

11. Таблицы физических величин/Под ред. И. К. Кикоина.— М.: Атомиздат, 1976.
12. Райзер Ю. П. О конденсации в облаке испаренного вещества, расширяющегося в пустоту // ЖЭТФ.— 1959.— Т. 37, № 6.
13. Райст П. Аэрозоли.— М.: Мир, 1987.

г. Екатеринбург

Поступила 16/VI 1992 г.,
в окончательном варианте — 6/1 1993 г.

УДК 533.6.011:51

А. В. Добкин, Т. В. Лосева, И. В. Немчинов,
И. А. Трубецкая, В. В. Шувалов

РАДИАЦИОННО-ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ВЗРЫВЕ В АТМОСФЕРЕ МАРСА, ВЫЗВАННОМ ВЫСОКОСКОРОСТНЫМ УДАРОМ КОСМИЧЕСКОГО ТЕЛА

Удары космических тел (метеороидов, астероидов и комет), движущихся с большими скоростями, о поверхность планеты приводят к взрывоопасным процессам, протекающим как в твердом веществе этой планеты, так и в ее атмосфере. Развитие таких процессов определяется не только параметрами тела (скоростью, массой, составом) и свойствами поверхностных слоев планеты, но и параметрами атмосферы (прежде всего ее плотностью). Плотность атмосферы Марса значительно ниже, чем плотность атмосферы Земли (в 100 раз) и тем более Венеры (в 5000 раз), что определяет существенные особенности развития взрывов, вызванных ударами космических тел по этой планете.

Во время полета сквозь атмосферу космические тела уменьшают свою скорость и массу. Процессы торможения и абляции оказываются несущественными для тел больших размеров, а именно $R_0 \gg R_H = (\rho_a/\rho_0) H$ (ρ_a — плотность атмосферы у поверхности планеты, ρ_0 — плотность тела, H — характеристическая высота атмосферы [1—3]).

Для каменных и ледяных тел, движущихся сквозь атмосферу Марса, $R_H = 3$ и 10 см. Для атмосферы Земли эти значения на два порядка больше, т. е. 3 и 10 м.

Аэродинамические силы могут разрушать космическое тело в процессе его полета сквозь атмосферу. Это может приводить к ускорению процесса торможения возникшего роя фрагментов и даже к взрыву над поверхностью планеты [3—5]. Для атмосферы Марса аэродинамические нагрузки значительно ниже тех, что возникают при тех же скоростях тела при его полете сквозь атмосферу Земли и тем более Венеры. Так, максимальное давление p_m на переднем тупом носке тела, движущегося сквозь атмосферу вблизи поверхности Марса со скоростью 30—50 км/с, составляет всего лишь 10^7 — $3 \cdot 10^7$ Па. Однако даже такие сравнительно небольшие давления могут вызывать фрагментацию тела, если оно не представляет собой монолитного куска, о чем свидетельствуют данные наблюдений по распаду болидов в атмосфере Земли [6—9].

Для описания деформирования разрушенного тела часто используется приближение несжимаемой жидкости [1, 9]. Оценки [1] показывают, что скорость бокового растекания вещества порядка $\sqrt{(\rho_a/\rho_0)} V$ (V — скорость тела), и поэтому за время прохождения слоя атмосферы с толщиной, равной характеристической высоте атмосферы H , деформирование тела и его фрагментация оказываются несущественными для тел достаточно больших размеров ($R_0 > R_c = (\rho_a/\rho_0)^{1/2} H$). Критический размер R_c для Марса составляет 17 и 30 м для каменного и ледяного тел, а для Земли — 170 и 300 м. Однако даже если тело и распадается, то его фрагменты не слишком далеко расхо-

дятся в атмосфере — на расстояния порядка R_c . При достаточно большой энергии тела взрывные волны, распространяющиеся от каждого места удара как по веществу планеты, так и по атмосфере, сливаются, и вскоре после удара процесс можно рассматривать как одиночный взрыв суммарной энергии.

Высокоскоростной удар по поверхности планеты приводит к плавлению и испарению как самого тела, так и вещества поверхности планеты [10, 11]. Грубая оценка μ — отношения испаренной массы M_v к массе тела M_0 — может быть произведена исходя из решения задачи о коротком сосредоточенном ударе [12]. Результаты численных расчетов [10] ударов железных метеоритов по силикатным породам согласуются с такими оценками и дают значения μ порядка 100. Для ледяного тела значения μ на порядок меньше.

Расширение горячего «факела» паров, капель конденсата и возникающего расплава («продуктов взрыва») приводит к генерации в атмосфере ударной волны [10, 11].

Характерное расстояние торможения R_T продуктов взрыва в атмосфере и передачи энергии от факела атмосфере можно оценить по соотношению

$$R_T = R_0 \mu^{1/3} \left(\frac{\rho_a}{\rho_0} \right)^{-1/3}.$$

При $\mu = 10$ для ледяного тела размером $R_0 = 1-30$ м в атмосфере Марса получаем $R_T = 0,1-3$ км, т. е. торможение существенно на расстояниях, больших, чем расстояния R_c , на которые могут разойтись фрагменты распавшегося тела. Таким образом, даже для развалившегося тела можно считать, что в атмосфере происходит торможение единой струи продуктов взрыва. С другой стороны, найденное расстояние R_T намного меньше характеристической высоты атмосферы H . При $R_0 \approx 100$ м, согласно приведенной оценке, $R_T = 10$ км, т. е. $R_T \approx H$, и уже в стадии торможения начинает сказываться неоднородность атмосферы, однако кинетическая энергия движущегося тела успевает передаться атмосферному газу. Для тел очень больших размеров, для которых $R_T \gg H$, атмосфера не играет сколь-нибудь существенной роли и ее часть массой порядка $(2\pi/3) \rho_a^0 H^3$ просто выбрасывается вместе с продуктами взрыва со скоростями порядка скорости удара V . В дальнейшем будем рассматривать лишь случаи удара тел не слишком маленьких и не слишком больших размеров (для ледяных тел $R_0 = 1-100$ м), когда фрагментация не возникает или несущественна, а в процессе торможения энергия движущегося тела передается атмосфере.

Укажем, что исследование развития взрывов, возникающих при ударе космических тел с размерами $R_0 = 1-100$ км, представляет интерес в связи со следующим. Одна из проблем — выброс после удара вещества космического тела и планеты в верхние слои атмосферы планеты и ее «загрязнение», что может быть существенно для эволюции атмосферы планеты.

Другой проблемой, широко обсуждавшейся в последнее время, является опасность астероидов. Определение вероятности ударов астероидов достаточно больших размеров (0,3—1 км и более) производится путем астрономических наблюдений оптическими и радиолокационными методами. Однако удары таких тел достаточно редки, в то время как даже удары тел с размерами порядка 10—100 м могут приводить к катастрофическим последствиям. Один из возможных способов определения функции распределения таких тел в Солнечной системе — наблюдение за ударами тел о поверхность различных планет. Определение импульса интенсивного излучения ударной волны и нагрева ею газа, формы и размеров светящейся области в процессе полета тела и после удара может быть использовано для нахождения параметров тела.

Для небольших тел не только $R_T \ll H$, но и предельные размеры расширившейся после взрыва нагретой области $R_a \ll H$. Размер возникшего огненного шара [10, 13] можно оценить по соотношению

$$R_a = R_0 M_a^{2/3} [\gamma(\gamma - 1) \rho_0 / \rho_a]^{1/3},$$

где $M_a = V/C_a$ — число Маха; C_a — скорость звука в атмосфере; γ — показатель адиабаты нагретой атмосферы. Для $V = 50$ км/с, $\gamma = 1,24$ и $R_0 = 1-10$ м получаем $R_a = 0,7-7$ км, т. е. $R_a < H$. На поздней стадии взрыва (при временах, когда радиус фронта ударной волны $R_s > R_r$) картина его развития будет во многом напоминать картину развития точечного безмассового взрыва. Существенную роль в развитии таких взрывов может играть тепловое излучение горячей плазмы продуктов взрыва и нагретого атмосферного газа за фронтом ударной волны. Известно, что потери энергии на излучение для мощных взрывов у поверхности Земли достигают 30 % [12].

Простой способ оценки роли теплового излучения для взрывов на Марсе — использование результатов расчетов сильных взрывов в воздухе для таких высот над поверхностью Земли, на которых плотность воздуха отвечает плотности атмосферы у поверхности Марса. Соответствующие расчеты [14—16] показывают, что для плотности воздуха порядка 1/100 от нормальной доля вывета увеличивается и достигает 60—70 % и более, а время вывета сокращается. На основании таких оценок можно ожидать, что и для взрывов вблизи поверхности Марса роль теплового излучения может быть весьма существенной. Исследуем роль этого фактора более подробно.

Прежде всего отметим, что тепловой поток черного тела σT_s^4 (σ — постоянная Стефана — Больцмана, T_s — температура газа за фронтом ударной волны) больше, чем гидродинамический поток энергии $(1/2) \rho_a D^3$ (D — скорость ударной волны) для $T_s > 2,7$ эВ или скоростей $D > 21$ км/с. Таким образом, критические температуры и критические скорости ударной волны в атмосфере Марса заметно меньше, чем критические температуры и критические скорости для воздуха нормальной плотности (порядка 27 эВ и 90 км/с [12]). Излучение ударных волн с высокой температурой за фронтом испускается в основном в вакуумно-ультрафиолетовой области спектра и поглощается на небольших расстояниях от фронта. Оно образует так называемый прогревный слой. Максимальная температура перед фронтом T_- для докритических волн, согласно теории [12], определяется параметром $\eta = \sigma T_s^4 / ((1/2) \rho_a D^3)$. Для сверхкритических волн температура T_- оказывается близкой к T_s , а прогревный слой уширяется благодаря интенсивному лучистому переносу, носящему характер лучистой теплопроводности. Лишь небольшая часть излучения с переднего сравнительно холодного края тепловой волны, движущейся перед гидродинамическим скачком, испускается на большие расстояния от фронта. Интенсивное излучение начинается лишь после того, как волна становится докритической (так называемый первый максимум излучения).

Характер излучения существенно зависит от оптической толщины τ плазмы за фронтом ударной волны. При $\tau \gg 1$ светит ударная волна, распределение температуры и плотности внутри огненного шара не влияет на потери энергии. В этом случае поток излучения полностью определяется скоростью D , радиусом r_s и формой поверхности ударной волны. На рис. 1 приведены зависимости коэффициента черноты $\chi = \int_0^\infty B_\epsilon (1 - e^{-Xk_\epsilon}) d\epsilon / \int_0^\infty B_\epsilon d\epsilon$ от температуры T для равномерно нагретого слоя толщиной $X = 10$ и 100 м — а, б (значения плотности указаны у каждой кривой). Такую толщину при $\rho \sim 3 \cdot 10^{-2}$ кг/м³ имеет ударно-сжатый слой при $r_s = 100$ м и $r_s \sim 1$ км. Здесь B_ϵ — планковская функция, k_ϵ — коэффициент поглощения для фотонов с энергией ϵ . Видно, что при $T_s > 0,7$ эВ ударно-сжатый слой оптически непрозрачен.

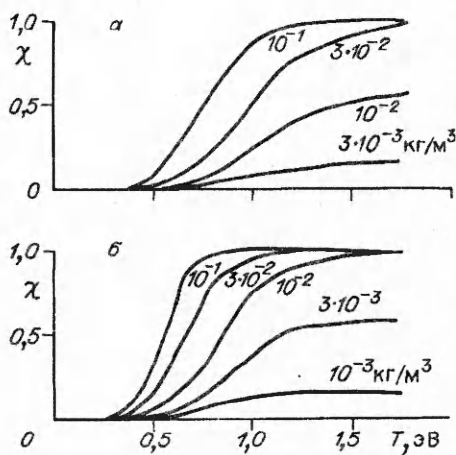
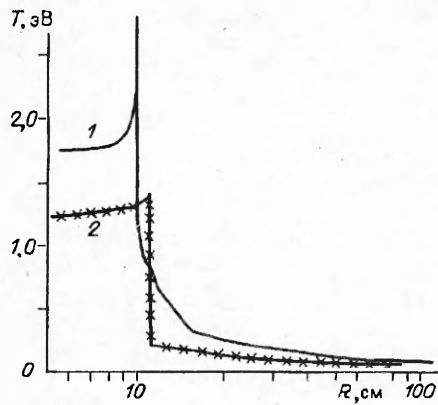


Рис. 1



Р и с. 2

Таким образом, для нахождения высвеченной энергии на этой стадии достаточно определить зависимость плотности выходящего на большие расстояния потока излучения q_∞ от скорости волны D .

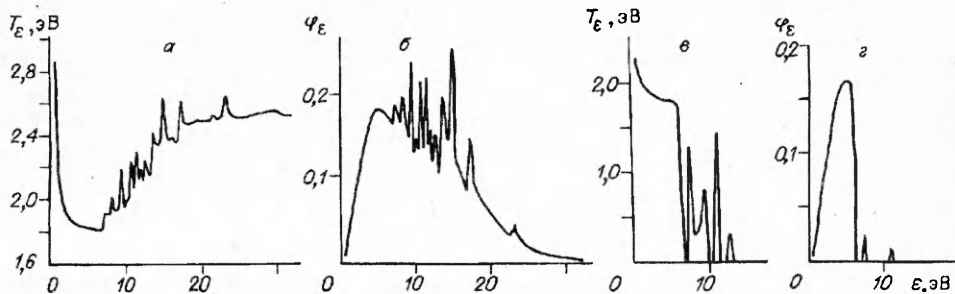
Грубая оценка величины q_∞ для докритических ударных волн состоит в предположении, что спектр является планковским и соответствует температуре фронта ударной волны, но обрезан на некоторой границе прозрачности атмосферы, т. е. $q_\infty = \sigma T_s^4 \xi (\epsilon_*/T_s)$ (ξ — доля излучения для квантов с энергиями ϵ , меньшими граничной энергии ϵ_*). Однако, во-

первых, это предположение нуждается в проверке, во-вторых, необходимо определить границу прозрачности ϵ_* . В связи с этим были проведены расчеты структуры и яркости сильных ударных волн в атмосфере Марса по методике, аналогичной использованной для нахождения таких параметров в воздухе [14—17].

Рассматривалась плоскосимметричная нестационарная спектральная радиационно-газодинамическая задача с детальным учетом спектра и угловой направленности излучения. Расчеты использованных термодинамических и оптических свойств атмосферы Марса проводились для следующего состава: 97 % CO_2 и 3 % N_2 . В области сравнительно невысоких температур ($T \leq 2$ эВ) спектральные коэффициенты поглощения рассчитывались по методике [18]. Помимо атомарных составляющих С, О, N и их ионов учитывалось молекулярное поглощение составляющих CO_2 , CO , C_2 , C_3 , O_2 , CN , N_2 , NO , N_2^+ , O_2^+ . При высоких температурах использовались подробные таблицы спектральных коэффициентов поглощения, рассчитанные по методике [19, 20].

Расчет излучения проводился по лагранжевой полностью консервативной неявной разностной схеме [21] для нескольких сотен спектральных интервалов вдоль 25 лучей, составляющих различные углы с направлением распространения волны. Структура фронта ударной волны для скоростей газа за фронтом ударной волны $U_s = 12,5$ и 17 км/с приведена на рис. 2 (линии 1 и 2). Она полностью соответствует качественной картине, описанной в [12]. Температура вдали от фронта оказывается примерно на 0,3 эВ ниже, чем T_s , что связано с тем, что часть излучения ($q_\infty \approx 0,57$ МВт/см²) уходит на большие расстояния. Толщина температурного пика, в котором рождается уходящее с фронта излучение, составляет около 1 см, что значительно меньше толщин ударно-сжатого слоя для рассматриваемой задачи. Ударная волна докритическая, $\epsilon_* \approx 5,2$ эВ.

На рис. 3, а, б приведены яркостные температуры T_ϵ и спектр излучения, испускаемого с фронта ударной волны, $\varphi_\epsilon = I_\epsilon / \int I_\epsilon d\epsilon$ (I_ϵ — интенсивность излучения) при скорости $U_s = 17$ км/с в момент времени $t = 76$ мкс, когда



Р и с. 3

D , км/с	T_s , эВ	ρ_s/ρ_0	q_a	q_∞	$\eta = q_\infty/q_a$, %
			МВт/см ²		
7	0,64	1,67	0,17	0,014	8,2
10	0,98	1,61	0,50	0,068	13,6
12,5	1,40	1,42	0,98	0,20	20,4
15	1,72	1,36	1,69	0,36	21,2
17	2,10	1,26	2,45	0,57	23,8
20	2,89	1,12	4,00	1,29	32,2

волна прошла расстояние 136 см. Яркостная температура и спектральный состав излучения, уходящего в тот же момент времени на большие расстояния, приведены на рис. 3, в, г. Серия подобных расчетов и согласованные с ними оценки позволили получить зависимость $q_\infty(D)$.

В таблице приводятся зависимости от скорости ударной волны D величин T_s , ρ_s/ρ_0 , q_a (температура, сжатие и гидродинамический поток), полученные по ударной адиабате для соответствующей скорости ударной волны; q_∞ — излучение, уходящее на большие расстояния.

Рассмотрим результаты расчетов параметров ударной волны сферически-симметричного взрыва, вызванного ударом ледяного тела радиусом $R_0 = 10$ м и массой $M_0 = 4$ кт, двигавшегося со скоростью 50 км/с. Кинетическая энергия тела составляла 1,2 Мт ТНТ. Основная часть энергии продуктов взрыва массой $10 M_0 = 40$ кт достаточно быстро передается атмосфере Марса. На рис. 4 представлена зависимость радиуса фронта ударной волны R_s , температуры T_s на фронте и параметра η от времени t . Как видно, в течение достаточно долгого времени ударная волна близка к критической и роль излучения велика. Оценки с использованием таблицы позволяют определить высвет в течение первых 0,05 с, который составил 50 кт, или около 5 % от начальной энергии. Начиная примерно с этого момента существенным становится двумерный характер возникающего газодинамического течения. На данной стадии решались двумерные уравнения газовой динамики с учетом силы тяжести и реального распределения температуры и плотности в марсианской атмосфере [22].

На начальной стадии ($t < 0,04$ с), как указывалось выше, высветилось лишь около 5 % энергии. Однако излучение играло большую роль в перераспределении энергии во внутренней области течения. Так как оптические толщины при высоких начальных температурах и плотностях велики, то хорошим приближением для описания лучистого переноса внутри светящейся области можно считать приближение лучистой теплопроводности, которое и использовано в расчетах для промежуточной стадии взрыва. Рассматривались три причины нарушения сферической симметрии взрывной волны: начальная неоднородность плотной атмосферы, возникновение «теплого слоя» у поверхности планеты и наличие следа, оставляемого метеороидом при его движении. След рассматривался упрощенным образом. Считалось, что в вертикальном цилиндре радиусом R_0 выделяется удельная энергия $V^2/2$, причем нижняя граница зоны энерговыделения перемещается вниз со скоростью V вплоть до момента удара и взрыва. Отметим, что параметры метеорного следа, в том числе его плотность и температура, во многом определяются не только газодинамическими, но и радиационными процессами.

На основании описанных выше расчетов интенсивности излучения, испускаемого фронтом ударной волны, были определены потоки энергии излучения, приходящего к поверхности планеты на различных расстояниях R от места удара космического тела.

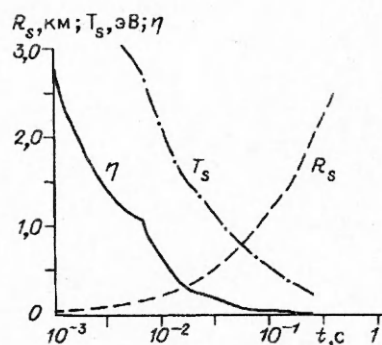


Рис. 4

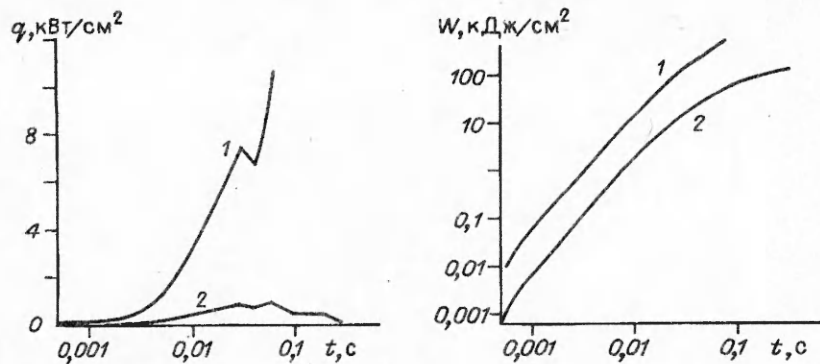


Рис. 5

На рис. 5 представлены плотность таких потоков q и подведенная энергия $W = \int_0^t q dt$ для $R = 1$ и 2 км в зависимости от t . Для $R = 1$ км (кривая 1) максимальный поток достигает примерно 10 кВт/см^2 к моменту $t = 0,05\text{--}0,6$ с, а для $R = 2$ км (кривая 2) — около $0,8 \text{ кВт/см}^2$. При этом подведенная энергия к этим же моментам времени составляет около 400 и 40 Дж/см^2 соответственно. Простые оценки и результаты экспериментальных исследований по воздействию миллисекундных импульсов лазерного излучения [23] показывают, что такие значения q и W достаточны для нагрева поверхности непрозрачных веществ с низкой теплопроводностью до температуры фазового перехода и начала их испарения. Энергии, подведенной к единице поверхности, достаточно для испарения на расстояниях до 2 км поверхностного слоя толщиной 10^{-3} см (при типичной энтальпии фазового перехода $Q = 10\text{--}20 \text{ кДж/г}$). Это меньше, чем толщина прогреваемого слоя (10^{-2} см), возникшего под действием поверхностного нагрева за время $0,05$ с при типичной температуропроводности горных пород $5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$. Однако следует иметь в виду, что поверхность планеты покрыта слоем пыли и песка, т. е. обладает весьма низкой теплопроводностью. Таким образом, с достаточной степенью уверенности можно ожидать испарения тонкого поверхностного слоя на указанных расстояниях.

Расширение испарившегося слоя в атмосфере низкой плотности происходит быстро и приводит к образованию нагретого слоя достаточно большой толщины. Процесс расширения можно описать в предположении, что давление в парах близко к атмосферному p_a , а температура паров равна температуре фазового перехода. В таком случае скорость границы паров v определяется в виде

$$v = \frac{m_i}{\rho_v} = \frac{q R_A T_v (\gamma - 1)}{Q p_a \gamma}$$

Здесь m_i — расход массы с единицы площади в единицу времени; ρ_v — плотность паров; Q — удельная теплота парообразования; T_v — температура паров; q — плотность потока излучения, падающего на поверхность; R_A — газовая постоянная; γ — показатель адиабаты. Принимая $\gamma = 1,4$, полагая отношение $R_A T_v / Q$ равным его типичному значению $1/6$, а давление $p_v = 6 \cdot 10^2 \text{ Па}$, для $q = 0,7 \text{ кВт/см}^2$ находим $v = 0,4 \text{ км/с}$. Это значение скорости намного меньше скорости звука c_v в парах (при $T = T_v$), и в то же время расширение с такими скоростями вызывает образование в атмосфере ударной волны, движущейся от поверхности с давлением, ненамного превосходящим атмосферное, что оправдывает приближение выравнивания давления. За время $0,05$ с толщина слоя паров с такими скоростями достигает 20 м. В расчетах было принято, что у поверхности вплоть до $R = 2$ км возникает горячий слой с атмосферным давлением и плотностью в 10 раз меньше, чем плотность атмосферы. Отметим, что, согласно результатам теоретических и экспериментальных исследований эффекта теплого слоя [24], точное значение толщины слоя является несущественным параметром.

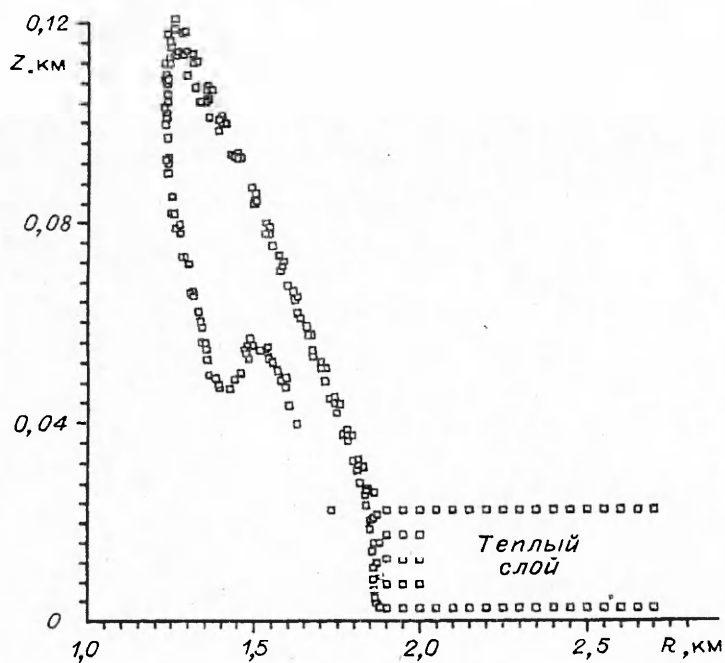
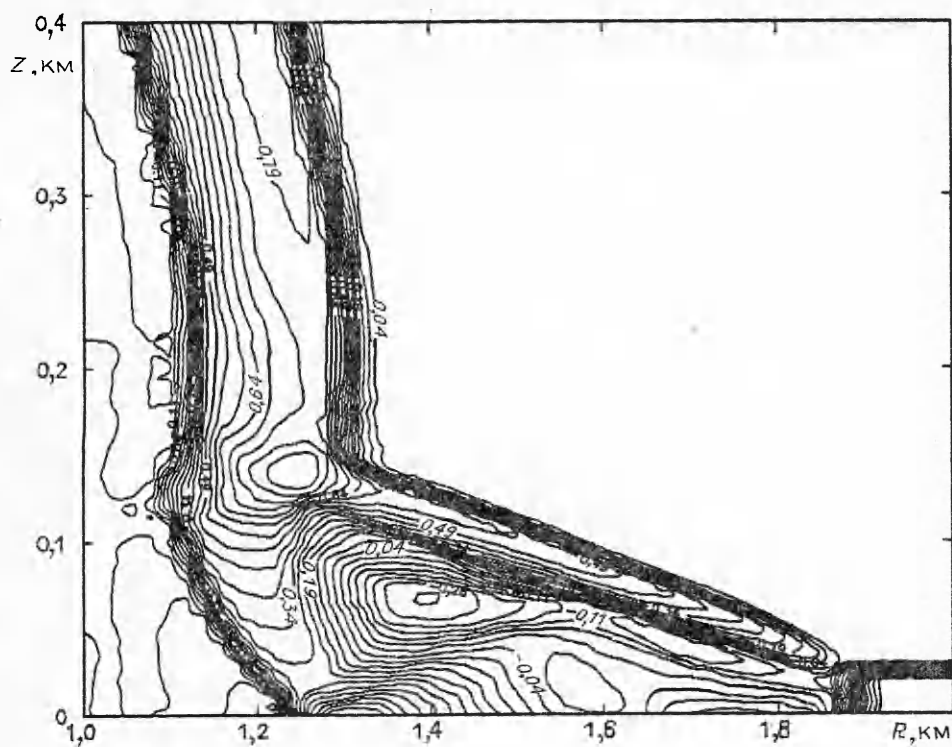


Рис. 7

Опишем результаты расчета двумерной радиационно-газодинамической задачи с учетом неоднородности атмосферы, эффекта теплого слоя и следа для размера ледяного тела $R_0 = 10$ м и его скорости $V = 50$ км/с.

Изолинии относительной плотности ρ/ρ_h (ρ_h — плотность атмосферного газа на высоте h) в нижней части огненного шара для $t = 0,1$ с представлены на рис. 6. Видно образование предвестника вдоль поверхности планеты, возникающего благодаря тепловому слою. Движение атмосферного газа в

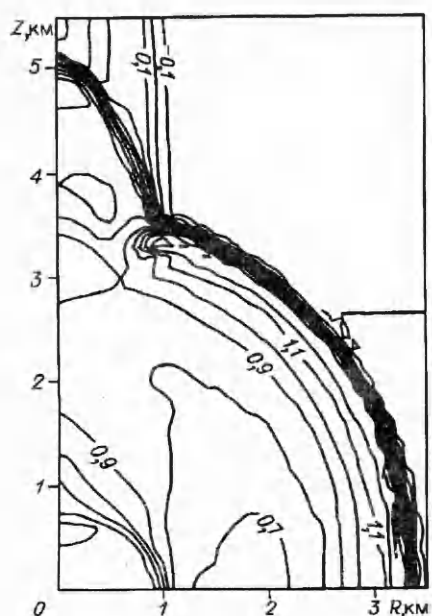


Рис. 8

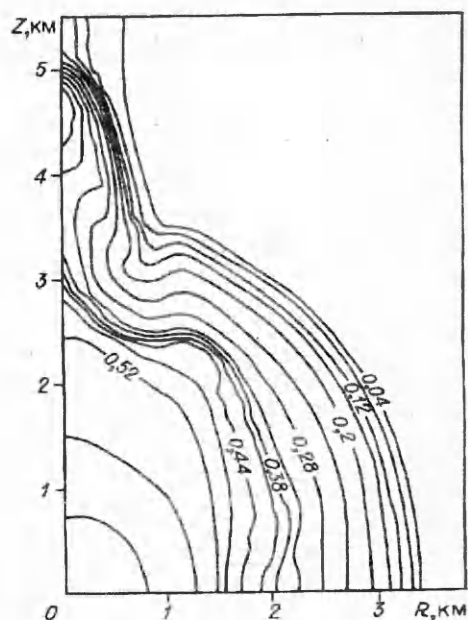


Рис. 9

предвестнике носит вихреобразный характер, размеры предвестника увеличиваются со временем. Этот тип движения ведет к увлечению больших количеств песка и пыли с поверхности планеты. Маркерные точки, первоначально расположенные внутри теплого слоя, показаны на рис. 7 для $t = 0,1$ с. Позднее теплый слой исчезает, однако вихрь продолжает двигаться дальше на некоторое расстояние, вызывая импульсную локальную пыльную бурю. С увеличением размера тела и энергии взрыва роль теплого слоя возрастает, так как доля высвета в начальной стадии взрыва сохраняется, а определенная величина удельной энергии E , вызывающая начало испарения, достигается на расстоянии $R \sim \epsilon^{1/2} \sim R_0^{3/2}$, в то время как размер огненного шара растет пропорционально R_0 .

После исчезновения предвестника ударная волна оказывается почти сферически-симметричной в течение примерно 16 с, за исключением ее верхней части, где имеется след. Вдоль следа также возникает предвестник, поскольку плотность в следе примерно в 10 раз меньше, чем в окружающем газе, ударная волна движется по следу быстрее, и возникает струя, движущаяся вверх от поверхности. Это подтверждается рис. 8 и 9, где представлены изобары (линии давления p/p_a^0 , p_a^0 — давление у поверхности Марса) и изотермы (температура T в эВ) для $t = 1,1$ с. К моменту $t = 0,1$ и 1 с температура фронта ударной волны падает до 0,7 и 0,45 эВ. При таких температурах ударная волна становится прозрачной и размер излучающего огненного шара будет меньше, чем размер области высокого давления за фронтом ударной волны.

Спектры теплового излучения, испущенного светящейся областью ($\varphi_\epsilon = I_\epsilon/I$, где I_ϵ — интенсивность излучения для фронтов с энергией ϵ и $I = \int_0^\infty I_\epsilon d\epsilon$), были получены путем решения уравнения переноса для различных ϵ и различных лучей, пересекающих возмущенную область. Они представлены на рис. 10 для $t = 0,2; 0,4; 0,7$ и 1,1 с для луча, пересекающего центр взрыва и наклоненного к поверхности под углом 45° . Отметим, что эффективная температура $T_{\text{eff}} = (I/\sigma)^{1/4}$ составляет в эти же моменты времени 0,68; 0,60; 0,9 и 0,64 эВ. Немонотонное изменение T_{eff} является результатом газодинамических процессов в огненном шаре. Спектр излучения в указанные моменты сильно отличается от спектра излуче-

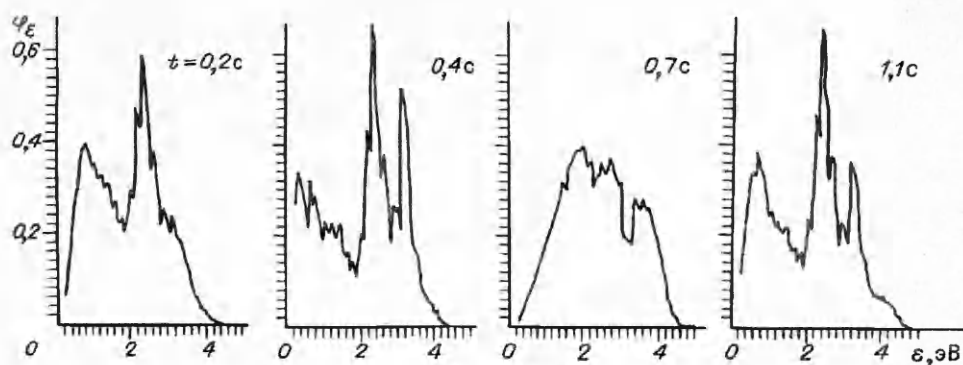


Рис. 10

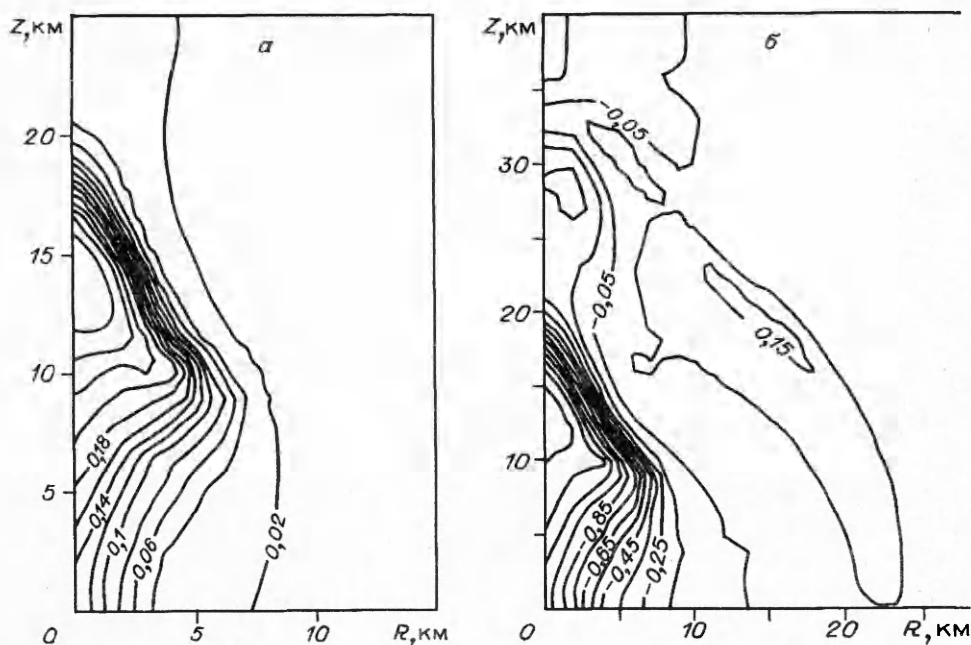


Рис. 11

ния черного тела вследствие того, что оптическая толщина вдоль луча меньше единицы.

Большая часть испускаемого излучения лежит в области видимого света, ближнего ультрафиолета или в инфракрасной области. Такое излучение может быть, вообще говоря, зарегистрировано оптической аппаратурой космических кораблей или специальных искусственных спутников Марса или даже с Земли.

На рис. 11 представлено распределение температуры T в эВ (а) и плотности (б), отнесенной к равновесной плотности на данной высоте, для $t = 60$ с. Положение продуктов взрыва (изолинии их концентрации) для этого же момента времени показано на рис. 12. Центр продуктов взрыва находится на высоте 13 км. Облако имеет струеобразную форму, а не форму кольцеобразного вихря, как должно было бы быть для взрыва той же мощности у поверхности Земли. Это связано с тем, что в момент $t = 2$ с, когда ударная волна достигает высоты, равной характеристической высоте атмосферы Марса, ее амплитуда достаточно высока. Поэтому в результате выхода ударной волны в разреженные слои атмосферы начинается истечение газа от поверхности вслед за ударной волной. Роль следа также оказывается достаточно сильной, поскольку, например, в момент $t = 2$ с, когда радиус ударной волны составляет в среднем 4,5 км, длина конического предвест-

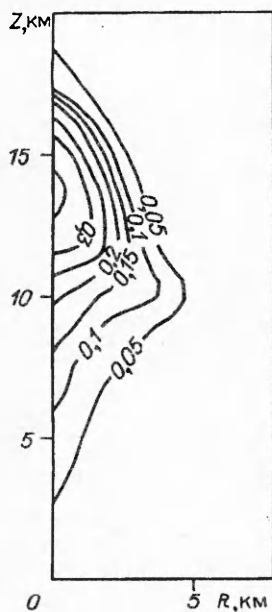


Рис. 12

ника 2 км и его радиус 1,5 км сравнимы с этой величиной, т. е. наличие следа облегчает подъем горячей области и продуктов взрыва. Параметры облака продуктов также могут быть использованы для диагностики параметров ударного тела.

Для тел большего диаметра ($R \approx 1$ км) велики как радиус следа, так и отношение диаметра возмущенной области к характеристической высоте атмосферы. Взрыв генерирует мощную струю со скоростью, большей второй космической скорости (5 км/с для Марса). Это увеличивает высоту, с которой испускается излучение, и расстояние, на котором оно будет достаточно интенсивно на поверхности, аналогично тому, как это имеет место при ударах о Землю [25]. Такие удары могут быть существенны для эволюции не только атмосферы Марса, но и его поверхности.

Таким образом, тепловое излучение играет весьма существенную роль на всех стадиях удара космических тел о поверхность Марса. Оно вызывает количественные изменения возникающего газодинамического течения и приводит к появлению качественно новых эффектов. Кроме того,

испускаемое взрывом излучение дает возможность экспериментально зарегистрировать само явление метеорного удара.

ЛИТЕРАТУРА

1. Melosh H. J. Atmospheric breakup of terrestrial impactors // Multi-ring basins: Proc. Lunar and Planetary Sci. Conf.— N. Y.: Pergamon Press, 1981.— V. 12, pt A.— P. 29—35.
2. Немчинов И. В., Цикулин М. А. Оценка теплопередачи излучением для крупных метеорных тел, движущихся в атмосфере Земли с очень большой скоростью // Геоматнезизм и аэрономия.— 1962.— Т. 3, № 4.— С. 636—646.
3. Бронштэн В. А. Физика метеорных явлений.— М.: Наука, 1981.
4. Коробейников В. П., Чушкин П. И., Шуршалов Л. В. Моделирование и расчет взрыва Тунгусского метеорита // Взаимодействие метеорного вещества с Землей.— Новосибирск: Наука, 1980.— С. 116—138.
5. Коробейников В. П., Чушкин П. И., Шуршалов Л. В. Взаимодействие больших тел с атмосферой Земли // Метеоритные исследования в Сибири.— Новосибирск: Наука, 1984.— С. 99—117.
6. Мак-Кроски Р. Е., Шао Ц. И., Позен А. Болиды Прерийной сети. Общие сведения и орбиты // Метеоритика.— 1978.— Вып. 37.— С. 44—59.
7. Мак-Кроски Р. Е., Шао Ц. И., Позен А. Болиды Прерийной сети. Траектории и кривые блеска // Метеоритика.— 1977.— Вып. 38.— С. 106—156.
8. Немчинов И. В., Новикова В. В., Попова О. П. Анализ результатов наблюдений за движением и свечением быстрых и крупных метеорных тел в атмосфере Земли // Метеоритика.— 1989.— Вып. 48.— С. 124—137.
9. Григорян С. С. О движении и разрушении метеоритов в атмосфере планет // Космич. исслед.— 1979.— Т. 17, № 6.— С. 875—893.
10. Ahrens T. J., O'Keefe J. D. Impact on the earth, ocean and atmosphere // Int. J. Impact Eng.— 1987.— V. 5.— P. 13—32.
11. Melosh H. J. Impact cratering: a geological process.— N. Y.; Oxford: Clarendon Press, 1989.
12. Зельдович Я. П., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
13. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике.— 10-е изд.— М.: Наука, 1987.
14. Немчинов И. В., Светцов В. В., Шувалов В. В. Решение задачи о распространении сильных интенсивно излучающих ударных волн в воздухе методом осреднения уравнений переноса излучения // Низкотемпературная плазма в Космосе и на Земле.— М.: Изд-во ВАГО, 1977.— С. 47—89.

15. Немчинов И. В., Светцов В. В., Шувалов В. В. О структуре прогревного слоя перед фронтом сильной интенсивно излучающей ударной волны // ПМТФ.— 1978.— № 5.— С. 86—92.
16. Немчинов И. В., Светцов В. В., Шувалов В. В. О яркости ударных волн в воздухе пониженной плотности // ЖПС.— 1979.— Т. 30, № 6.— С. 1086—1092.
17. Немчинов И. В., Полозова И. А., Светцов В. В., Шувалов В. В. Численный расчет одномерного взрыва с излучением // Динамика излучающего газа.— М.: ВЦ АН СССР, 1980.— Вып. 3.— С. 33—45.
18. Лосев С. А., Пилюгин Н. Н., Суржиков С. Т. Моделирование радиационных процессов в механике сплошной среды.— М.: Изд-во МГУ, 1990.
19. Каськова С. И., Романов Г. С., Степанов К. Л., Станчиц Л. К. Таблицы теплофизических характеристик, состава и радиационных потерь многозарядной плазмы воздуха в состоянии локально-ионизационного равновесия // ЖПС.— 1991.— Т. 54, № 1.— М., 1991.— Деп. в ВИНТИ, № 5268 — В90.
20. Романов Г. С., Станчиц Л. К., Степанов К. Л. Таблицы среднегрупповых коэффициентов поглощения плазмы углерода.— Деп. в Бел. НИИТИ, 1984, № 838 — Бе Д84.
21. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные схемы газовой динамики.— М.: Наука, 1975.
22. Мороз В. И., Кержанович В. В., Краснопольский В. А. Инженерная модель атмосферы, Марс-94 (МА-90) // Космич. исслед.— 1991.— Т. 29, вып. 1.— С. 3—84.
23. Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения.— М.: Мир, 1974.
24. Артемьев В. И., Бергельсон В. И., Немчинов И. В. и др. Формирование новых структур газодинамических течений при возмущении плотности в тонких протяженных каналах перед фронтами ударных волн // Математическое моделирование.— 1989.— Т. 1, № 8.— С. 1—11.
25. Немчинов И. В., Светцов В. В. Радиационно-газодинамические процессы в атмосфере при ударе кометы о поверхность Земли // Метеоритика.— 1989.— Вып. 48.— С. 141—149.

г. Москва

Поступила 12/Х 1992 г.

УДК 624.131+532.215+534.22

С. Л. Гаврилюк, В. Ф. Нестеренко

УСТОЙЧИВОСТЬ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ВОЗБУЖДЕНИЙ ДЛЯ ОДНОЙ МОДЕЛИ «ЗВУКОВОГО ВАКУУМА»

В данной работе методом Уизема доказана модуляционная устойчивость периодического решения для одной модели «звукового вакуума», представляющей собой систему упругих гранул, взаимодействующих по закону Герца. Найдено соотношение между фазовой скоростью волны огибающей и соответствующей скоростью звука.

В [1, 2] в длинноволновом приближении получено нелинейное уравнение, описывающее распространение волн в одномерной цепочке сферических гранул, и найдено (в явном виде) частное точное периодическое решение этого уравнения. Показано, что при определенных условиях существует также качественно новое солитоноподобное решение, являющееся для данной системы несущим тоном («нестоном») вместо звукового возмущения. В [3] аналогичные результаты получены для целого класса подобных существенно нелинейных систем. Характерное свойство таких сред — равенство нулю длинноволновой скорости звука при нулевой начальной деформации. Это и послужило основой введения в [3] понятия «звуковой вакуум» для выделения класса данных систем. Отметим, что «нестоны» были обнаружены и в экспериментах [2], в [4] приведены и другие практически реализуемые примеры «звукового вакуума». В настоящей работе на базе вариационной формулировки соответствующего длинноволнового приближения для системы гранул показана модуляционная устойчивость полученного точного