

УДК 523.6

О механизме вспышек кометы Галлея на больших расстояниях от Солнца

О. В. Добровольский

Обосновывается интерпретация природы вспышек кометы Галлея на больших (~ 8 а. е.) расстояниях от Солнца как результата образования и оседания гравитационно связанных с ядром пылевых облаков.

THE NATURE OF COMET HALLEY OUTBURSTS AT LARGE HELIOCENTRIC DISTANCES, by Dobrovolskij O. V.—The comet Halley outbursts at large heliocentric distances (≈ 8 AU) are interpreted as being a result of lifting and sinking of dust clouds, gravitationally coupled with the comet nucleus and influenced by the reduced non-stationary thermal sublimation drag.

В литературе приводятся описания первых профотометрированных вспышек кометы Галлея в настоящее ее появление и их дискуссия [7, 11]. Поскольку комета не была отягощена мощной атмосферой, делаются попытки по периодичности вспышек сделать заключения о периоде осевого вращения ядра кометы. Ответ получается неоднозначным. При этом, при большем периоде наблюдений называется больший интервал возможных периодов вращения. Так, в [7] на основе наблюдений 2—6 февраля 1984 г. выводятся периоды от 6 до 51 часа, а объединение январских и февральских наблюдений привело Лекашо и Секанину (см. [11]) к интервалу периодов от 16 до 90 часов.

Поэтому вполне естественен вывод, делаемый в [11], о том, что на основе известных в настоящее время фотометрических наблюдений невозможно вывести недвусмысленный период вращения и что скорее всего колебания блеска, вызванные вращением, маскируются нерегулярными преходящими явлениями ядерной активности.

С объяснением ядерной активности дело тоже не совсем благополучно. Как указывается в [7], увеличение яркости в 5 раз (что типично для рассматриваемых вспышек) потребовало бы увеличения оптического поперечника за счет пыли, выбрасываемой в среду вокруг ядра; для этого нужно около 10^9 г частиц размером по 10 мкм, соответствующих слою толщиной 10^{-2} мм, поднимаемому с поверхности. Если принять классическую тягу термической сублимации летучих материалов, то скорость ухода будет больше 100 м/с, и образуются концентрические галосы, расширяющиеся со скоростью больше $1.5''$ сут $^{-1}$. Кажется неправдоподобным, что на расстоянии около 8 а. е. ядро может терять 10^9 г/сут. Это характерно только для развитых форм вблизи Солнца. Кроме того, диск видимости составлял около $1.5''$, и при начале новой вспышки мы только начали бы различать галос предыдущей, происшедшей около суток назад. Зарегистрированные изображения должны бы иметь туманный вид, и общий (суммарный) блеск не мог бы быстро упасть на две величины, в противоположность тому, что наблюдается в действительности.

Упомянутые трудности отпадают, если пыль остается гравитационно связанной с ядром [7]. Но тогда надо принять очень малые начальные скорости подъема (меньше 2 м/с), баллистическую кумуляцию на высоте около 10 км и непрерывный пылевой дождь на по-

верхность в течение часов, следующих за вспышкой. Механизм такого явления неизвестен и во всяком случае не имеет ничего общего с эффектами термической сублимации [11].

В этой связи отметим, что существует великое множество объяснений вспышек, затрудняющее установление их причин; но в данном случае, зная ограничения, накладываемые на характер вспышек на больших расстояниях, можно попробовать более определенно высказаться об их механизмах.

По нашему мнению существование облака, гравитационно связанного с ядром, можно объяснить в первую очередь именно эффектом термической сублимации. В простейшей теории увлечения пыли сублимирующими с поверхности ядра газами обе силы (подъемная и гравитационная), действующие на пылинку, обратно пропорциональны квадрату расстояния от центра ядра (в силу такой же зависимости от расстояния плотности сублимирующего газа). Поэтому, в рамках этой теории, частица может либо уйти на бесконечность, либо упасть назад, либо вообще не подняться с поверхности. В более совершенной теории, строже учитывающей характер течения сублимирующего газа и его действие на пылинки [2], подъемная сила уменьшается с высотой быстрее, чем гравитационная, и поэтому возможно устойчивое равновесие пылевой частицы на некоторой высоте h над поверхностью, где суммарная сила, действующая на частицу, становится равной нулю. В одном и том же потоке сублимации частицы будут иметь тогда разные h , при этом большие по размерам и плотности частицы будут располагаться ниже. В общем же происходит некоторое подобие псевдоожигения пылевой атмосферы кометы. Применительно к Луне влияние ожигения на фотометрические свойства лунных пылевых слоев обсуждалось в [5].

На малых расстояниях от Солнца, где сублимация идет интенсивнее, подъемная сила для мелких частиц (которых большинство) превышает гравитацию на всем пути вплоть до приобретения ими положительной полной энергии относительно ядра. Для мелких частиц псевдоожигение не наступает, так как они неограниченно удаляются от ядра. И для кометы в целом явление квазиожигения оказывается замаскированным другими явлениями и процессами. Здесь вспышки приобретают классический характер галосов, описанный еще в пятидесятых годах Рихтером [9, 10] применительно к комете Швассмана — Вахмана 1.

Эта комета, кстати, не только находится несколько ближе к Солнцу, чем комета Галлея в январе — феврале 1984, но имеет по современным представлениям и большие размеры ядра и видимую газовую атмосферу из CO^+ , создаваемую, по всей вероятности, летучими CO или CO_2 , сублимирующими намного активнее, чем H_2O (кратковременное усиление этих летучих является, по-видимому, причиной вспышек кометы Швассмана — Вахмана 1 [3]). На малых расстояниях от Солнца интенсивное галосообразование наблюдалось в прошлом появлении и у кометы Галлея.

Таким образом, далекие кометы, у которых тяга термической сублимации не слишком велика и равновесное состояние наступает при отрицательной полной энергии частиц, являются, пожалуй, единственными кометными объектами, на которых можно реально проследить в незамаскированном виде эффект квазиожигения пылевой компоненты. К этим эффектам, вероятно, и принадлежат безгалосные вспышки кометы Галлея на расстоянии около 8 а.е. Тяга может создаваться в результате случайного обнажения «карманов» с летучими, которые должны быть намного активнее, чем H_2O . На таких расстояниях даже эрозия льда H_2O солнечным ветром (высвобождающая на два порядка больше молекул H_2O , чем дает термическая сублимация в этих условиях [8]) недостаточна, чтобы поднять самую маленькую пылинку. Как

показывают наши расчеты, тягу здесь создают те же молекулы CO_2 , что и в случае кометы Швассмана — Вахмана 1.

Эти расчеты можно провести на основе предложенной Л. М. Шульманом [2] теории движения пылевых частиц в околоядерной области (ОЯО) комет, исходя из выражения для суммарной силы F , действующей на пылевую частицу радиуса a :

$$F = 0.5 \pi a^2 m n (u - v)^2 K + \pi a^2 m n \eta (u - v) v_{\text{отр}} + 16 \pi^2 a^3 \delta G \rho R^3 / 9 r^2. \quad (1)$$

В правой части (1) первый член описывает силу, создаваемую молекулами газа, ударяющимися о частицу; второй — силу, возникающую при отражении молекул газа от пылинки; третий — силу тяготения пылинки к ядру. При этом применены обозначения: R и r — радиус ядра и расстояние от его центра; m и n — масса молекулы и число молекул в единице объема; u и v — скорости течения газа и движения пылинки; ρ и δ — средняя плотность ядра и пылевой частицы; η и $v_{\text{отр}}$ — доля летучих (отражающихся от ядра) молекул в газе и их средняя скорость, приобретаемая при отражении; G — постоянная тяготения; K — фактор эффективности ускорения.

Фактор K является известной функцией от параметра $s = (u - v) \times (2kT/m)^{1/2}$ и табулирован нами (см. табл. 1, из которой видно, что в табличном интервале s фактор $K \approx 1.2s^{-2}$).

Принимая, что отражение происходит с максвелловским распределением молекул по скоростям, перепишем (1), следуя Л. М. Шульману [2], в виде:

$$\frac{dv^2/(5R_y T_0)}{d \ln r} = \frac{R}{r} \left[\frac{m n R}{a \delta} \frac{M_0}{M} s (0.3 K s + A) - \frac{8 \pi G \rho m R^2}{15 k T_0} \right]. \quad (2)$$

Здесь A пропорционально η , зависит не очень сильно от $v_{\text{отр}}$ и при приближенном расчете может быть принято равным 1—2; M_0 и M — число Маха у поверхности ядра и на расстоянии r ; R_y — удельная газовая постоянная; T_0 — начальная температура газа, равная температуре сублимирующей поверхности ядра.

Из (2) следует условие наступления равновесия пылинки

$$n = \frac{8 \pi G \rho R a \delta}{15 k T_0} \cdot \frac{M}{M_0} \cdot \frac{1}{0.3 K s^2 + A s}. \quad (3)$$

Подставляем сюда $a = 10^{-3}$ см, $R = 6$ км [6], $\rho = 1.5$ г·см $^{-3}$, $\delta = 1$ г·см $^{-3}$, $0.3 K s^2 = 0.4$ и принимаем, по [2], $A = 1.8$, $s = 1/3$, $M_0 = 1.5$. Для оценки M используем зависимость M от безразмерной величины $\bar{r} = r/R (0.5(\gamma - 1) M_0)^2 (1 + 0.5(\gamma - 1) M_0)^2)^{\gamma + 1/4(\gamma - 1)}$, построенную Л. М. Шульманом [2] для адиабатического потока с показателем адиабаты $\gamma = 7/5$ и представимую в начальной части ($M < 7$) соотношением:

$$M = 5 \lg \bar{r}. \quad (4)$$

Расчет проведем для двух значений $h = r - R$ и набора температур T_0 , включая температуры, вероятные для льдов CO_2 на расстоянии

Таблица 1. Фактор эффективности ускорения

s	K	$0.3 K s^2$
1:10	145	0.43
1:5	30	0.36
1:3	11	0.36
1:2	5.6	0.42
1	1.5	0.45

Таблица 2. Параметры околоядерной области кометы

T, K	$u_0, \text{км/с}$	$h, \text{км}$						
		5		10		5		10
		$n \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-3}$		$n_0 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-3}$		$Z \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2} \times \text{с}^{-1}$		
50	0.16	2.5	3.4	8.4	24	1.3	3.8	
75	0.19	1.7	2.2	5.7	16	1.1	3.1	
100	0.22	1.3	1.7	4.4	12	0.9	2.6	
125	0.25	1.0	1.35	3.4	10	0.8	2.3	

8 а. е. (табл. 2). В табл. 2 даны также начальная скорость газа $u_0 = (8kT_0/\pi m)^{1/2}$, значение n на высоте h у поверхности ядра (n_0), найденное по квадратичному закону, и производительность ядра $Z = n_0 u_0$. Отметим, что квадратичный закон здесь будет не совсем правилен из-за переменности u , но его применение не изменит порядок получаемого значения n_0 .

Табл. 2 содержит параметры ОЯО, требующиеся для выполнения условия устойчивого равновесия пылевых частиц размером $a = 10$ мкм на заданной высоте. Обращаясь к литературным данным о величине Z [3, 4], получаем полное согласие с производительностью CO_2 на расстоянии порядка 8 а. е., что говорит о возможности термосублимационного объяснения вспышек. При этом из-за некоторой дисперсии размеров a будет наблюдаться не тонкий слой, а некоторое облако, висящее над активной областью. Устойчивое равновесие облака может сохраняться довольно долго (пока действует источник молекул), причем оно будет постепенно снижаться по мере ослабления источника. Это обеспечивает более эффективное «использование» пылесодержания и позволяет ограничить размеры активных областей. Остается неучтенным возможное обратное влияние пылевых частиц на газовую атмосферу. Оно должно привести к небольшому повышению требований к Z , но данные [3, 4] позволяют легко удовлетворить и этим требованиям путем соответствующего подбора соотношения визуального и ИК альбедо.

Электростатический эффект фрагментации наэлектризованных крупных частиц кометной атмосферы под действием потоков солнечного ветра также может давать нужные скорости фрагментов и быть причиной вспышек [1]. Однако необходимый для фрагментации весьма высокий потенциал реализуется очень редко (вероятно намного реже, чем наблюдаемые вспышки).

Будет весьма интересно проследить по новым наблюдениям эволюцию картины вспышек кометы Галлея.

1. Добровольский О. В. Электризация комет корпускулярными потоками Солнца // Бюл. Ин-та астрофизики.—1982.—№ 73.—С. 14—21.
2. Шульман Л. М. Динамика кометных атмосфер. Нейтральный газ.— Киев : Наук. думка, 1972.—244 с.
3. Cowan J. J., A'Hearn M. Vaporization in comets: outbursts from comet Schwassmann-Wachmann 1 // Icarus.—1982.—50, N 1.—P. 53—62.
4. Delsemme A. H. Chemical composition of cometary nuclei // Comets.— Tucson, Arizona : Toledo Univ. press, 1982.—P. 85—130.
5. Garlik G. F. J., Stegmann G. A., Lamb W. E., Geake J. E. Fluidization of lunar dust layers and effect on optical polarization of the diffuse reflectance of the light // Proceedings of the Fourth Lunar Science Conference.— New York : Pergamon press, 1973.—3.
6. Int. Astron. Union Circ. Cent. Bur. Astron. Telegr.—1985.—N 4025.
7. Lefevre O., Lecacheux J., Mathez G. et al. Rotation of comet P/Halley: recurrent brightening observed at the heliocentric distance of 8 а. u. // Astron. and Astrophys.—1984.—138, N 1.—P. L1—L4.
8. Pirronello V., Strazzulla G., Foti G. H_2 production in comets // Ibid.—1983.—118, N 2.—P. 341—344.
9. Richter N. B. Statistik und Physik der Kometen.— Leipzig : Verlag J. A. Barth.—1954.—142 S.
10. Richter N. B. The nature of comets.— London : Methuen, 1963.—228 S.
11. West R. M., Pedersen H. Variability of P/Halley // Astron. and Astrophys.—1984.—138, N 1.—P. L9—L10.