

СТОЛКНОВЕНИЕ КОМЕТЫ С ЮПИТЕРОМ: ТОНКАЯ СТРУКТУРА КРИВОЙ БЛЕСКА

*В.Е.Фортвов, А.В.Ивлев, Б.А.Клумов**

*Научно-исследовательский центр теплофизики импульсных воздействий
127412 Москва, Россия*

**Институт динамики геосфер РАН
117979 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 16 октября 1995 г.

Анализируются результаты наземных ИК наблюдений Юпитера во время столкновения с осколками кометы Шумейкер–Леви 9. Удар типичного фрагмента кометы генерирует три максимума на кривой блеска. Первые две вспышки – короткие и слабые, в то время как третья – очень яркая и длительная (≈ 20 мин). Показано, что распространенное объяснение главного максимума как теплового излучения атмосферы, нагретой падающим на нее газом, выброшенным вверх при взрыве осколка, не является удовлетворительным. Предлагается модель физических процессов, приводящих к генерации излучения во время удара кометы. На основе этой модели объясняются форма кривой блеска и происхождение трех вспышек.

Столкновение кометы Шумейкер–Леви 9 (SL9) с Юпитером происходило в июле 1994 г. Наблюдения за процессом столкновения проводились как на Земле, так и на космических аппаратах Хаббл и Галилео. В предыдущей работе [1] мы обсуждали результаты оптических наблюдений, полученных на Галилео [2], при помощи которого непосредственно наблюдался процесс удара. Было предложено объяснение этих результатов.

Взрывной характер энерговыделения в процессе торможения осколка кометы в атмосфере приводит к образованию сильной ударной волны (УВ), которая, в свою очередь, формирует область горячей, сильно ионизированной, оптически плотной плазмы (которую часто называют огненным шаром (ОШ)). ОШ остывает за счет излучения, что приводит к формированию волны радиационного охлаждения, бегущей к центру ОШ со скоростью $u \propto p_e^{-1}$, где p_e – атмосферное давление на уровне взрыва (например, $p_e \approx 10$ бар для километрового осколка). Таким образом волна радиационного охлаждения уменьшает площадь ОШ. Длительность свечения ОШ можно оценить, деля начальный радиус ОШ на скорость волны охлаждения u . Эта дает ≈ 40 с для длительности свечения ОШ при взрыве осколка размером 1 км. Именно это излучение было зарегистрировано на Галилео. В [1] было предложено количественное описание длительности вспышки и интенсивности излучения ОШ, образованного при взрыве осколков кометы, которое находится в хорошем согласии с данными Галилео.

Следует отметить, что объяснение вспышки излучения, зарегистрированной Галилео, как излучения метеорного следа (горячего канала, образованного в атмосфере при торможении осколка), расположенного выше облачного слоя (ниже облачного слоя излучение сильно экранировано), не является удовлетворительным. Если метеорный след оптически плотный, то он остывает за счет излучения, как и ОШ. Но в этом случае скорость u_w радиационной волны охлаждения в следе ($u \propto 1/p$) значительно выше, чем в огненном шаре: $p_w \ll p_e$, $u_w \gg u_e$, где p_w – давление в следе. Поэтому длительность

вспышки оптически плотного метеорного следа, расположенного выше облачного слоя ($p_w \leq 0.3$ бар), не превышает нескольких секунд. Отметим, что интенсивность излучения пропорциональна энергии, выделенной в процессе торможения осколка. В нашем случае выделенная при торможении осколка энергия, экспоненциально падает с увеличением высоты, поэтому основная часть наблюдаемого на Галилео во время удара излучения генерируется в ОШ. Фактически излучение, зарегистрированное Галилео, – это суммарное излучение горячего, оптически плотного газа ОШ и метеорного следа. Но есть принципиальная разница между этими двумя источниками излучения: вспышка, обусловленная свечением метеорного следа, значительно короче, чем свечение ОШ, при этом они могут быть разнесены во времени на несколько секунд. По-видимому твердотельный детектор излучения на Галилео [4] зарегистрировал для удара осколка К именно этот сценарий.

В [1] мы также рассмотрели результаты наземных наблюдений столкновения кометы с Юпитером и предложили интерпретацию полученных ИК-кривых блеска. Типичная наземная ИК кривая блеска удара осколка SL9 содержит три максимума. Первые два максимума (так называемые вспышки-прекурсоры Pc1 и Pc2) – слабые и короткие, в то время как третья вспышка, соответствующая главному максимуму, – яркая и длительная. В [1] при интерпретации наземных наблюдений рассматривался только главный максимум. Цель настоящей работы – подробно рассмотреть тонкую структуру кривой блеска. Это дает нам возможность установить доминирующие физические процессы, приводящие к генерации излучения во время удара осколков кометы.

В настоящей работе развивается модель, предложенная в [1], и результаты, полученные на ее основе, сравниваются с результатами наблюдений. Анализируются наземные ИК кривые блеска при ударе осколков SL9 и предлагается качественная и количественная модель, объясняющая происхождение всех трех вспышек.

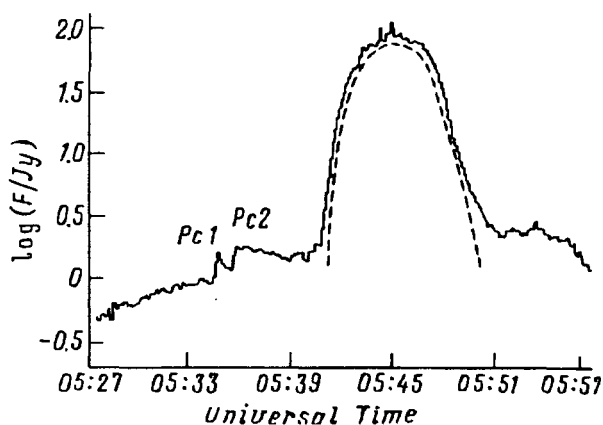


Рис.1. Кривая блеска для фрагмента R на длине волны $\lambda = 2.3$ мкм [5]. Пунктирная кривая - результат расчета по формуле (3)

На рис.1 показана кривая блеска для фрагмента R на длине волны $\lambda = 2.3$ мкм [5]. Первый максимум (прекурсор Pc1) по времени хорошо совпадает с вспышкой излучения, зарегистрированной на Галилео [6]. По-видимому для удара осколка R прекурсор Pc1 вызван излучением ОШ. Поскольку сам взрыв, скорее всего, произошел под облачным слоем, то могла наблюдаться лишь малая часть излучения ОШ, выходящая через область разрушенного

взрывом облачного слоя и рассеиваемая атмосферой. Это является причиной низкой интенсивности вспышки Pс1.

Отметим, что для ряда ударов прекурсор Pс1 наблюдается на Земле раньше, чем на Галилео, причем характерная задержка составляет $\sim 10-15$ с [7]. Возможная причина этой задержки - наземные наблюдения зарегистрировали излучение верхней атмосферы, нагретой пылевой комой, окружающей каждый осколок кометы. Эту задержку можно оценить, деля характерный размер комы (~ 1000 км) на скорость осколка ($\simeq 60$ км/с). Галилео же не обнаружил этого излучения из-за того, что интенсивность этой вспышки была ниже порога его детекторов [8].

Предположение, что вспышка Pс1 (так же, как и вспышки излучения, зарегистрированные Галилео) обусловлена тепловым излучением от непосредственно видимого с Земли метеорного следа [9], образовавшегося при входе фрагмента в атмосферу Юпитера, не может объяснить наблюдаемые данные. Действительно, метеорный след от осколка R кометы SL9 становится видимым с Земли, начиная с высот $\simeq 500$ км над уровнем 1 бар [10]. Энергия, выделяемая осколком при торможении на этих высотах, не может обеспечить наблюдаемых потоков излучения (выделенная энергия $\leq 10^{-10} E_0$, где E_0 - начальная кинетическая энергия осколка). Поэтому наиболее вероятным представляется, что происхождение вспышки Pс1 различно для разных осколков кометы SL9.

Чтобы объяснить происхождение второй и третьей вспышек, рассмотрим часть УВ, образовавшейся при взрыве фрагмента, которая движется вверх, в сторону уменьшения плотности атмосферы. Сначала скорость УВ D уменьшается с расстоянием от места взрыва R как: $D \propto R^{-3/2} e^{R/2\Delta}$ [11] и достигает минимума D_{min} при $R \simeq 3\Delta$, где Δ - шкала высот атмосферы. Как было показано в [12] (для взрыва на высоте $h_e \simeq -100$ км, $p_e \simeq 10$ бар и $E_0 \simeq 10^{29}$ эрг), начиная с уровня ~ 1 бар УВ начинает ускоряться и $D_{min} \simeq 5-6$ км/с. На этой стадии $D \simeq D_{min} e^{(R-3\Delta)/\alpha\Delta}$ [13], где α зависит от показателя адиабаты γ (например, $\alpha \simeq 4.9$ для $\gamma = 5/3$ и $\alpha \simeq 6.5$ для $\gamma = 1.2$). Температура ударно-сжатого газа T пропорциональна D^2 и $T_{min} = T_{min}(D_{min}, \gamma) \simeq 2000$ К. Когда температура за фронтом УВ достигает нескольких тысяч градусов, в результате химических реакций образуются такие молекулы, как CO, CH₄, H₂O, H₂S, SH, NH₃ и др. Как правило, эти соединения диссоциируют при температурах порядка $T_{max} \simeq 4000-5000$ К. Наш интерес к таким соединениям обусловлен тем, что некоторые из этих молекул являются эффективными источниками оптической толщины нагретого газа. Поэтому ударно-сжатый газ может излучать как черное тело с максимумом спектральной интенсивности на частоте $\omega_m = 2.82 kT/\hbar$; соответствующая длина волны $\lambda_m = 5.08 \cdot 10^3/T$, мкм.

Отметим, что ударно-сжатый газ начинает расширяться и адиабатически охлаждаться сразу после прохождения УВ. Характерное время охлаждения после ударного сжатия возрастает с течением времени, варьируясь от нескольких секунд (сразу после прохождения УВ) до нескольких десятков секунд на поздней стадии охлаждения [13]. В результате на поздней стадии (примерно через 10 с после прохождения УВ) минимальная температура ударно-нагретого газа падает до значения $T \simeq 1000$ К.

По мере ускорения УВ температура ударно-сжатого газа растет пропорционально D^2 , что приводит к сдвигу максимума спектральной интенсивности излучения в область меньших длин волн. Таким образом, в момент

возникновения оптически плотного слоя газа его температура ≈ 1000 К, а $\lambda_m \approx 5$ мкм. Далее, по мере ускорения УВ, температура в течение времени $t_{Wien} \approx \alpha \Delta / 2D_{min} \approx 15$ с достигает величины T_{max} , а λ_m уменьшается до значения ≈ 1 мкм. После этого температура за фронтом УВ превышает T_{max} и все молекулы, способные поглощать в видимом и ИК диапазоне, диссоциируют, в результате газ становится оптически прозрачным. Следовательно, распространение сильной УВ вверх по неоднородной атмосфере приводит к возникновению излучающего, как черное тело, слоя нагретого газа с начальной температурой, меняющейся от ≈ 1000 К до T_{max} .

Рассмотрим второй прекурсор Рс2 на рис.1. В работе [10] было отмечено, что для Рс2 спектральная интенсивность излучения спадает более плавно на меньших длинах волн λ , но в начале она тем выше, чем больше длина волны (наблюдения были выполнены на длинах волн $\lambda = 2.3$ мкм, 3.2 мкм и 4.5 мкм). В соответствии с нашей моделью, распространение УВ приводит к генерации оптически плотного слоя газа. В момент его возникновения температура газа в слое достаточно мала и его излучение на длинах волн $\lambda = 2.3$ мкм, 3.2 мкм, 4.5 мкм определяется законом Вина ($T \approx 1000$ К, $\lambda_m \approx 5$ мкм), поэтому интенсивность излучения увеличивается более плавно на меньших длинах волн. По мере роста температуры за фронтом УВ спектральные интенсивности на $\lambda = 4.5$ мкм, 3.2 мкм и 2.3 мкм последовательно переходят в область спектра, описываемого законом Рэлея–Джинса ($\hbar\omega \leq kT$). Этот переход происходит к моменту времени $t \approx t_{Wien}$ после возникновения оптически плотного слоя, при этом температура $T \approx T_{max}$, $\lambda_m \approx 1$ мкм. Последующее быстрое расширение ударно-сжатого газа приводит к уменьшению его температуры и размеров излучающей оптически плотной области. Поэтому спектральная интенсивность излучения газа в этот промежуток времени, все еще подчиняясь закону Рэлея–Джинса, спадает более плавно на меньших длинах волн. По мере дальнейшего понижения температуры происходит обратный переход в виновскую область спектра (сначала $\lambda = 2.3$ мкм, затем $\lambda = 3.2$ мкм и $\lambda = 4.5$ мкм) и в последующем интенсивность излучения на этих длинах волн тем выше, чем больше длина волны. Таким образом, имеет место полное качественное согласие между результатами рассмотренной модели и данными ИК наблюдений второго прекурсора.

Важно отметить, что в соответствии с результатами, следующими из предложенной модели, второй прекурсор Рс2 может отсутствовать или быть мало заметным в случае падения крупных осколков кометы. В этом случае минимальная температура за фронтом УВ может превышать $T_{max} \approx 4000 - 5000$ К, поэтому сжатый газ будет изначально оптически прозрачным.

Рассмотрим подробно третий пик – основной максимум на рис.1. До тех пор, пока температура газа на поздней стадии охлаждения превосходит T_{max} (соответствующая скорость УВ $D \geq 12$ км/с), все сложные химические соединения диссоциированы и газ оптически прозрачен. На этой стадии движение газа вверх является почти инерционным. К этому моменту времени слой газа, который сначала был оптически плотным (его температура сразу после ударно-волнового сжатия $T \leq T_{max}$) и который, по нашему мнению, является причиной появления Рс2, продолжает быстро расширяться и интенсивность его излучения падает. Одновременно происходит охлаждение оптически прозрачного газа (нагретого ударной волной до начальных температур $T \geq T_{max}$). Когда его температура опускается до $\approx 2000 - 3000$ К, в газе начинается образование

молекулярных соединений, способных эффективно поглощать излучение в ИК области, что ведет к быстрому увеличению оптической толщины газа.

Коэффициент поглощения нагретого газа κ_ω можно оценить по формуле [14]

$$\kappa_\omega \simeq \frac{2\pi^2 e^2}{mc} \frac{\hbar}{kT} \sum_i f_i N_i e^{-\frac{E_i - \hbar\omega}{kT}}, \quad (1)$$

где e , m – заряд и масса электрона, f_i – сила осциллятора, N_i – концентрация молекул, поглощающих ИК излучение, $\hbar\omega$ – энергия фотона, E_i – энергия возбуждения колебательного уровня. Отметим, что при рассматриваемых температурах эффективно возбуждаются только колебательные переходы. Используя (1), можно оценить оптическую толщину τ_{opt} нагретого газа. Полагая $N_i \geq 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $E_i \simeq 0.25 \text{ эВ}$, $T_0 \simeq 2000 \text{ К}$, $f_i \simeq 10^{-4}$, получим

$$\tau_{opt} \simeq \kappa_\omega \Delta \simeq 10^3 - 10^4 \gg 1.$$

Таким образом, начальная толщина оптически плотного слоя $L_0 \simeq \Delta \ln \tau_{opt} \simeq 10\Delta \sim 250 \text{ км}$, а начальный поперечный размер слоя $d_0 \simeq 2\pi\Delta \simeq 150 \text{ км}$.

Дальнейшее движение расширяющегося газа описывается автомодельным решением [13]. Согласно [13], расширение сначала носит квазиодномерный характер и концентрация меняется по закону $n \propto (t/t_f)^{-1}$, где t_f – характерное время расширения на поздней стадии охлаждения (это время зависит от высоты взрыва: для рассматриваемого слоя $t_f \simeq 20 - 30 \text{ с}$ [12]). Пространственный масштаб слоя Δ_L увеличивается по закону: $\Delta_L \simeq \Delta(t/t_f)$. Уменьшение температуры определяется только адиабатическим расширением, которое с течением времени становится трехмерным: $n \propto t^{-3}$, $T \propto n^{\gamma-1} \propto t^{-3(\gamma-1)}$. Примерно через минуту после своего формирования оптически плотный слой газа достигает высот, начиная с которых его излучение доступно прямому наблюдению с Земли. Максимальная высота H_{max} , которой достигает выброшенный газ, определяется начальной скоростью v , приобретенной в момент прохождения УВ, и примерно равна $H_{max} \simeq v^2/2g \simeq 3000 \text{ км}$. Для оценки потока излучения с поверхности расширяющегося газа необходимо определить, как меняются толщина и поперечный размер оптически плотной области. Толщина L оптически плотного слоя находится из условия прозрачности: $\kappa_\omega \Delta_L \simeq 1$. Коэффициент поглощения можно оценить как $\kappa_\omega \propto n(z) T^{-1} e^{-\frac{E_{eff} - \hbar\omega}{kT}}$, где E_{eff} – некоторая эффективная энергия возбуждения колебательного перехода, z – координата (относительно центра масс движущегося газа), поэтому $n \propto e^{-z/\Delta_L}$. Подставляя $\Delta_L(t)$ и $T(t)$ в условие прозрачности, получаем уравнение зависимости толщины L оптически плотного слоя от времени:

$$L(\tilde{t}) \simeq L_0 \tilde{t} \left\{ 1 - \frac{\Delta}{L_0} \left[(5 - 3\gamma) \ln \tilde{t} + \frac{E_{eff} - \hbar\omega}{kT_0} (\tilde{t}^{3(\gamma-1)} - 1) \right] \right\}, \quad (2)$$

где $\tilde{t} = t/t_f \geq 1$. Интенсивность излучения расширяющегося газа, выброшенного в верхнюю атмосферу (в пределе $\hbar\omega \leq kT$), дается следующим выражением:

$$I_\omega(\tilde{t}) \propto \tilde{t}^{4-3\gamma} L(\tilde{t}). \quad (3)$$

Поперечный размер излучающей области растет: $d \propto t$, характерное время расширения $t_c \simeq d_0/c_s \simeq 20 - 30 \text{ с}$, где c_s – скорость звука, а толщина слоя

меняется следующим образом. В начале расширения, когда температура газа достаточно высока и больцмановский фактор $e^{-\frac{E_{eff}}{kT}}$ не играет решающей роли, толщина L излучающего слоя растет и, несмотря на уменьшение температуры, интенсивность излучения увеличивается. По мере понижения температуры больцмановский фактор начинает доминировать и, несмотря на расширение, толщина L начинает уменьшаться и происходит "коллапс" излучающей области. Из (3) определяем длительность излучения:

$$t_{rad} \simeq \left[1 + \frac{L_0}{\Delta} \frac{kT_0}{E_{eff} - \hbar\omega} \right]^{\frac{1}{s(\gamma-1)}} t_f. \quad (4)$$

Для указанных выше параметров $t_{rad} \simeq 500 - 1000$ с. На рис.1 представлена кривая интенсивности излучения, полученная в соответствии с описанной моделью. Рассчитанная длительность вспышки равна ~ 10 мин, что находится в хорошем согласии с зафиксированной длительностью главного максимума кривой блеска. Таким образом, мы делаем вывод, что источником главного максимума является излучение выброшенного в верхнюю атмосферу нагретого оптически плотного газа.

Обратим внимание на принципиальную разницу между Pс2 и главным максимумом: источник главного максимума – выброшенный в верхнюю атмосферу газ – непосредственно виден с Земли, в то время как источник вспышки Pс2 скрыт за лимбом и видно только рассеянное в атмосфере Юпитера излучение, поэтому интенсивность главного максимума значительно больше, чем интенсивность вспышки Pс2. Кроме того, длительность основного максимума примерно на порядок превосходит длительность Pс2. Это связано с тем, что характерное время охлаждения расширяющегося газа увеличивается со временем, меняясь от нескольких секунд в момент прохождения УВ до нескольких десятков секунд на поздней стадии охлаждения.

Отметим, что предложенная модель легко объясняет следующий результат наблюдений [3]: максимальные высоты, которых достигал выброшенный газ при падении разных фрагментов, согласно наблюдениям [3], были примерно одинаковыми, $h_m \simeq 3000$ км.

Действительно, температура выброшенного газа сильно зависит от скорости УВ. Начальная температура газа T , выброшенного ударной волной со скоростью $D \simeq 12 - 14$ км/с, порядка T_{max} ($T \simeq 5000 - 7000$ К) и максимальная высота выброса $H_{max} \simeq D^2/2g \simeq 2500 - 3500$ км $\simeq h_m$. Такой газ, будучи прозрачным сначала, становится оптически плотным на поздней стадии охлаждения. Однако, если начальная температура выброшенного газа значительно превосходит T_{max} , это означает, что газ выбрасывается с достаточно больших высот ($h \geq 150$ км над уровнем 1бар) и его начальная плотность весьма мала. На поздней стадии расширения такого газа, когда его температура достигает 2000-3000 К, плотность газа уже слишком мала, чтобы обеспечить оптическую толщину $\tau_{opt} \geq 1$. Газ же, выбрасываемый с относительно малой начальной температурой ($T \leq 3000$ К), охлаждается достаточно быстро и также становится прозрачным.

Рассмотрим еще одну важную особенность наземных наблюдательных данных: задержку между временем падения осколка и моментом начала основного максимума. Эта задержка определяется процессами расширения и охлаждения в выброшенном газе. Если начальная плотность газа достаточно велика, то выбрасываемый с одной и той же высоты газ в случае падения различных

осколков становится оптически плотным в различные моменты времени. Таким образом, задержка будет меняться в зависимости от энергии осколка. Но в случае, когда начальная плотность выбрасываемого газа (и, соответственно, энергия осколка) меньше некоторого порогового значения, газ никогда не станет оптически плотным.

Через 15-20 мин после падения осколков кометы на ИК кривых блеска наблюдалось формирование "плато". Образование "плато", по-видимому, связано с выходом на видимую сторону Юпитера мест падения осколков (см. рис.2 [15]). В результате тепловое излучение атмосферы, нагретой как взрывом, так и выброшенным в верхнюю атмосферу и упавшим обратно газом, может давать дополнительный вклад в суммарное излучение Юпитера.

В заключение обсудим наиболее распространенную интерпретацию главного максимума на кривых блеска, полученных во время удара осколков кометы. Простая модель, предложенная в работе [9], объясняет основной максимум как тепловое излучение, вызванное выброшенным при взрыве осколка в верхнюю атмосферу и упавшим обратно газом. В соответствии с приведенными в [9] вычислениями, падающий обратно на атмосферу газ нагревает ее до температур в несколько тысяч градусов на высотах 250-350 км выше уровня 1 бар. В [9] предполагалось, что нагретый атмосферный слой излучает как черное тело, но простые оценки показывают, что оптическая толщина такого слоя очень мала и нагретый газ является объемным излучателем. Отметим, что данный механизм не может объяснить главного максимума еще по одной причине.

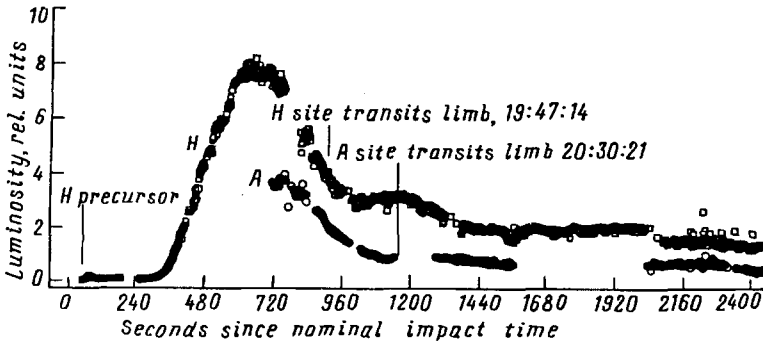


Рис.2. Кривые блеска для фрагментов А и Н на длине волны $\lambda = 10 \mu\text{м}$ [15]

Как видно на рис.2, задержка t_D между временем падения осколка и моментом начала главного максимума равна примерно $t_D \approx 300$ с (для осколка Н). Результаты численного газодинамического моделирования показывают, что торможение падающего газа и последующий нагрев атмосферы происходят на высотах $h_m \sim 300$ км над уровнем 1 бар. Используя рис.2, можно определить, что к моменту времени $t = t_D$ после падения осколка нагретый атмосферный газ находится далеко за лимбом Юпитера (расстояние между местом падения осколка и линией прямой видимости с Земли около $1000 \text{ км} > h_m$). Таким образом, нагретый атмосферный газ не может являться причиной появления основного максимума на ИК кривых блеска.

Важно отметить, что модель, предложенная в [9], очень чувствительна к углу места падения осколка за лимбом, поскольку для больших углов

атмосфера, нагретая упавшим на нее газом находится далеко за лимбом вплоть до начала основного максимума (типичное время задержки t_D равно 300-400 с для большинства осколков; для осколка С величина t_D даже меньше: $t_D \approx 200$ с). В работе [9] анализировалась ИК кривая только для осколка R. Место падения этого осколка находилось в 4.8° за лимбом (для сравнения: этот угол для осколка H был равен $\approx 9.6^\circ$). Поэтому место падения осколка R выходило на видимую часть Юпитера примерно в то время, когда начинался сильный нагрев атмосферы падающим газом. По-видимому в [9] была выбрана кривая блеска осколка R именно по этой причине - чтобы иллюстрировать модель нагрева атмосферы падающим обратным газом.

А.И.Ивлев и Б.А.Клумов были поддержаны Российским фондом фундаментальных исследований, (грант 95-02-03880). А.И. также поддержан Международным центром фундаментальной физики совместно с INTAS (грант 93-2492).

-
1. А.В.Ивлев, Б.А.Клумов, В.Е.Фортов, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 423 (1995)
 2. T.Z.Martin, G.S.Orton, L.D.Travis et al., *Science*, **268**, 1875 (1995).
 3. H.V.Hammel, R.F.Beebe, A.P.Ingersoll et al., *Science* **267**, 1288 (1995); *Special SL9 issue of Geophys., Res. Lett.* **22** (12, 13) (1995).
 4. C.R.Chapman, W.J.Merline, K.Klaasen et al., *Geophys. Res. Lett.* (1995), in press.
 5. J.R.Graham, I. de Pater, J.G.Jernigan et al. *Science* **267**, 1320 (1995).
 6. R.Carlson, P.Weismann, and J.Hui, *Proceed. of Europ. SL9 Workshop*, 69 (1995).
 7. G.S.Orton, *Ibid* (1995), p.75.
 8. J.K.Beatty and D.H.Levy, *Sky & Telescope* **10**, 18 (1995).
 9. K.Zahnle and M.M.MacLow, *Geophys. Res. Lett.* (1995), in press.
 10. P.Nicholson, P.Gierasch, T.Hayward et al., *Geophys. Res. Lett.* (1995), in press.
 11. А.С.Компанеев, *ДАН СССР* **5**, 46 (1960).
 12. V.K.Gryaznov, B.A.Ivanov, A.V. Ivlev et al., *Earth, Moon and Planets* **66**, 99 (1994).
 13. Ю.П.Райзер, *ПМТФ* **4**, 49 (1964).
 14. Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, М.: Гостехиздат, 1963.
 15. T.Livengood, H.U.Kauff, T.Kostiuk et al, *Proc. of Europ. SL9 Workshop*, (1995) , p.137.