблюдалась в Пулкове с 22 апреля по 7 мая 1957 г. Гидрование осуществлялось по комете. Пластинки КОДАК ОаО. Как видно из табл. 1, условия для наблюдений кометы были не очень благоприятными: очень светлый фон неба из-за наступления периода белых ночей, низкое расположение кометы над горизонтом, яркая заря. Все пластиинки имеют довольно плотную небесную вуаль.

Комета Мркоса наблюдалась с 4 по 10 августа. Гидрование производилось по комете. Условия для наблюдений были также неблагоприятными: комета низко над горизонтом, небо светлое из-за зари и Луны.

Таблица 1

Наблюдательный материал

№ пла- стинок	Дата наблюдений	Середина экспозиции (мир. вр.)	Экспо- зиция, <i>мин.</i>	Сорт пластинок	Качество пластинок	Наблю- датель	Приме- чание
------------------	--------------------	--------------------------------------	---------------------------------	-------------------	-----------------------	------------------	-----------------

Комета Козика (1939 I)

K 525	1939 янв. 19	20 ^h 00 ^m	30	Империал-1200	Светлая	Л	—
K 529	янв. 21	23 56	50	Империал-1200	"	Л	—
K 535	1939 фев. 2	22 05	45	Империал-1200	"	Л	—

Комета Ахмарова—Юрлова—Хасселя (1939 III)

K 563	1939 апр. 19	20 03.6	39	Империал-1200	Светлая	Л	3, 5
K 566	апр. 20	23 57.6	36	Империал-1200	"	Л	1
K 570	1939 апр. 22	23 08.8	60	Империал-1200	"	Д	1

Комета Аренда—Ролана (1957 III)

5577	1957 апр. 22	20 ^h 24 ^m 45 ^s .9	10	КОДАК ОаО	Умеренная вуаль	Л	2, 4
5580	апр. 26	20 20 37 .8	15	КОДАК ОаО	Темная	Ч—О	1, 4
5583	апр. 29	20 23 22 .7	10	КОДАК ОаО	"	Б—К	4, 6
5588	май 2	22 59 40 .7	17	КОДАК ОаО	"	Ч—О	2, 4
5591	май 3	21 08 03 .6	15	КОДАК ОаО	"	Л	1, 4
5595	1957 май 5	22 48 26 .8	10	КОДАК ОаО	"	Ф	1, 4

Комета Мркоса (1957 V)

5608	1957 авг. 5	0 ^h 05 ^m 04 ^s .0	2	Агфа-Астро	Темная	Л	1, 4, 7
5610	авг. 7	21 29 42 .4	10	Агфа-Астро	Умерен. вуаль	Л	3, 4, 7
5614	авг. 8	21 08 20 .4	15	Агфа-Астро	Темная	Ч—О	1, 4, 7
5618	авг. 9	21 11 54 .1	10	Агфа-Астро	"	Б—К	1, 4, 7
5622	1957 авг. 10	21 01 59 .7	10	Агфа-Астро	"	Ч—О	1, 4, 7

Примечания: 1 — прозрачность хорошая; 2 — прозрачность удовлетворительная; 3 — прозрачность плохая; 4 — небо светлое; 5 — перистые облака; 6 — туман; 7 — Луна над горизонтом; Б—К — Ф. Ф. Булатова-Кахилевич, Д — А. Н. Дейч, Л — В. В. Лавдовский, О—Ч — О. Н. Чудовичева-Орлова, Ф — Н. В. Фатихин.

Методика и результаты фотометрирования

Представляло интерес профотометрировать описанные снимки комет фотографическим методом эквиденсит, который в последние годы неоднократно применялся в ГАО АН СССР для фотометрирования комет и туманностей [1—3]. Плодотворность этого метода для фотометрирования комет была доказана Рихтером и Хегнером [13, 21].

Фотографический метод эквиденсит, основанный на известном эффекте Сабатье, подробно описан в [1, 2] и в настоящей статье изложен лишь в общей форме.

Фотометрируемый негатив кометы печатался на очень контрастных фотопластинках ОРВО *Fu-5* с различными выдержками t_1 . Проявление прерывалось на начальной стадии, после чего давалась вторичная равномерная засветка с выдержкой t_2 . После второго проявления и фиксирования на пластинке оказывались выделенными в виде светлых областей на темном фоне все детали изображения, имевшие на исходном негативе плотность почернения в пределах $D \pm \Delta D$. Меняя t^1 , можно выделить ту или иную плотность почернения, т. е. получить ряд эквиденсит (кривых равных плотностей). Чем больше t_1 , тем более темные места негатива окажутся выделенными. Чтобы сузить пределы выделяемой плотности (уменьшить ΔD), получают эквиденситы II ступени.

В ряде случаев нам приходилось получать эквиденситы III ступени, чтобы выявить детали в хвосте кометы, где градиент изменения яркости мал.

С негативов эквиденсит II и III ступеней кривые перечерчивались на бумагу с увеличением 4.9 раза с помощью увеличителя «Magnitars». Для точного совмещения и монтажа эквиденсит в одну систему использовались специальные метки и следы звезд. Иногда эквиденситы с разных негативов перекрывались между собой или были расположены слишком близко; поэтому некоторые эквиденситы исключались.

Результаты фотометрирования в виде системы эквиденсит для всех негативов кометы Аренда—Ролана приведены на рис. 1—6, а для кометы Мркоса — на рис. 7—11, для кометы Козика — на рис. 12—14, для кометы Ахмарова—Юрлова—Хасселя — на рис. 15—17. Для точной ориентации комет на рисунках нанесены некоторые звезды. Нумерация эквиденсит, приведенная в табл. 2 и 3, производилась от центра к периферии. Таким образом, эквиденсита № 1 всегда соответствует самой яркой точке головы кометы.

К сожалению, в негативы комет не был впечатан непрерывный фотометрический клин (ослабитель), необходимый для градуировки эквиденсит и перевода их в систему изофот с известными относительными яркостями [2]. Поэтому пришлось воспользоваться специально сделанными отпечатками этого клина на фотопластинках сходного типа. Эквиденситы с этого отпечатка получались одновременно с эквиденситами с фотометрируемого негатива и поэтому выделяли одну и ту же плотность $D_{\text{выд}}$. Плотности на отпечатке клина были предварительно измерены. Поэтому по эквиденситам с него можно определить, какие плотности почернения негатива кометы выделяются каждой эквиденситой. Для проверки определения $D_{\text{выд}}$ по эквиденситам непрерывного клина ряд негативов комет был профотометрирован по одному направлению на микрофотометре МФ-2. Оказалось, что значения $D_{\text{выд}}$, определенные этими двумя методами, совпадают с точностью до 1—2%.

Для определения по $D_{\text{выд}}$ относительных освещенностей, соответствующих каждой эквиденсите, необходима характеристическая кривая фотопластинок. Для кометы Аренда—Ролана она была получена по ступенчатому клину сенситометра, впечатанному в негатив 5580 на участок, свободный от небесной вуали. В негативы кометы Мркоса ступенчатый клин не был впечатан. Поэтому пришлось воспользоваться сохранившейся в нашем архиве характеристической кривой пластинок Агфа-Астро того же номера эмульсии для сходных условий проявления. Однако подобный прием, разумеется, дает менее уверенные результаты.

На негативах комет Аренда—Ролана и Мркоса была довольно значительная плотность фона D_{Φ} , вызванная засветкой от ночного неба («небесная вуаль»), которую пришлось учитывать. Из значений плотностей почернения $D_{\text{выд}}$, соответствующих каждой эквиденсите, с помощью характеристической кривой определялись логарифмы суммарного количества освещения светом кометы и неба $\lg(E+E_h) \cdot t$, а из величины плотности фона D_{Φ} определялся $\lg E_h \cdot t$. Отсюда для каждой эквиденситы можно было рассчитать относительные освещенности $E_{\text{отн}}$ (за вычетом E_h), причем за единицу принималась освещенность, соот-

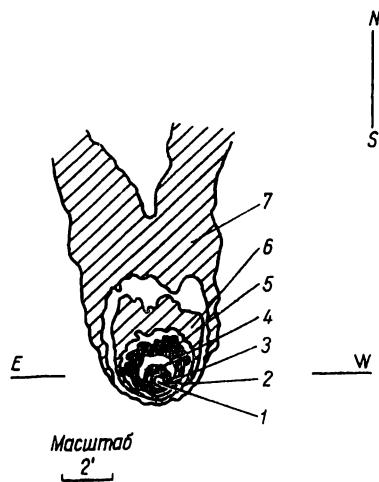


Рис. 1. Комета 1957 III Аренда—Ролана, 22 апреля, 10 мин, пл. 5577.

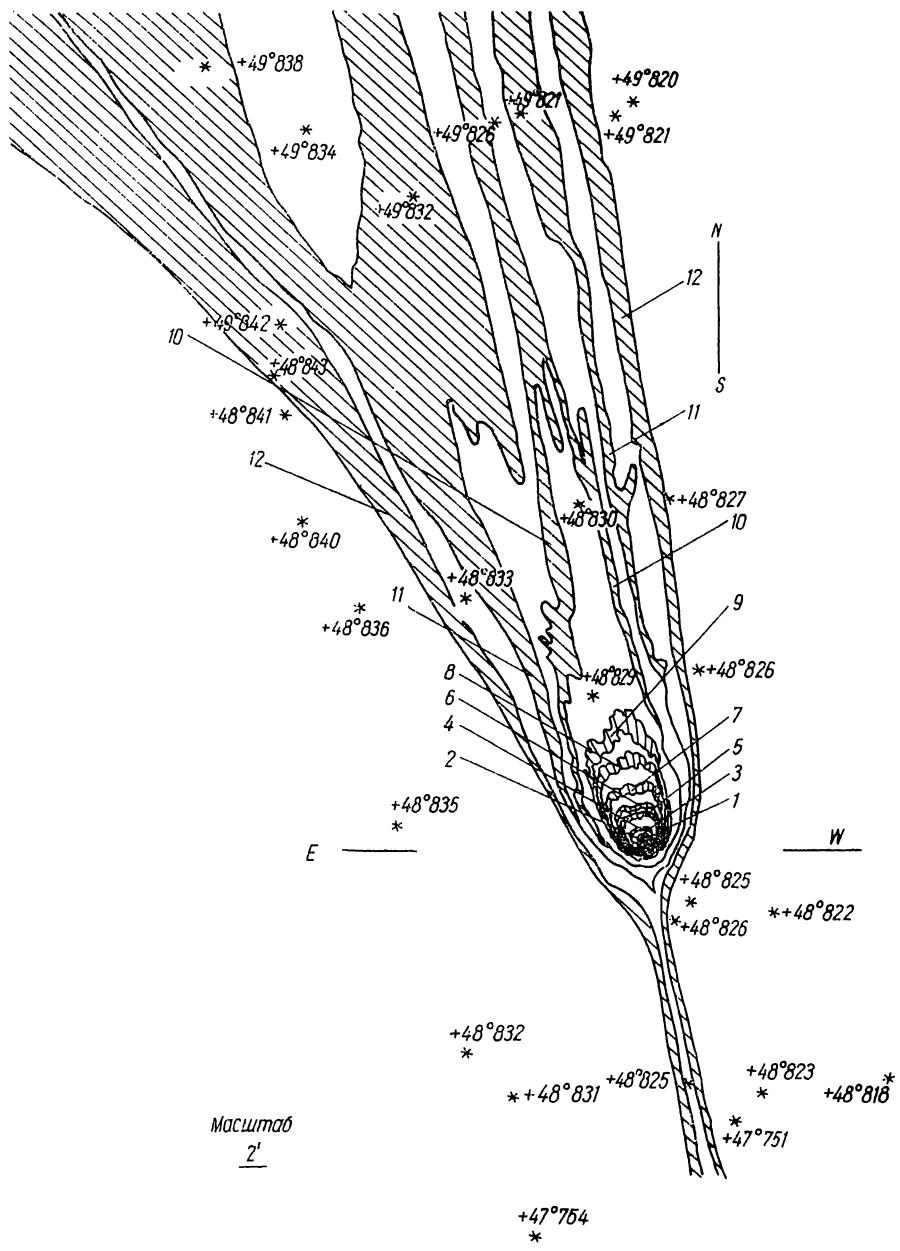


Рис. 2. Комета 1957 III Аренда—Ролана, 26 апреля, 15 мин,
пл. 5580.

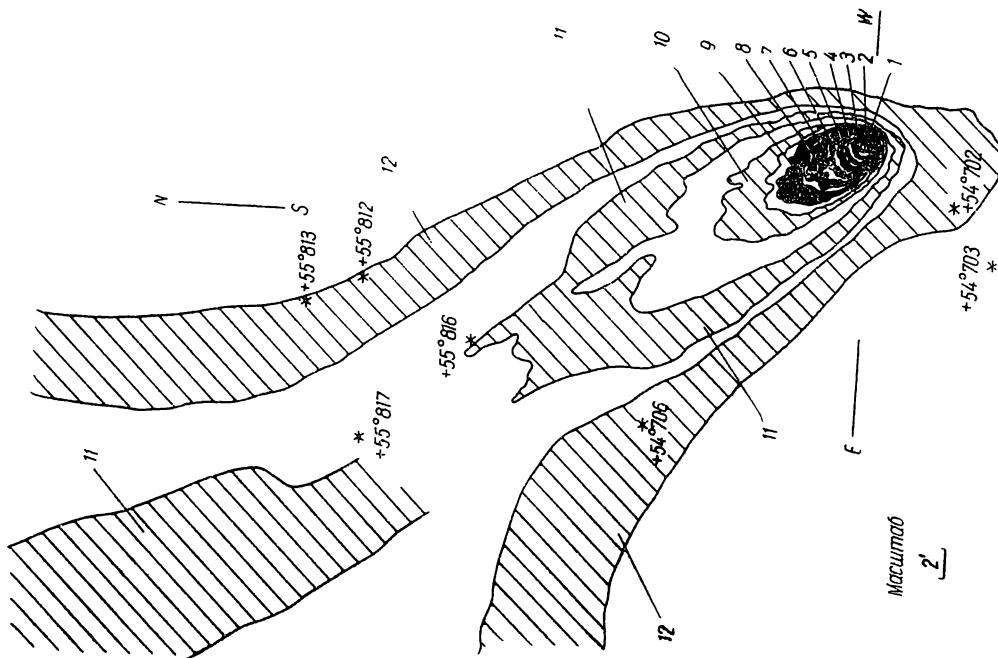


Рис. 3. Комета 1957 III Аренда—Ролана, 29 ап-
реля, 10 мин., пл. 5583.

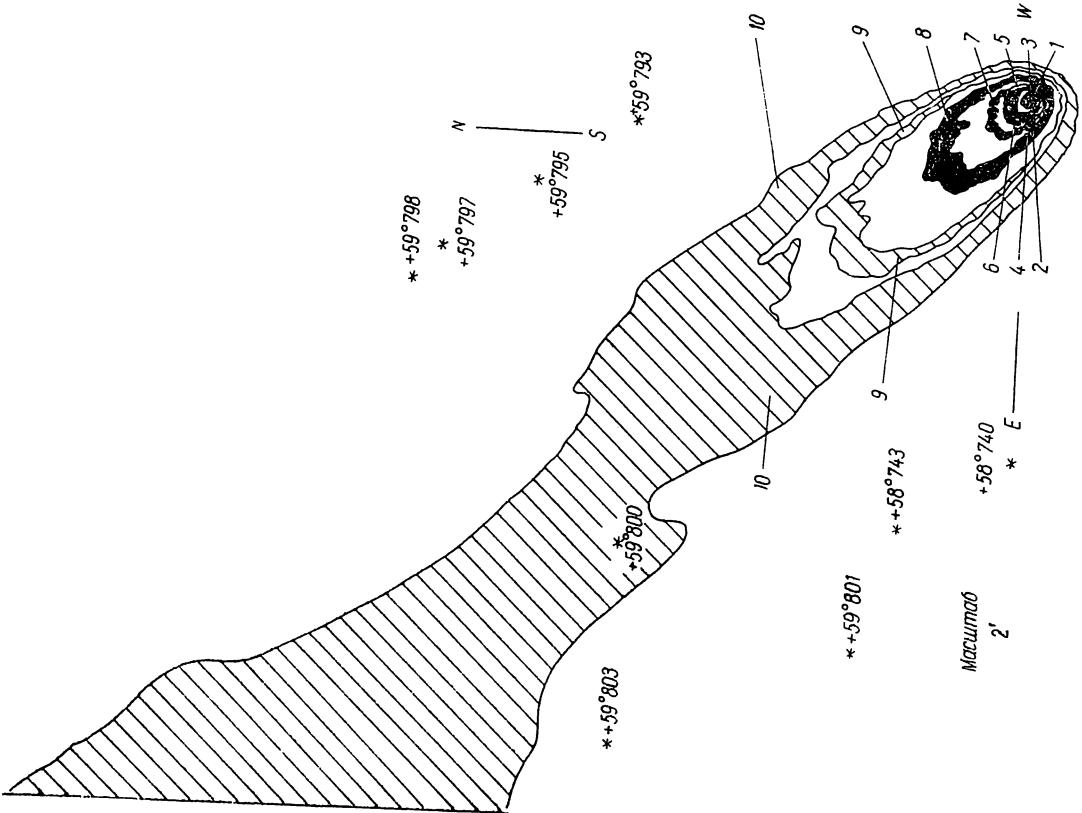


Рис. 4. Комета 1957 III Аренда—Ролана, 2 мая, 17 мин.,
пл. 5588.

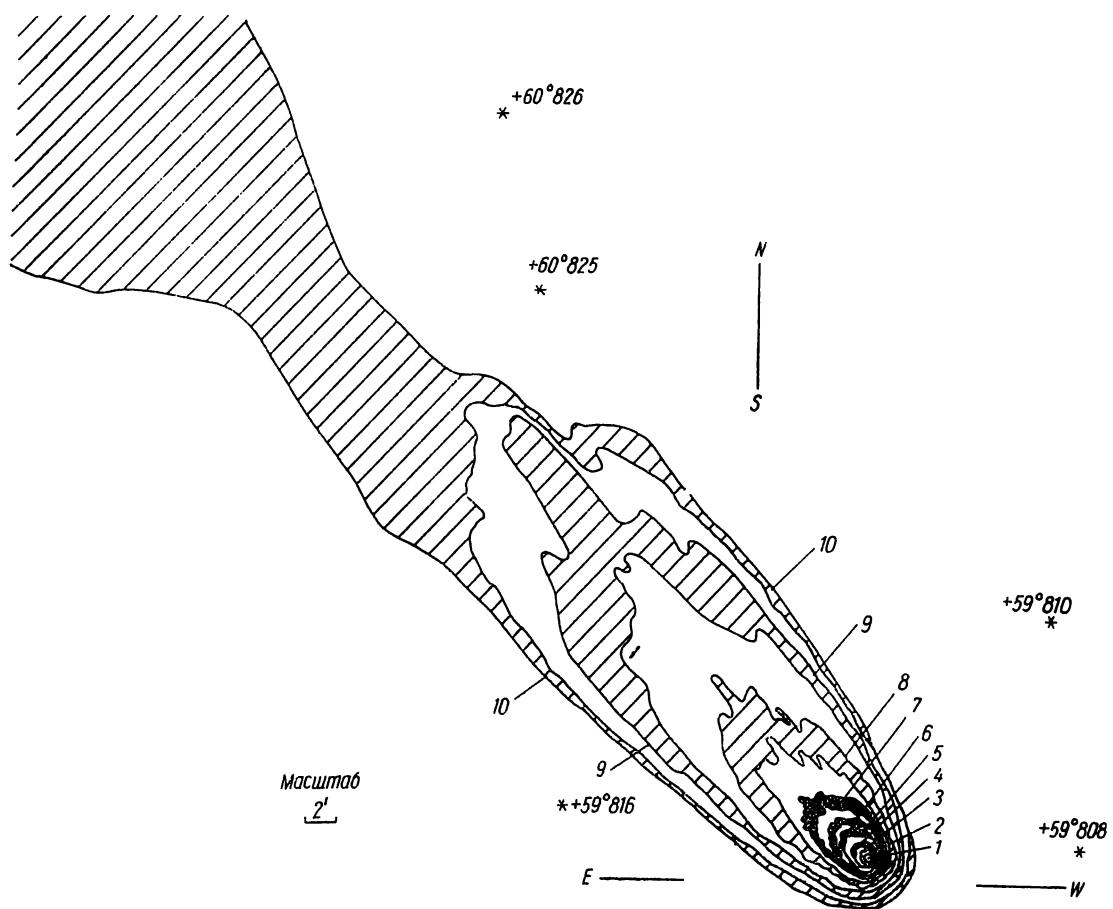


Рис. 5. Комета 1957 III Аренды—Ролана, 3 мая, 15 мин, пл. 5591.

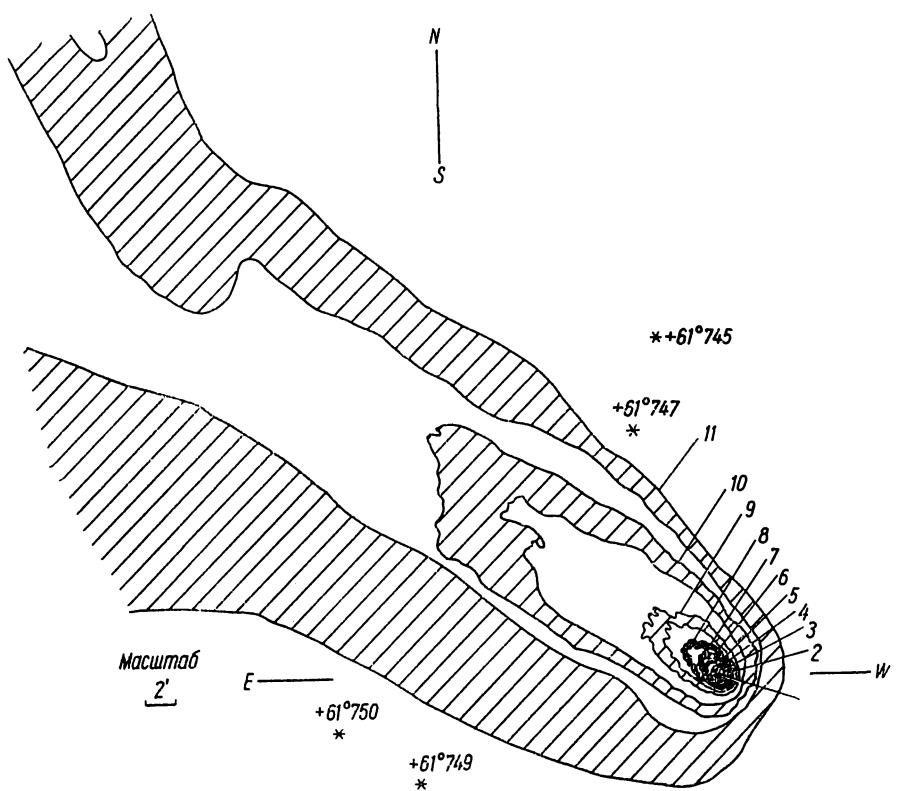


Рис. 6. Комета 1957 III Аренды—Ролана, 5 мая, 10 мин, пл. 5595.

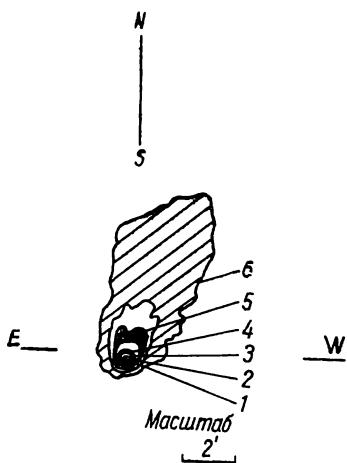


Рис. 7. Комета 1957 V
Мркоса, 5 августа, 2 мин,
пл. 5608.

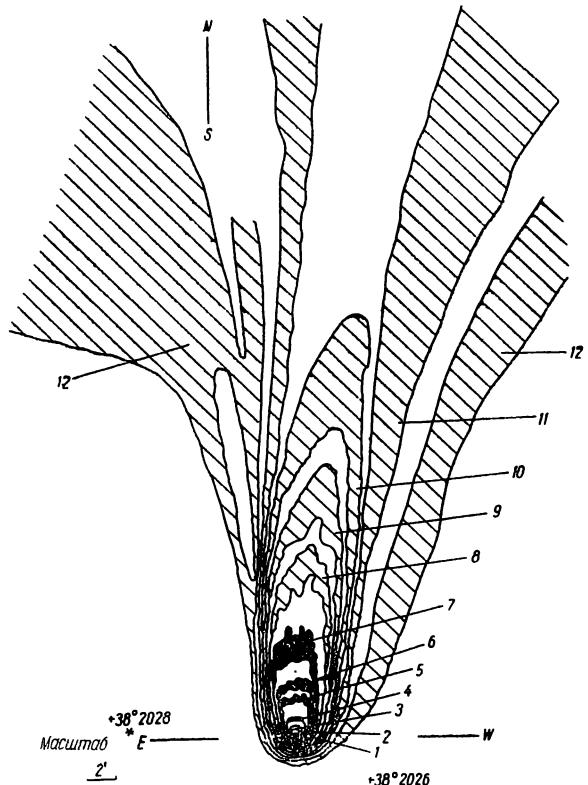


Рис. 8. Комета 1957 V Мркоса,
7 августа, 10 мин, пл. 5610.

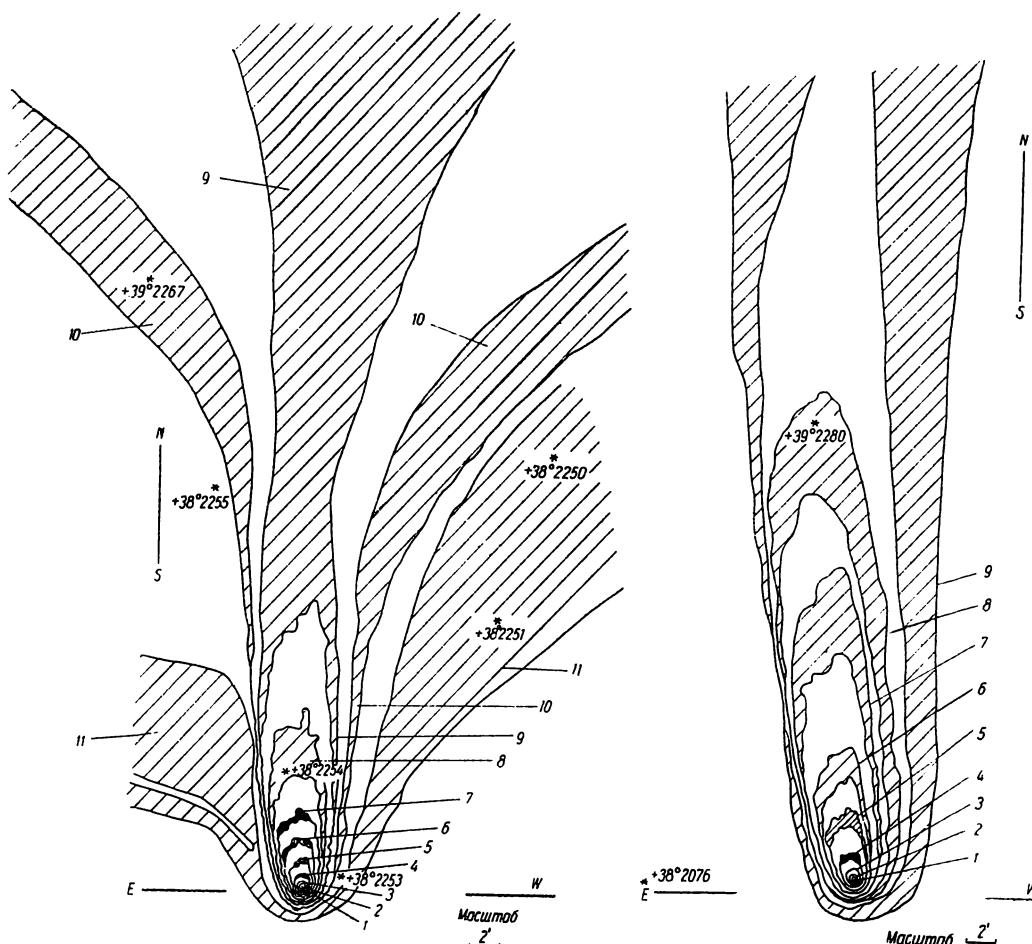


Рис. 9. Комета 1957 V Мркоса, 8 августа, 15 мин,
пл. 5614.

Рис. 10. Комета 1957 V Мркоса,
9 августа, 10 мин, пл. 5618.

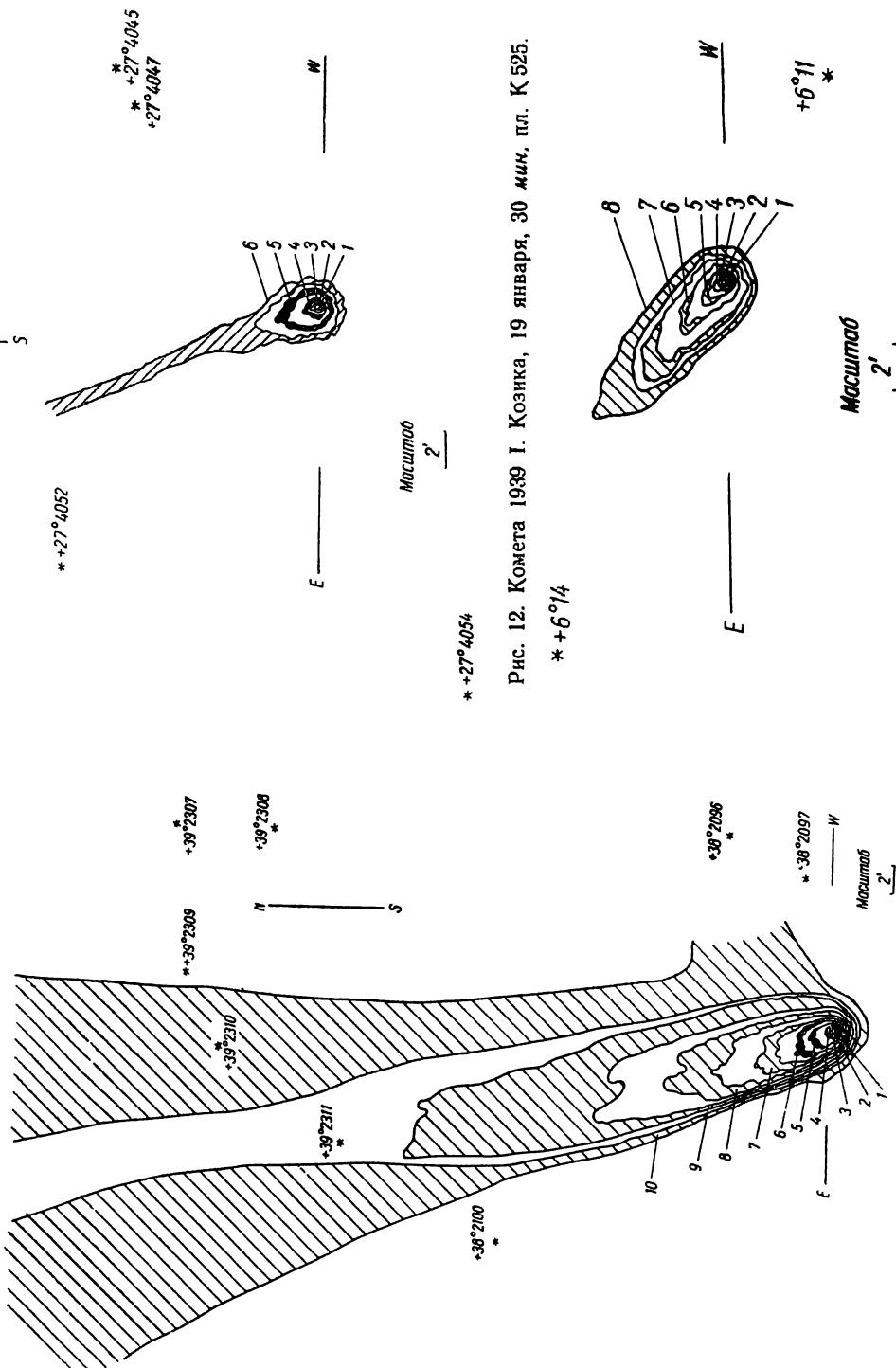


Рис. 11. Комета 1957 V Миркуса, 10 августа, 10 мин. пл. 5622.

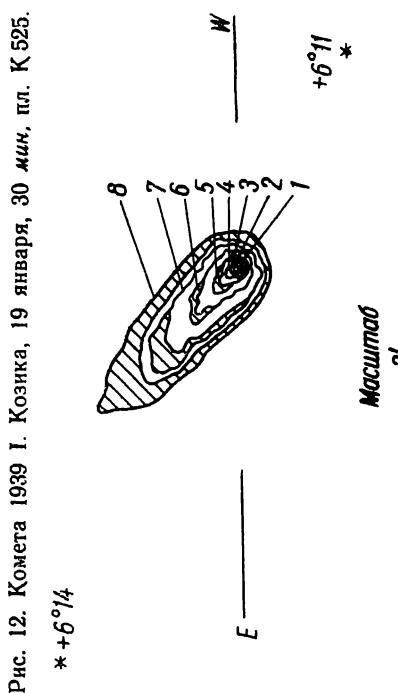


Рис. 12. Комета 1939 I. Козинка, 19 января, 30 мин. пл. К 525.

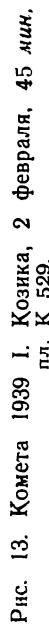


Рис. 13. Комета 1939 I. Козинка, 2 февраля, 45 мин. пл. К 529.

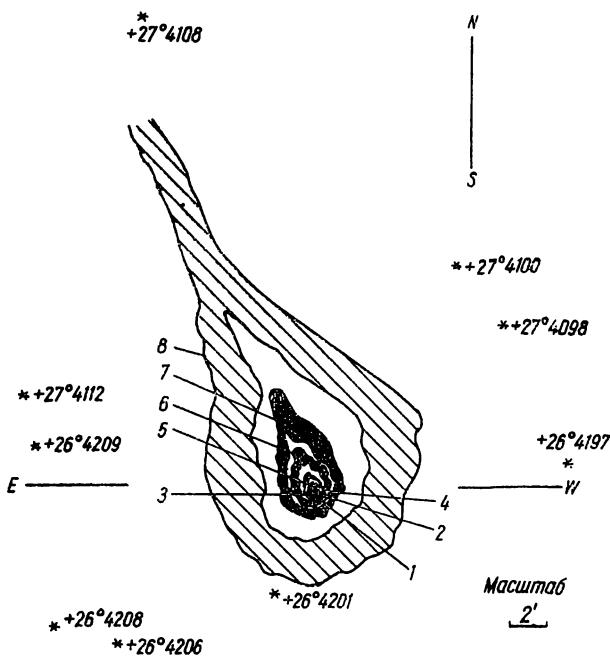


Рис. 14. Комета 1939 I Козика, 21 января, 50 мин,
пл. К 535.

Данные фотометрии кометы 1957 III

Таблица 2

№ эквиден- ситы	$D_{выд}$	$\lg (E+E_n)$	t	$E_{отн}$	$m_{отн}$	№ эквиден- ситы	$D_{выд}$	$\lg (E+E_n)$	t	$E_{отн}$	$m_{отн}$
Негатив 5577						Негатив 5583					
1	1.79	1.65		58.8	0 ^m .00	1	2.95	2.58	270.0	0 ^m .00	
2	1.42	1.36		30.6	1 .82	2	2.67	2.36	160.0	0 .57	
3	1.12	1.12		15.2	1 .58	3	2.29	2.05	75.6	1 .38	
4	1.02	1.04		11.6	1 .88	4	1.92	1.76	35.9	2 .19	
5	0.81	0.83		4.95	2 .82	5	1.52	1.44	14.2	3 .20	
6	0.68	0.67		1.67	3 .94	6	1.41	1.35	10.5	3 .53	
7	0.65	0.63		1.0	4 .43	7	1.29	1.25	7.38	3 .97	
Небо	0.60	0.56		—	—	8	1.23	1.20	5.90	4 .21	
Негатив 5580						9	1.12	1.12	3.91	4 .66	
						10	1.07	1.08	3.01	4 .94	
1	3.18	2.77		370.0	0 .00	11	1.00	1.02	1.88	5 .46	
2	2.95	2.58		237.0	0 .48	12	0.94	0.97	1.00	6 .14	
3	2.66	2.35		138.0	1 .07	Небо	0.87	0.90	—	—	
4	2.32	2.08		71.5	1 .78	Негатив 5588					
5	1.92	1.76		31.7	2 .66	Негатив 5588					
6	1.78	1.64		22.8	3 .03	Негатив 5588					
7	1.52	1.44		12.65	3 .66	1	3.45	2.98	630.0	0 .00	
8	1.41	1.35		9.32	4 .00	2	3.12	2.72	342.0	0 .66	
9	1.34	1.29		7.50	4 .24	3	2.73	2.41	163.0	1 .46	
10	1.06	1.07		2.51	5 .43	4	2.31	2.07	69.8	2 .39	
11	0.98	1.00		1.43	6 .03	5	1.94	1.77	31.8	3 .24	
12	0.94	0.97		1.00	6 .42	6	1.79	1.65	21.6	3 .66	
Небо	0.87	0.89		—	—	7	1.59	1.49	12.4	4 .27	
						8	1.42	1.36	7.07	4 .88	

№ эквиден- ситы	$D_{\text{вып}}$	$\lg (E+E_{\text{н}})$	t	$E_{\text{отн}}$	$m_{\text{отн}}$	№ эквиден- ситы	$D_{\text{вып}}$	$\lg (E+E_{\text{н}})$	t	$E_{\text{отн}}$	$m_{\text{отн}}$
Негатив 5588											
9	1.23	1.21		2.60	5 ^m .96	10	1.23		1.20	1.00	.53
10	1.14	1.14		1.00	7 .00	Небо	1.13		1.13	—	—
Небо	1.09	1.09		—	—						
Негатив 5595											
1	3.45	2.98	410.0	0 .00		4	1.92		1.76	84.0	2 .07
2	3.04	2.65	188.0	0 .85		5	1.78		1.64	61.0	2 .41
3	2.73	2.41	106.0	1 .41		6	1.52		1.44	34.0	3 .05
4	2.31	2.07	45.0	2 .40		7	1.41		1.35	25.4	3 .37
5	1.94	1.77	19.8	3 .28		8	1.25		1.22	15.7	3 .88
6	1.79	1.65	13.5	3 .70		9	1.08		1.09	10.2	4 .37
7	1.59	1.49	6.92	4 .43		10	0.94		0.97	4.16	5 .32
8	1.42	1.36	3.76	5 .09		11	0.87		0.89	1.00	6 .88
9	1.27	1.24	1.56	6 .05		Небо	0.84		0.86	—	—

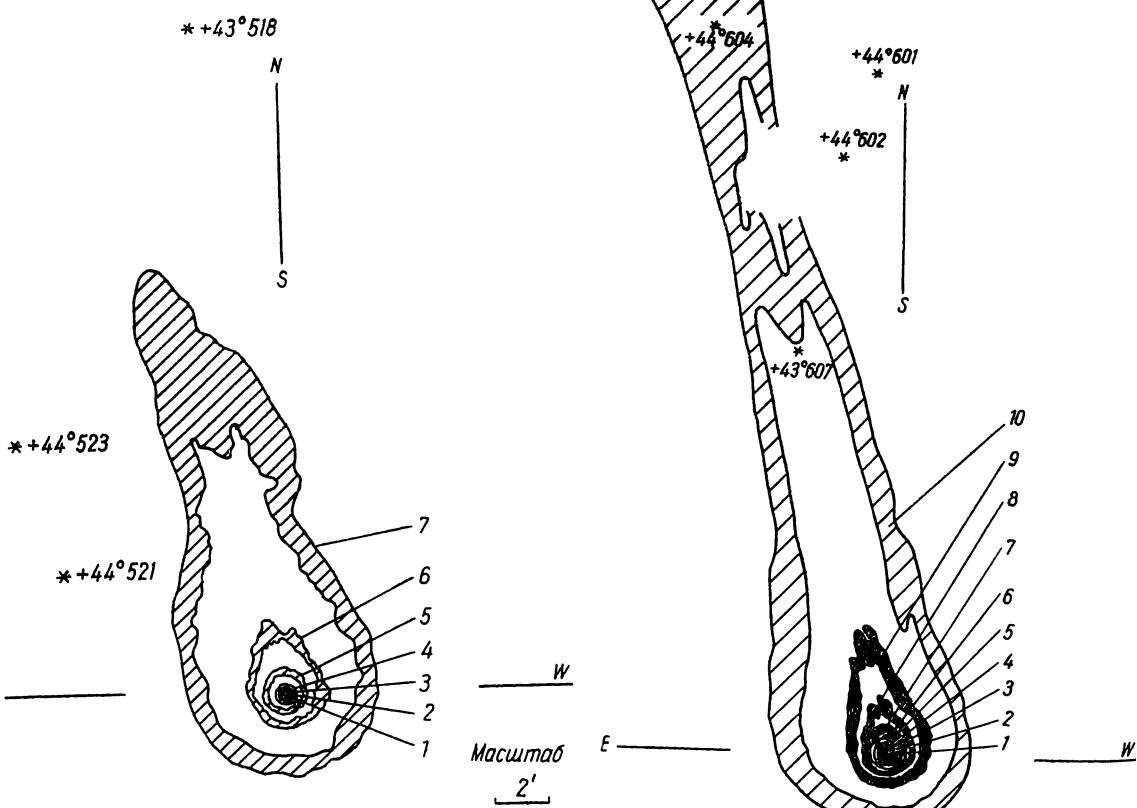


Рис. 15. Комета 1939 III Ахмарова—Юрлова—Хасселя, 19 апреля, 39 мин, пл. К 563.

Рис. 16. Комета Ахмарова—Юрлова—Хасселя, 20 апреля, 36 мин, пл. К 566.

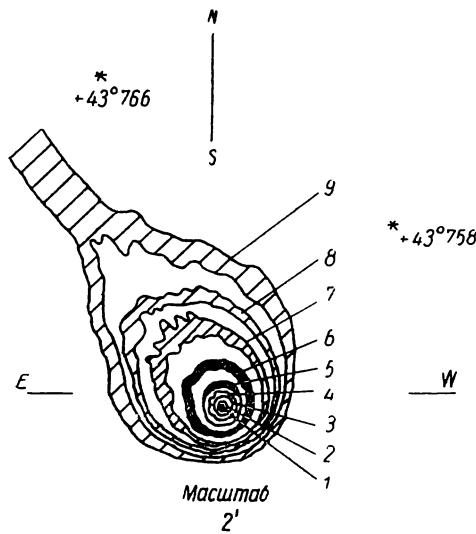


Рис. 17. Комета Ахмарова—Юрлова—
Хасселя, 22 апреля, 60 мин. пл. К 570.

Таблица 3
Данные фотометрии кометы 1957 V

№ эквиден- ситы	$D_{выд}$	$\lg (E+E_u) t$	$E_{отн}$	$m_{отн}$	№ эквиден- ситы	$D_{выд}$	$\lg (E+E_u) t$	$E_{отн}$	$m_{отн}$
Негатив 5608									
1	2.15	1.62	35.4	0 ^m .00	7	1.55	1.25	15.2	3 ^m .61
2	1.79	1.40	17.0	0 .80	8	1.48	1.21	12.0	3 .87
3	1.65	1.31	11.8	1 .19	9	1.29	1.09	4.20	5 .03
4	1.52	1.23	8.00	1 .61	10	1.23	1.05	2.00	5 .82
5	1.36	1.13	4.11	2 .34	11	1.19	1.03	1.00	6 .58
6	1.20	1.03	4.11	3 .87	Небо	1.17	1.01	—	—
Небо	1.14	0.99							
Негатив 5618									
Негатив 5610									
1	2.93	2.11	156.6	0 .00	1	3.00	2.15	221.0	0 .00
2	2.48	1.83	78.5	0 .76	2	2.50	1.84	101.0	0 .85
3	2.15	1.62	46.3	1 .34	3	2.24	1.68	66.2	1 .35
4	1.79	1.40	25.6	1 .99	4	1.79	1.40	28.3	2 .24
5	1.42	1.17	12.7	2 .73	5	1.44	1.18	11.6	3 .21
6	1.31	1.10	10.4	2 .95	6	1.34	1.12	8.75	3 .50
7	1.16	1.01	7.28	3 .32	7	1.16	1.01	3.59	4 .47
8	0.97	0.89	4.10	3 .96	8	1.11	0.98	2.46	4 .89
9	0.88	0.83	2.79	4 .37	9	1.06	0.94	1.0	5 .85
10	0.79	0.77	1.67	4 .93	Небо	1.00	0.91	—	—
11	0.75	0.74	1.17	5 .32					
12	0.73	0.73	1.0	5 .49	1	3.31	2.35	178.0	0 .00
Небо	0.66	0.66	—	—	2	2.95	2.12	102.0	0 .59
Негатив 5622									
Негатив 5614									
1	3.31	2.35	427.0	0 .00	4	2.24	1.68	32.0	1 .86
2	2.95	2.12	244.0	0 .60	5	1.79	1.40	12.7	2 .86
3	2.50	1.84	118.0	1 .40	6	1.57	1.26	6.47	3 .88
4	2.15	1.62	63.0	2 .07	7	1.44	1.18	4.08	4 .36
5	1.80	1.41	31.0	2 .84	8	1.34	1.12	2.00	4 .88
6	1.61	1.29	18.6	3 .39	9	1.24	1.06	1.31	5 .32
					Небо	1.14	0.99	1.0	5 .62

ветствовавшая самой внешней эквиденсите. Рассчитывались также относительные поверхностные яркости различных частей кометы по сравнению с яркостью центра ее головы (эквиденсита № 1), для которой принималась условная величина $m=0$ *. Все эти величины приведены для комет Аренда—Ролана и Мркоса в табл. 2 и 3.

Точность и воспроизводимость результатов такая же, как в [1, 3], т. е. не превышает $0^m.05$ — $0^m.08$. К сожалению, измерений прозрачности во время наблюдений не производилось. Между тем, как видно из

Таблица 4
Данные фотометрии кометы 1939 I

№ эквиден- ситы	K 525	K 529	K 535
	$D_{выд}$	$D_{выд}$	$D_{выд}$
1	1.01	1.55	1.23
2	0.64	1.33	0.85
3	0.49	0.94	0.54
4	0.31	0.63	0.44
5	0.23	0.54	0.38
6	0.20	0.44	0.34
7	—	0.32	0.29
8	—	0.28	0.26
Небо	0.17	0.25	0.21

Таблица 5
Данные фотометрии кометы 1939 III

№ эквиден- ситы	K 563	K 566	K 570
	$D_{выд}$	$D_{выд}$	$D_{выд}$
1	1.44	2.11	1.80
2	1.17	1.82	1.54
3	0.84	1.57	1.21
4	0.75	1.30	0.85
5	0.56	1.14	0.76
6	0.41	1.00	0.55
7	0.32	0.85	0.40
8	—	0.71	0.37
9	—	0.56	0.35
10	—	0.43	—
Небо	0.29	0.40	0.31

табл. 1, качественные оценки прозрачности в разные ночи были разными. Из-за этого не удалось привести полученные в разные ночи изофоты кометы в единую систему.

Для комет Ахмарова—Юрлова—Хасселя и Козика отсутствовали характеристические кривые фотопластинок Империал-1200, на которых они были сфотографированы. Поэтому для этих комет в табл. 4 и 5 приведены лишь значения плотности почернения, соответствующие каждой эквиденсите рис. 12—17, на которых приведены результаты фотометрирования для этих комет.

Описание эквиденсит

В табл. 6 приведены значения длины хвоста l , диаметр головы кометы D и позиционный угол направления хвоста кометы P , оцененные по рис. 1—17. Приведенные значения в большинстве случаев не характеризуют действительную длину хвоста, а определяются форматом используемых пластинок ($2^{\circ} \times 2^{\circ}$). Диаметр головы кометы оценивался так: считаем, что эквиденситы относятся к голове, если они имеют круглую или овальную форму без выступов и впадин, измеряем диаметр самой последней внутренней эквиденситы без выступов и впадин. Длина хвоста измерялась от последней внутренней эквиденситы без выступов и впадин.

Комета Аренды—Ролана (рис. 1—6). На эквиденситах рис. 1 видны небольшие выступы, а на самой внешней наблюдается раздвоение хвоста; хвост довольно короткий, длиной $10'$. На самом интересном негативе (рис. 2), кроме основного хвоста, имеется «антихвост», пролеживающийся почти до самого края пластиинки. Нормальный хвост

* В [1, 3] при расчете $E_{отп}$ не учитывалась должным образом «небесная вуаль», вызванная засветкой от неба. Это практически не отразилось на распределении яркости в голове и внутренних частях хвоста кометы, но привело к некоторому преуменьшению градиента яркости во внешних частях хвоста кометы.

прямолинейный, расширяющийся по мере удаления от головы. Длина «антихвоста» 25', позиционный угол 192°, «антихвост» заметен уже на расстоянии 3' от ядра. «Антихвост» направлен на противоположную сторону от основного хвоста (угол 12°). Имеется еще довольно широкий луч, уклоняющийся под углом 22° к востоку от основного луча. На всех внутренних эквиденситах хорошо видно лучистое строение хвоста. Также хорошо заметно неравномерное распределение плотности вещества в самом хвосте. Длина основного хвоста 58', восточного — 68'.

Таблица 6
Геометрические данные о кометах

№ пла- стинки	<i>l</i>	<i>D</i>	<i>P</i>	№ пла- стинки	<i>l</i>	<i>D</i>	<i>P</i>
Комета 1939 I				Комета 1957 III			
K 525	16'	0'.3	19°	5583	74' (осн.)	0'.7	35°
K 529	22	0.5	25		9		
K 535	8	0.4	49				174
Комета 1939 III				5588	100	0.6	43
				5591	71	0.5	44
K 563	18	0.8	13	5595	26	0.5	52
K 566	49	1.2	16		(осн.)		
K 570	14	0.8	36		47		81
Комета 1957 III					(вост. хв.)		
					66		22
					(зап. хв.)		
5577	10	0.9	8	Комета 1957 V			
5580	58	0.6	12	5608	7	0.7	337
	(осн.)			5610	50	0.8	358
	68		38	5614	56	0.7	0
	(вост. хв.)			5618	53	0.5	6
	25		192	5622	53	0.6	17
(«антихвост»)							

На внутренних эквиденситах рис. 3 видны отдельные зубцы и впадины, первый выступ виден на расстоянии 0'.7 от ядра. На расстоянии 28' от ядра плотность центрального луча сливается с фоном, и затем на расстоянии 40' центральный луч снова появляется и простирается до расстояния 74', позиционный угол центрального луча равен 35°. К востоку и западу от центрального луча видны два луча, отходящие от центрального под углом 40°. Кроме этих лучей, имеется еще луч в сторону Солнца, но гораздо короче, чем на негативе 5580. Он расположен относительно основного на 139°, длина его 9'. На снимке, полученному 2 мая (рис. 4), лучи видны уже начиная с расстояния 0'.6—0'.7 от ядра. Форма самой внешней эквиденситы длиной почти 100' очень неправильная. На расстоянии 37' от ядра хвост поворачивает на 10° к востоку.

3 мая на расстоянии 0'.7 от центра (см. рис. 5) появляется луч, который прослеживается на всех остальных эквиденситах. Кроме этого луча, имеется ряд других, появляющихся на более удаленных от ядра эквиденситах. Самая внешняя эквиденсита неправильной формы, центральный луч длиной 71'.

Через два дня еле заметный луч (см. рис. 6) проступает на внутренней эквиденсите на расстоянии 0'.6 от ядра. Центральная часть ядра длиной 26' имеет лучистую структуру. Слева и справа идут еще два луча длиной 47 и 66'. Левый луч на расстоянии 29' загибается еще больше к востоку под углом 29°, правый же луч на расстоянии 42'

поворачивает еще больше к западу под углом 30° , причем западный луч более узкий, затем он расширяется и в конце раздваивается.

Комета Мркоса (рис. 7—11). Форма всех внутренних эквиденсит почти круглая. Ближе к хвосту, на стороне, противоположной Солнцу, за исключением негатива 5608, они становятся почти плоскими, с несколькими небольшими выступами — лучами.

Пластинка 5608 (см. рис. 7) получена с очень маленькой выдержкой. Поэтому получились только голова и небольшой хвост длиной $7'$. Форма внутренних эквиденсит круглая. На расстоянии $0'7$ от ядра появляется три луча, которые можно увидеть и на внутренней стороне последней эквиденситы.

На рис. 8 отчетливо видна лучистая структура хвоста. На расстоянии $24'$ от ядра из лучей, неравномерный по плотности, уклоняется на восток под углом 65° . Основной хвост сначала идет почти точно на север, затем отклоняется на запад под углом 8° .

8 августа (рис. 9) уже на расстоянии $1'6$ отчетливо выделяется луч, идущий в направлении на север. Длина этого луча $56'$. Слева и справа от центрального луча видно еще несколько лучей. Один из них на расстоянии $28'$ отклоняется к востоку под углом 47° , другой — на расстоянии $21'$ к западу под углом 50° . Третий широкий луч отходит к востоку под углом 79° от самой головы. Четвертый луч отклоняется к западу под углом 49° на расстоянии $8'$. В следующую ночь у центральных эквиденсит (рис. 10) была не совсем правильная круглая форма. На внутренних эквиденситах видно несколько выступов, которые свидетельствуют о том, что истечение вещества имеет все же некоторую лучистость. Длина хвоста равна $53'$, хвост направлен почти на север.

10 августа (рис. 11) на внутренних эквиденситах видно несколько выступов-лучей, которые прослеживаются на всех эквиденситах. Самые внешние эквиденситы-лучи неоднородны, особенно восточный луч, который у головы довольно узкий и в конце хвоста расширяется.

При рассмотрении эквиденсит кометы Мркоса бросается в глаза несимметричное строение головы кометы в направлении, перпендикулярном хвосту.

Комета Козика. Уже на второй эквиденсите первого снимка (рис. 12) в стороне, противоположной Солнцу, появляется острый выступ, и в дальнейшем это заострение увеличивается. На последней эквиденсите видим довольно узкий хвост длиной $16'5$.

21 января (рис. 14). Форма эквиденсит вокруг ядра овальная, даже почти круглая, затем появляется луч на четвертой эквиденсите на расстоянии около $1'$ от ядра, длина хвоста $22'$.

На негативе К 535 (рис. 13) форма внутренних эквиденсит мало отличается от формы внутренних эквиденсит пластиинки К 535, но хвост гораздо короче — $8'$.

Комета Ахмарова—Юрлова—Хасселя. Для всех внутренних эквиденсит характерно следующее: строгие концентрические окружности вокруг центра ядра и появление выступов в стороне, противоположной Солнцу. Выступы на эквиденситах свидетельствуют о лучистой структуре хвоста.

19 апреля (рис. 15) выступы видны на расстоянии $2'$ от ядра. Однако есть некоторый намек на выступ и на более внутренней эквиденсите на расстоянии $1'$. Самая внешняя эквиденсита представляет хвост кометы, довольно симметричный с небольшими выступами.

Через сутки (рис. 16) заметные выступы появляются на расстоянии $1'$ от центра ядра. Хорошо выделился хвост длиной $49'$, плотность которого неравномерна, наблюдается раздвоение хвоста. На последней эквиденсите на расстоянии $8'$ видно начало луча, направленного почти на север.

22 апреля (рис. 17) видна лучистая структура хвоста, хвост довольно короткий — 14', узкий. Комета по эквиденситам имеет вид булавы.

Сравнение с изофотами других авторов

Морфологические и фотометрические исследования кометы Козика, по-видимому, пока никем не проводились. Внешний вид кометы Ахмирова—Юрлова—Хасселя описан в [15] и [4]. Авторы указывают, что между 21 и 22 апреля произошли резкие изменения в строении кометы, приведшие к образованию двойного излома хвоста. За время наблюдений в Пулкове структура и длина хвоста претерпевали также сильные изменения.

Таблица 7
Список почти одновременных наблюдений кометы 1957 III Аренды—Ролана

Дата, мир. вр.	Обсерватория	Фокус телеско- па (см), лите- ратурный источник	Фильтр, сорт пластиинки
Апрель 26.848	Пулково	350	— КОДАК ОаО
26.718	Абастумани	100 [6]	Желтый; Агфа Панхром
26.718	"	100 [6]	Синий; Агфа Астро
26.0	Стокгольм	200 [19]	— КОДАК 103а-О
27.0	"	200 [19]	— КОДАК 103а-О
Апрель 29.850 (20 ^h 23 ^m)	Пулково	350	— КОДАК ОаО
20 47	Ондржейов	18 [14]	— Агфа ИСС
21 00	"	18 [14]	Оранжевый; Агфа ИСС
21 00	"	18 [14]	Синий; Агфа ИСС
22 40	"	90 [22]	Синий; Агфа Астро
22 40	"	82 [22]	— Агфа Панхром
23 17	"	90 [22]	Синий; Агфа Астро
Май 2.958 (23 ^h 00 ^m)	Пулково	350	— КОДАК ОаО
21 15	Ондржейов	18 [14]	— Агфа ИСС
21 20	"	18 [14]	Оранжевый; Агфа ИСС
21 20	"	18 [14]	Синий; Агфа ИСС
22 15	"	90 [22]	Синий; Агфа Астро
22 15	"	82 [22]	— Агфа Панхром
23 33	"	90 [22]	Синий; Агфа Астро
23 33	"	82 [22]	— Агфа Панхром
Май 2.95	Стокгольм	200 [19]	— КОДАК 103а-О
Май 3.881	Пулково	350	— КОДАК ОаО
3.785	Абастумани	100 [6]	— Агфа Астро
Май 5.950	Пулково	350	— КОДАК ОаО
5 (момента нет)	Алма-Ата	—	Желтый

Для кометы Мркоса в литературе не оказалось данных наблюдений в близкие даты. По фотографиям, приведенным в [17], начиная с 11 августа внешний вид кометы мало отличается от вида кометы на наших снимках. На фотографиях, полученных после 17 августа [16, 18, 20], видны два хвоста. Один из них прямой, струйчатый, а второй изогнутый и широкий.

Все фотометрические исследования кометы Мркоса в других обсерваториях также выполнены по снимкам более позднего периода наблюдений. В [11] приведены фотографии и изофоты с 17 по 24 августа. На всех изофотах виден только широкий изогнутый хвост. На пулковском снимке 10 августа (рис. 11) в западной части изображения кометы намечается луч, идущий почти от самой головы под углом 70° к направлению основного хвоста. На всех изофотах Бюраканской обсерва-

тории также прослеживается некоторая лучистость на западной стороне последних изофот около головы кометы и заметно несимметричное строение изофот вокруг головы кометы. В [5] приведены изофоты хвоста и внешней части головы для шести снимков с 19 по 29 августа. П. Египеков [7] получил изофоты для трех снимков с 24 по 26 августа в основном для области головы.

Если не принимать во внимание негатив 5608 (рис. 7), полученный с малой выдержкой, можно заметить, что вид эквиденсит, а следовательно, и распределение поверхностной яркости в изображении кометы, менялись от снимка к снимку. Это обстоятельство свидетельствует о том, что интенсивность истечения вещества из головы кометы заметно менялась в течение периода наблюдений. К такому же выводу в свое время пришли и авторы цитированных работ.

Для кометы Аренд—Ролана имеется обширный наблюдательный материал. Опубликовано много отпечатков прямых снимков кометы и данные фотометрических исследований. Некоторые из них относятся к датам, близким к пулковским наблюдениям. Поскольку метод эквиденсит пока широко не распространен, интересно сравнить наши данные с результатами обычной фотометрии кометных снимков. При этом можно выявить, насколько полно построенные изофоты отражают структуру хвоста и головы кометы.

Пластиинка 5580 была ранее обработана Л. А. Панаиотовым [12] на изофотометре Н. Н. Михельсона. Автор отметил последовательное изменение изофот, которые проведены через 0^m.25. Всего проведено шесть изофот. При сравнении наших эквиденсит (рис. 2) с системами изофот [12] мы замечаем, что система эквиденсит более полно отражает распределение плотности в самой голове и в хвосте кометы. Система эквиденсит более полно отражает лучистую и неравномерную структуру хвоста кометы. Структура хвоста и «антихвоста» прослеживается на большее расстояние.

В случае кометы Аренд—Ролана для некоторых дат время наших наблюдений довольно близко совпадает с временем наблюдений других авторов. В табл. 7 приведены данные об этих наблюдениях.

На изофотах, полученных в Абастумани [6], в желтых и синих лучах 26 апреля (по три изофоты) можно заметить только общую картину распределения плотности в хвосте кометы. На изофотах, полученных с синим фильтром, хорошо виден аномальный хвост и несимметричное распределение плотности в хвосте. Две изофоты 3 мая (интегральный свет) показывают только общую картину строения хвоста. Хвост небольшой, симметричный. Наши эквиденситы на эти даты дают более детальную картину распределения плотности в хвосте и в голове кометы.

Изофоты, полученные в Стокгольме [19], дают более полную картину распределения как в голове, так и в хвосте кометы. Наиболее близко совпадают даты: наши — май 2.958 и Стокгольма — 3.00 (рис. 4 из нашей работы и рис. 7, 8 из [19]). Общий вид изофот довольно хорошо совпадает с видом эквиденсит. Восточный край последней эквиденситы похож на восточный край изофоты, западные же края отличаются. Центральные эквиденситы, как и изофоты, вытянуты по позиционному углу 43—45°. Хотя внешний вид изофот и эквиденсит более или менее совпадает, все же эквиденситы дают больше деталей.

Работа А. В. Курчакова [9] интересна тем, что в ней даны абсолютные величины изофот, но, к сожалению, нет масштаба рисунков и момента наблюдений, поэтому нельзя привязать наши эквиденситы к этим изофотам.

З. Цеплеха [14] привел изофоты для дат, совпадающих с пулковскими. Однако сравнение провести трудно, так как в Ондржайове снимки получены с мелкомасштабной камерой. Кроме того, изофоты проведены

З. Цеплехой только для хвоста. Возможно только грубое сравнение наших эквиденсит (рис. 3) с изофотами на рис. 12 работы [14]. Наша 10-я эквиденсита приблизительно совпадает с изофотой 0.40. В [14] дана формула перехода от плотности к звездным величинам. Используя эту формулу, мы нашли для 10-й эквиденситы $m=7^{m}.2$. Отсюда на основании табл. 2 мы можем вычислить величины для всех эквиденсит этого негатива. Точно такое же сравнение можно привести для изофот рис. 18 работы [14] и наших эквиденсит на рис. 4. Здесь 9-я эквиденсита приблизительно соответствует выделенной плотности 0.36, что при переводе в величины означает: $m=6^{m}.8$. Но все эти расчеты приблизительные, так как на рисунках работы [14] нет ни центра ядра кометы, ни звезд, которые можно было бы использовать для привязки.

В [22] приведены изофоты кометы на 27, 29 апреля и 1, 2 мая, максимальный измеренный размер кометы около 4° (у нас только 1°). В этой работе были измерены части кометного хвоста, более близкие к голове, чем в [14], но изофот самой головы нет. Распределение изофот в одном из трех изображений кометы, полученных в Ондржейове 29 апреля (рис. 3 [22]), сходно с распределением эквиденсит на пулковском снимке. Данные фотометрии других снимков сопоставить не удалось из-за различия масштаба и отсутствия в [22] изофот, близких к ядру.

Рихтер и Хёгнер [21] привели эквиденситы II ступени для кометы Аренды—Ролана и Мркоса без указания дат.

В работе [8] даны изофоты для шести дат. Наиболее близок к нашим (3 мая $21^{h}08^{m}$, 5 мая $22^{h}48^{m}$) снимок, полученный 4 мая в $17^{h}0^{m}$. Изофоты [8] представляют только центральную часть головы. Общий ход наших эквиденсит и изофот [8] одинаков: вытянутость в сторону хвоста. Изофоты проведены довольно часто и хорошо описывают строение головы.

Кроме названных работ, имеются и многие другие, в которых приведены изофоты кометы Аренды—Ролана, но по датам они не совпадают с пулковскими.

Из сказанного следует, что фотографический метод эквиденсит позволяет более подробно, чем многие другие методы, описать картину морфологического строения головы и хвоста кометы: выявить лучистую структуру хвоста, неравномерное распределение яркости, выделить центральное ядро и т. д. Вместе с тем этот метод значительно менее трудоемкий, чем большинство других методов фотометрирования протяженных объектов.

Чтобы сделать метод эквиденсит еще более простым и надежным, крайне желательно впечатывать в каждый негатив кометы непрерывный фотометрический клин. Если впечатывать клин с той же выдержкой, с какой фотографировалась комета, а также вести регулярные определения прозрачности во время наблюдений, то можно привести полученные в разные ночи изофоты в единую фотометрическую систему и надежно проследить за изменением структуры кометы во времени.

Фотографический метод эквиденсит может быть весьма полезен при регулярных наблюдениях комет.

ЛИТЕРАТУРА

1. Брейдо И. И., Чеботарева Т. П. — Изв. ГАО АН СССР, 1966, 180, 159.
2. Брейдо И. И., Ермошина К. П. — Астрон. журн., 1968, 45, 865.
3. Бронникова Н. М. — Изв. ГАО АН СССР, 1966, 180, 174.
4. Ворошилов К. А. — Астрон. журн., 1940, 17, 60.
5. Джапишвили В. П., Салуквадзе Г. Н. — Бюлл. Абастум. обс., 1965, 32, 161.
6. Джапишвили В. П., Салуквадзе Г. Н. — Бюлл. Абастум. обс., 1965, 32, 155.
7. Египеков П. — Бюлл. Ин-та астрофизики, Сталинабад, 1959, 30, 8.

8. Купо И. Д., Тейфель В. Г. — Труды Сектора астроботаники, 1959, 7, 93.
9. Курчаков А. В. — Изв. Астрофиз. ин-та, 1960, 9, 21.
10. Лавдовский В. В. — Циркуляр ГАО АН СССР, 30, 119, 1940.
11. Мирзоян Л. В., Хачикян Э. Е. — Сообщ. Бюракан. обс., 1959, 27, 15.
12. Панаитов Л. А. — Астрон. журн., 1958, 25, 2, 257.
13. Рихтер Н., Хёгнер В. — Иенское обозрение, 1966, 11, 264.
14. Сеорлеча Зд. — Public. Astron. Inst. Československe AV, Praha, 1958, 34—42, 13.
15. Суигай Г. — Journ. Observateurs, 1963, 46, 6—7, 181.
16. Kearns Ch. — Publ. ASP, 1958, 70, 413, 202.
17. L'Astronomie, 1957, 71, 367.
18. L'Astronomie, 1958, 72.
19. Lodén K., Lodén L. O. — Arkiv Astron., 1958, 2, 20, 199.
20. Mc Clure-Regr. — Michigan Obs., 79, 1958.
21. Richter N., Högnér W. — Die Sterne, 1964, 40, 11.
22. Růžičková B., Plavec M. — Public. Astron. Inst., Československé AV, Praha, 1958, 34—42, 35.

PHOTOMETRY OF THE COMETS KOSIK (1939 I)

JURLOFF—ACHMAROFF—HASSEL (1939 III), AREND—ROLAND (1957 III)
AND MRKOS (1957 V) BY THE EQUIDENSITY METHOD

I. I. BREIDO, N. M. BRONNIKOVA, K. P. ERMOSHINA

Summary

In the Pulkovo Observatory some plates were obtained of the comets Jurloff—Achmaroff—Hassel (1939 III), Kosik (1939 I), Arend—Roland (1957 h) and Mrkos (1957 d) taken with the normal astrograph. The photometric treatment of these plates was made by the photographic equidensity method described in detail in a number of papers (2, 4).

The results of the photometry are presented in Tables 3—6. The systems of isophotes for all the comets are shown in Figures 1—17.

From comparison of the isophotes taken by this method with the results of the other authors it is found that the equidensity method permits the morphological picture of the comets head and tail to be described much more in detail.

ПРОЕКТИРОВАНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ КОМЕТ НА ПЛОСКОСТЬ ОРБИТЫ

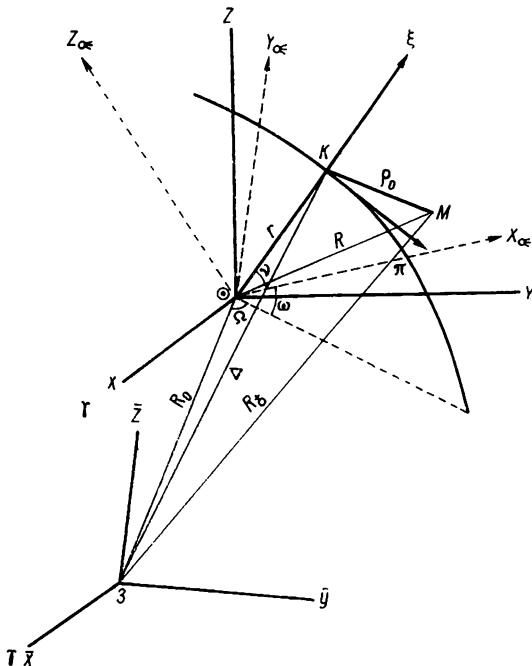
В. П. Таращук

(ГАО АН УССР, г. Киев)

Вид кометы в картинной плоскости может очень отличаться от ее структурной формы в плоскости орбиты. Изменения в структуре кометы, возникающие при движении кометы по орбите, удобно изучать в кометоцентрической системе координат (ξ, η, ζ) , связанной с ядром. Ось ζ направлена вдоль продолженного радиуса-вектора кометы, ось η лежит в плоскости орбиты и направлена в сторону, противоположную движению кометы. Обычно полагают, что хвост кометы лежит в плоскости орбиты, поэтому $\zeta = 0$.

При сравнении теоретических и наблюдательных данных о структуре и форме кометных хвостов удобно использовать кометоцентрические координаты. С этой целью переводят наблюденные экваториальные координаты точек хвоста (α, δ) в ξ, η и сравнивают с теоретическими значениями последних либо теоретические значения кометоцентрических координат — в α, δ и сравнивают с наблюдательными данными. Эти задачи принято называть прямым и обратным перспективным проектированием.

Геометрические приемы для вывода истинной формы и положения кометных хвостов впервые предложил Брандес в 1826 г. Подобную задачу решили также Папе [13] и Бессель [11]. Позднее формулы Бесселя были усовершенствованы Ф. А. Бредихиным [1, 5, 11]. Затем методы перспективного проектирования совершенствовали, упрощали и изменили в соответствии с данными наблюдений и вычислительными средствами А. Я. Орлов [4], С. В. Орлов [5], Н. Д. Моисеев [6], А. Копф [12], С. К. Всехсвятский [2], а в последние годы — П. Штумпф [14], А. и Дж. Бернасони [9], М. Финсон и Р. Пробстейн [10]. Обзор этих методов, за исключением последних двух, содержится в [2, 5, 3, 7].



Переход из геоцентрической экваториальной системы координат $\bar{X}, \bar{Y}, \bar{Z}$ в кометоцентрическую ξ, η .

При небольшом количестве проектируемых точек можно воспользоваться методами, описанными в работах [2, 4, 5, 6]. Однако если число проектируемых точек велико и требуется высокая точность окончательных данных, то искомые координаты лучше вычислять с помощью быстродействующих вычислительных машин, используя формулы с направляющими косинусами. Для прямого перспективного проектирования, если заданы экваториальные сферические координаты точек a, b , удобен метод П. Штумпфа [8], а для обратного — метод М. Финсона и Р. Пробстейна [10]. В последнем случае для разных значений отталкивательных сил вычисляются кометоцентрические координаты ξ, η , которые переводятся затем в прямоугольные координаты в картинной плоскости. Этот метод разработан для вычислений с помощью электронно-цифровых вычислительных машин.

На практике чаще всего приходится по измеренным прямоугольным координатам точек вычислять кометоцентрические координаты. Поэтому далее предлагается новый метод прямого перспективного проектирования точек кометного хвоста на плоскость кометной орбиты, основанный на преобразованиях с помощью матриц поворота системы координат x_0, y_0, z_0 , связанной с картинной плоскостью, в кометоцен-

трическую систему ξ, η, ζ . Все рассматриваемые величины изображены на рисунке. Здесь вектор $\vec{q}_0 = KM$ соединяет ядро кометы и исследуемую точку хвоста, $\vec{R}_\oplus = 3M$ — вектор Земля—точка, $\vec{\Delta}$ — вектор Земля—ядро, $\vec{r} = OK$ — радиус-вектор и v — истинная аномалия ядра, $\vec{R} = OM$ — радиус-вектор точки M . Тогда преобразование вектора \vec{q}_0 из старой системы координат в новую запишется в виде

$$\vec{q} = [M]\vec{q}_0, \quad (1)$$

где

$$\vec{q}_0 = \{x_0, y_0, z_0\}, \quad \vec{q} = \{\xi, \eta, \zeta\}.$$

Матрица перехода

$$[M] = [A] \cdot [B] \cdot [C] \cdot [D]. \quad (2)$$

Таким образом, координаты точки $M (x_0, y_0, z_0)$ системы координат, связанной с картинной плоскостью (с негативом), с помощью матрицы $[A]$ переводятся в прямоугольные экваториальные геоцентрические координаты $\bar{X}, \bar{Y}, \bar{Z}$. Матрица $[B]$ определяет переход в эллиптическую гелиоцентрическую систему X, Y, Z . С помощью матриц $[C]$ и $[D]$ совершается переход в гелиоцентрическую систему $X_{\odot}, Y_{\odot}, Z_{\odot}$ и кометоцентрическую ξ, η соответственно.

Как показано в [8], переход от измеренных координат x_0, y_0 в плоскости пластиинки к геоцентрическим экваториальным координатам $\bar{X}, \bar{Y}, \bar{Z}$, а следовательно и к a, δ , можно осуществить, используя матрицу $[A]$:

$$[A] = \begin{vmatrix} g_{11} & g_{12} & g_{13} \\ g_{21} & g_{22} & g_{23} \\ g_{31} & g_{32} & g_{33} \end{vmatrix}. \quad (2)$$

Измерив на пластиинке прямоугольные координаты x_0, y_0 ($z_0=0$) четырех или более опорных звезд, можем найти неизвестные элементы матрицы $[A]$. Для этого используются следующие формулы:

$$\begin{aligned} a_i &= g_{11}x_{0i} + g_{12}y_{0i} + X, \\ b_i &= g_{12}x_{0i} + g_{22}y_{0i} + Y, \\ c_i &= g_{31}x_{0i} + g_{32}y_{0i} + Z, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} a_i &= \cos \alpha_i \cos \delta_i, \\ b_i &= \sin \alpha_i \cos \delta_i, \\ c_i &= \sin \delta_i; \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} A_i &= G_{11}x_{0i} + G_{12}y_{0i} + \tilde{Y} - G_{31}x_{0i}A_i - G_{32}y_{0i}A_i, \\ B_i &= G_{21}x_{0i} + G_{22}y_{0i} + \tilde{Y} - G_{31}x_{0i}B_i - G_{32}y_{0i}B_i, \end{aligned} \quad (5)$$

причем $G_{ih} = \frac{G_{ih}}{Z}$, $\tilde{X} = \frac{X}{Z}$, $\tilde{Y} = \frac{Y}{Z}$; $A_i = \frac{a_i}{c_i}$, $B_i = \frac{b_i}{c_i}$; $i = 1, 2, 3, 4$;

$G_{13} = G_{23} = G_{33} = 0$, так как $z_0 = 0$.

Если опорных звезд с координатами α_i, δ_i больше четырех и число уравнений (5) больше восьми, то восемь неизвестных величин $G_{11}, G_{12}, G_{21}, G_{22}, G_{31}, G_{32}, \tilde{X}, \tilde{Y}$ определяются по способу наименьших квадратов.

Затем, используя известные элементы матриц, находим координаты искомых точек. Для этого служат следующие формулы:

$$\begin{aligned}
 k_1 &= G_{11}x_0^i + G_{12}y_0^i + \tilde{X}, \\
 k_2 &= G_{21}x_0^i + G_{22}y_0^i + \tilde{Y}, \\
 k_3 &= G_{31}x_0^i + G_{32}y_0^i + 1; \\
 a^i &= \frac{k_1}{\sqrt{k_1^2 + k_2^2 + k_3^2}}, \quad b^i = \frac{k_2}{\sqrt{k_1^2 + k_2^2 + k_3^2}}, \\
 c^i &= \frac{k_3}{\sqrt{k_1^2 + k_2^2 + k_3^2}}; \quad \operatorname{tg} a^i = \frac{k_2}{k_1}; \quad \sin \delta^i = c^i.
 \end{aligned} \tag{6}$$

В (6) индекс i относится к определяемой точке хвоста и в дальнейшем опускается.

Зная a , δ , получим прямоугольные геоцентрические экваториальные координаты \bar{X} , \bar{Y} , \bar{Z} , которые переведем в гелиоцентрическую эллиптическую систему координат путем переноса начала координат с помощью X_\odot , Y_\odot , Z_\odot — прямоугольных экваториальных координат Солнца, взятых из Астрономического ежегодника, и поворотом на угол ε ,

$$[B] = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 \cos \varepsilon & -\sin \varepsilon & 0 \\ 0 \sin \varepsilon & \cos \varepsilon & 0 \end{vmatrix},$$

$$\bar{X} = \bar{x} - X_\odot,$$

$$Y = (\bar{y} - Y_\odot) \cos \varepsilon + (\bar{z} - Z_\odot) \sin \varepsilon, \tag{7}$$

$$Z = -(\bar{y} - Y_\odot) \sin \varepsilon + (\bar{z} - Z_\odot) \cos \varepsilon.$$

Переход в систему координат, связанную с плоскостью орбиты кометы $X_{\odot\equiv}$, $Y_{\odot\equiv}$, $Z_{\odot\equiv}$ выполняется путем поворота на углы i , ω , Ω с помощью матрицы $[C]$:

$$[C] = \begin{vmatrix} l_1 & l_2 & l_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \\ n_1 & n_2 & n_3 \end{vmatrix}, \tag{8}$$

в которой элементы l_1 , l_2 , l_3 , m_1 , m_2 , m_3 , n_1 , n_2 , n_3 — направляющие косинусы. Они вычисляются по следующим формулам:

$$\begin{aligned}
 l_1 &= \cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i, \\
 l_2 &= -\sin \omega \cos \Omega - \cos \omega \sin \Omega \cos i, \\
 l_3 &= \sin \Omega \sin i, \\
 m_1 &= \cos \omega \sin \Omega + \sin \omega \cos \Omega \cos i, \\
 m_2 &= -\sin \omega \sin \Omega + \cos \omega \cos \Omega \cos i, \\
 m_3 &= -\cos \Omega \sin i, \\
 n_1 &= \sin \omega \sin i, \\
 n_2 &= \cos \omega \sin i, \\
 n_3 &= \cos i;
 \end{aligned} \tag{9}$$

$$\begin{aligned}
 X_{\odot\equiv} &= l_1 X + m_1 Y + n_1 Z, \\
 Y_{\odot\equiv} &= l_2 X + m_2 Y + n_2 Z, \\
 Z_{\odot\equiv} &= l_3 X + m_3 Y + n_3 Z.
 \end{aligned} \tag{10}$$

Заметим, что ось $X_{\odot\equiv}$, направленная в перигелий орбиты, и оси $Y_{\odot\equiv}$, $Z_{\odot\equiv}$ образуют правую прямоугольную систему координат.

Переход в систему ζ , η осуществляется с помощью матрицы $[D]$, определяющей поворот системы координат $X_{\odot\equiv}$, $Y_{\odot\equiv}$, $Z_{\odot\equiv}$ на угол V (истинная аномалия), и смещением начала координат из центра Солнца в ядро кометы на величину вектора \vec{r}

$$[D] = \begin{vmatrix} \cos V & -\sin V & 0 \\ \sin V & \cos V & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}, \quad \vec{r} = \{r \cos V, r \sin V\};$$

$$\begin{aligned} \zeta &= (X_{\odot\equiv} - r \cos V) \cos V + (Y_{\odot\equiv} - r \sin V) \sin V, \\ \eta &= (X_{\odot\equiv} - r \cos V) \sin V - (Y_{\odot\equiv} - r \sin V) \cos V. \end{aligned} \quad (11)$$

При этом из-за выбора положительного направления оси η против движения кометы происходит переход из правой прямоугольной системы координат в левую.

Чтобы вычислить координаты точки M в системе геоцентрических экваториальных координат \bar{X} , \bar{Y} , \bar{Z} , надо знать геоцентрическое расстояние $\bar{R}_{\odot} = 3M$. Точка M лежит в плоскости орбиты, задаваемой уравнением

$$\vec{A} \cdot \vec{n} = 0,$$

в котором $\vec{A} = \{X, Y, Z\}$, $\vec{n} = \{\sin i \sin \Omega, -\sin i \cos \Omega, \cos i\}$. Подставляя в это уравнение координаты точки M

$$\begin{aligned} \bar{X} &= R_{\odot} \cos \alpha \cos \delta, \\ \bar{Y} &= R_{\odot} \sin \alpha \cos \delta, \\ \bar{Z} &= R_{\odot} \sin \delta, \end{aligned} \quad (12)$$

переведенные в систему X , Y , Z соответственно (7), получим:

$$R_{\odot} = \frac{l_3 X_{\odot} + Y_{\odot} (m_3 \cos \varepsilon - n_3 \sin \varepsilon) + Z_{\odot} (n_3 \cos \varepsilon + m_3 \sin \varepsilon)}{l_3 \cos \alpha \cos \delta + \sin \alpha \cos \delta (m_3 \cos \varepsilon - n_3 \sin \varepsilon) + \sin \delta (n_3 \cos \varepsilon + m_3 \sin \varepsilon)}. \quad (13)$$

Вычисления ведутся в следующем порядке: по соотношениям (4), (5), (6) вычисляются α^i , δ^i точек хвоста, затем по (13) находится \bar{R}_{\odot} , а по (12), (7), (9), (10), (11) — X , Y , Z , $[C]$, $X_{\odot\equiv}$, $Y_{\odot\equiv}$, $Z_{\odot\equiv}$ и ζ , η соответственно.

Очевидно, что для ядра кометы

$$\vec{r} = [M] \vec{\Delta}. \quad (14)$$

Равенство правой и левой частей уравнения (14) может служить контролем правильного вычисления матрицы M . С другой стороны, для контроля можно использовать свойства матриц преобразования (например, сумма квадратов элементов одной строки или одного столбца должна быть равна единице).

Достоинство данного метода состоит в том, что в нем не нужно находить квадранты углов, поскольку все знаки тригонометрических величин определяются из алгебраических соотношений.

Найденные координаты точек α^i , δ^i исправляются за суточный параллакс по обычным формулам. Чтобы не вводить специальную поправку за рефракцию, удобно при измерениях пластинки выбирать опорные звезды в пределах узкой зоны, в которой, благодаря малой

разнице в зенитных расстояниях, величина рефракции изменяется не-значительно. Негатив удобно ориентировать в измерительной машине так, чтобы начало координат совпадало с оптическим центром пластиинки (примерно), а положительное направление осей x_0 и y_0 соответствовало увеличению часовых углов и склонения.

Точность проектирования определяется углом между лучом зрения и нормалью к плоскости орбиты γ . Если определить вектор нормали $\vec{n} = \{\sin i \sin \Omega, -\sin i \cos \Omega, \cos i\}$ или $\vec{n} = \{l, m, n\}$, а вектор луча зрения (совпадает с вектором $\vec{R}_\odot = 3M$) $\vec{R}_\odot(a, b, c)$, причем a, b, c вычисляются по (4) и переводятся в эклиптическую систему координат, то

$$\cos \gamma = la + mb + nc. \quad (15)$$

Подставляя вместо a, b, c их значения, имеем

$$\begin{aligned} \cos \gamma = & l \cos \alpha \cos \delta + m (\sin \alpha \cos \delta \cos \varepsilon + \sin \delta \sin \varepsilon) + \\ & + n (\sin \delta \cos \varepsilon - \sin \alpha \cos \delta \sin \varepsilon). \end{aligned} \quad (16)$$

Если $\cos \gamma = 0$ (\vec{n} и \vec{R}_\odot перпендикулярны) или близок к нулю, то проектирование становится неопределенным или очень ненадежным.

Предлагаемый метод удобен для вычисления с помощью электронно-цифровых машин, в частности машин «Минск-22», и позволяет получить большое число точек не только в виде таблицы, но и в виде отпечатанного машиной рисунка структурных деталей в плоскости кометной орбиты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бредихин Ф. А. О хвостах комет. М.—Л., 1934.
2. Всехсвятский С. К. — Астрон. журн., 1929, 6, 3—4, 285.
3. Деменко А. А. О типах хвостов комет. Автореф. дисс. Одесса, 1965.
4. Орлов А. Я. — Изв. Акад. наук, 1909, 4, 35.
5. Орлов С. В. Кометы ОНТИ, М.—Л.
6. Монсеев Н. Д. — Астрон. журн. 1924, 1, 79.
7. Файзиев Э. К механической теории пылевых хвостов комет. Автореф. дисс. Душанбе, 1963.
8. Шульман Л. М. — В кн.: Вопросы астрометрии. «Наукова думка», К., 1964, 63.

PROJECTION OF COMET IMAGE ON THE ORBIT PLANE

V. P. TARASHCHUK

Summary

A new method is suggested of perspective projection of the cometary tail points on the orbit plane. The deduced formulae can be applied when using the electronic computers.

СОДЕРЖАНИЕ

Шульман Л. М. Движение нейтрального вещества в атмосфере кометы	3
Шульман Л. М. Распределение плотности нейтрального вещества в атмосфере кометы	15
Добровольский О. В., Маркович М. З., Ошеров Р. С. Роль эффективного альбедо в кометной фотометрии	27
Маркович М. З., Туленкова Л. Н. Физические характеристики кометы Энке	30
Коноплева В. П., Гараздо-Лесных Г. А. Прямые снимки комет с широкополосными и узкополосными фильтрами	41
Чурюмов К. И. Абсолютная фотометрия кометных ядер по фокальным изображениям звезд	50
Чурюмов К. И., Деменко А. А. Активность кометы Икейя—Секи 1967 n	55
Брейдо И. И., Бронникова Н. М., Ермощина К. П. Фотометрия комет 1939 I Козика, 1939 III Ахмарова—Юрлова—Хасселя, 1957 III Аренд—Ролана, 1957 V Мркоса методом эквиденсит	59
Тарашчук В. П. Проектирование изображений комет на плоскость орбиты	76

CONTENTS

Shulman L. M. Movement of Neutral Matter in the Cometary Atmosphere	15
Shulman L. M. Density Distribution of the Neutral Matter in the Cometary Atmosphere	26
Dobrovolsky O. V., Markovich M. Z., Osherov R. S. The Role of Effective Albedo in Comet Photometry	30
Markovich M. Z., Tulenkova L. N. Physical Characteristics of the Comet Encke	41
Konopleva V. P., Garazdo-Lesnykh G. A. Direct Photographs of Comets with Colour and Interference Filters	50
Churumov K. I. Comet Nucleus Absolute Photometry by Focal Images of Stars	54
Churumov K. I., Demenko A. A. Ikeya—Seki (1967 n) Comet Activity	59
Breido I. I., Bronnikova N. M., Ermoshina K. P. Photometry of the Comets Kosik (1939 I) Jurloff—Achmaroff—Hassel (1939 III), Arend—Roland (1957 III) and Mrkos (1957 V) by the Equidensity Method	76
Tarashchuk V. P. Projection of Comet Image on the Orbit Plane	81

УДК 523.662

Движение нейтрального вещества в атмосфере кометы. Шульман Л. М. Астрометрия и астрофизика, вып. 11. Физика комет, 1970 г.

Содержание статьи — лекция, прочитанная в летней школе по физике комет, состоявшейся в Крымской АО в сентябре 1968 г. В статье обсуждается стратификация кометной атмосферы, основанная на динамических характеристиках вещества, приводится вывод уравнений, описывающих течение нейтрального газа в той области атмосферы, где столкновения играют малую, но вполне заметную роль, и применимых для описания движения во внутренней части голов ярких комет.

Табл. — 1, библ. — 12 назв.

УДК 523.662

Распределение плотности нейтрального вещества в атмосфере кометы. Шульман Л. М. Астрометрия и астрофизика, вып. 11. Физика комет, 1970 г.

Получено распределение плотности вещества нейтральной компоненты кометной атмосферы в области перехода течения от гидродинамического к свободно-молекулярному режиму и в области свободного разлета. В последнем случае учтены анизотропия и асимметрия распределения начальных скоростей, следующая из приближенного решения задачи о течении вещества в переходной области.

Библ. — 3 назв.

УДК 523.6

Роль эффективного альбедо в кометной фотометрии. Добровольский О. В., Маркович М. З., Ошеров Р. С. Астрометрия и астрофизика, вып. 11. Физика комет, 1970 г.

Установлена связь между эффективным альбедо ($A_{\text{эфф}}$) и средней оптической толщиной головы кометы (t) и рассмотрена роль $A_{\text{эфф}}$ в кометной астрономии. Зная $A_{\text{эфф}}$, можно найти число частиц для комет с чисто газовыми оболочками и величину среднего альбедо одной частицы для «запыленных» комет. Приведены численные значения оптической толщины для газовой и запыленной атмосферы кометы.

Библ. — 7 назв.

УДК 523.64

Физические характеристики кометы Энке. Маркович М. З., Туленкова Л. Н. Астрометрия и астрофизика, вып. 11. Физика комет, 1970 г.

Выполнен анализ визуальных наблюдений кометы в 34 появлениях, на основании которого делается заключение о строении ее ядра. Ядро является, по-видимому, пористым образованием из тугоплавкого материала и льда. Радиус ядра (3.9 ± 0.2) $\cdot 10^4$ см, средняя плотность в начальный момент (1795 г.) составляла 0.0079 г/см³. Со времени открытия комета потеряла 48% своей первоначальной массы. Концентрация кометных молекул коррелирует с факельными полями на Солнце.

Рис. — 7, табл. — 2, библ. — 28 назв.

УДК 523.6

Прямые снимки комет с широколосными и узкополосными фильтрами. Коноплева В. П., Гараздо-Лесных Г. А. Астрометрия и астрофизика, вып. 11. Физика комет, 1970 г.

Описана методика получения и обработки прямых снимков комет с узкополосными и широколосными фильтрами. Рассмотрены задачи монохроматической поверхностной фотометрии комет. Подобраны комбинации светофильтров и фотоматериалов для выделения наиболее ярких эмиссионных молекулярных полос, отождествленных в спектрах кометных голов. С помощью спектросенситометра ИСП-73 [7] изучено спектральное распределение чувствительности в пяти участках спектра (405, 474, 517, 574, 662 мкм), выделенных 11 комбинациями светофильтров и фотоматериалов.

Отмечается, что ценные данные для физики комет можно получить при монохроматических наблюдениях близких к Земле ярких комет не только с крупными, но и со средними телескопами при использовании электронных усилителей яркости.

Рис. — 6, табл. — 7, библ. — 25 назв.

УДК 523.6

Абсолютная фотометрия кометных ядер по фокальным изображениям звезд. Чурюмов К. И. Астрометрия и астрофизика, вып. 11. Физика комет, 1970 г.

Предложена методика абсолютной фотометрии кометных ядер по фокальным изображениям звезд, лежащим в области нормальных почернений. Методика основана на принципе использования звездных штрихов в качестве калибровочных ступенек для построения характеристической кривой. Эффективные (истинные) плотности звездных изображений измеряются на микрофотометре или денситометре. Усреднение фотографической плотности по площади кружка рассеяния (Эйри, аберрационного и турбулентного) осуществляется подбором индивидуальной щели для каждой звезды. Отсчет D по логарифмической шкале микрофотометра при наведении на звезду сравнивается с отсчетом D_0 при наведении на прозрачную пластинку той же толщины, что и измеряемая. С отсчетом D_0 сравнивается и отсчет на фон при той же щели. Характеристическая кривая, построенная по измеренным D и значениям звездных величин, достаточно линейна и может служить для определения звездной величины ядра кометы. Для перехода к абсолютным величинам необходимо сделать для всей серии пластинок одну внефокальную привязку.

Доверительные интервалы, построенные для различных пластинок по выборке из 20—25 звезд, равны $0^m.15$ — $0^m.20$, что согласуется с обычной точностью фотометрических измерений.

Рис. — 4, табл. — 1, библ. — 3 назв.

УДК 523.6

Активность кометы Икейя—Секи 1967 п. Чурюмов К. И., Деменко А. А. Астрометрия и астрофизика, вып. 11. Физика комет, 1970 г.

По 300 пластинкам, полученным в Киеве С. К. Всехсвятским и К. И. Чурюмовым, исследовалась активность ядра кометы 1967 п. Построена кривая блеска ядра кометы за период, равный трем оборотам Солнца. Обнаружены два резких минимума блеска, интервал между которыми — 27 суток. Сделано заключение о возможной связи активности ядра с вращением Солнца. Отмечаются колебания блеска ядра в течение отдельных ночей и связанные с ними структурные изменения в комете.

Рис. — 2, библ. — 22 назв.

УДК 523.663

Фотометрия комет 1939 I Козика, 1939 III Ахмарова—Юрлова—Хасселя, 1957 III Аренды—Ролана, 1957 V Мркоса методом эквиденсит. Брейдо И. И., Бронников А. Н. М., Ермошина К. П. Астрометрия и астрофизика, вып. 11. Физика комет, 1970 г.

Фотографическим методом эквиденсит обработаны снимки комет Ахмарова—Юрлова—Хасселя (1939 III), Козика (1939), Аренды—Ролана (1957 III) и Мркоса (1957 V), полученные на нормальном астрографе в Пулкове. Сведения о наблюдательном материале помещены в табл. 1. В данной работе тщательно учитывался фон неба. Результаты фотометрирования ($D_{\text{выд}}$, $E_{\text{отв}}$, $t_{\text{отв}}$ — для комет Аренды—Ролана и Мркоса, $D_{\text{выд}}$ для комет Ахмарова—Юрлова—Хасселя и Козика) представлены в виде таблиц. Системы эквиденсит для всех комет представлены на 17 рис. Из сравнения эквиденсит с изофотами других авторов найдено, что метод эквиденсит позволяет описать более подробно картину морфологического строения как головы, так и хвоста кометы, чем другие фотометрические методы.

Рис. — 17, табл. — 7, библ. — 22 назв.

УДК 523.6

Проектирование изображений комет на плоскость орбиты. Тарашук В. П. Астрометрия и астрофизика, вып. 11. Физика комет, 1970 г.

Содержится краткий обзор методов проектирования изображений на плоскость кометной орбиты. Предложена новая методика перехода от координат в картинной плоскости к кометоцентрическим координатам. Выведенные формулы удобны для вычислений с помощью электронно-цифровых вычислительных машин.

Рис. — 1, библ. — 13 назв.