

Литература

Кузнецов Н.М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М. : Машиностроение. 1965. – 463 с.

Шувалов В., Хазинс В. Численное моделирование возмущений в ионосфере, генерируемых при падении Челябинского и Тунгусского космических тел // *Астрономический Вестник*. 2018. Т. 52. № 2. С. 142–151.

Artemieva N., Shuvalov V. Shock metamorphism on the ocean floor (numerical simulations) // *Deep-Sea Res.* 2002. V. 49. P. 959–968.

Lindström M., Shuvalov V., Ivanov B. Lockne crater as a result of marine-target oblique impact // *Planetary and Space Science*. 2005. V. 53. P. 803–815.

Ormö J., Lindström M. When a cosmic impact strikes the sea bed // *Geol. Mag.* 2000. V. 137(1). P. 67–80. Cambridge University Press.

Shuvalov V. Multi-dimensional hydrodynamic code SOVA for interfacial flows: Application to thermal layer effect // *Shock Waves*. 1999. V. 9. No. 6. P. 381–390.

Shuvalov V., Gersonde R. Constraints on interpretation of the Eltanin impact from numerical simulations // *Meteorit. Planet. Sci.*, 2014. V. 49. No. 7. P. 1171–1185.

Thompson S.L., Lauson H.S. Improvements in the Chart D radiation-hydrodynamic CODE III: Revised analytic equations of state // Report SC-RR-71 0714, Sandia National Laboratory, Albuquerque, New Mexico. 1972. 119 p.

Ward S., Asphaug E. Impact tsunami – Eltanin // *Deep-Sea Res.* 2002. V. 49. P. 1073–1079.

Wünnemann K., Weiss R., Hofmann K. Characteristics of oceanic impact-induced large water waves – re-evaluation of the tsunami hazard // *Meteorit. Planet. Sci.* 2007. V. 42. No. 11. P. 1893–1903.

УДК 523.6+519.63

ОЦЕНКА ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ ПРИ ПАДЕНИИ КОСМИЧЕСКИХ ТЕЛ

В.М. Хазинс, В.В. Шувалов

ИДГ РАН

Приведены результаты 3D моделирования воздействия на ионосферу газодинамических возмущений, инициированных в нижней атмосфере ударами крупных (> 30 м) космических тел в широком диапазоне их размеров, углов входа, скоростей и состава. Полученные в чисто газодинамическом приближении результаты впервые позволяют оценить степень возможного воздействия ударов на атмосферу на высотах до 400 км.

Введение

Атмосферные возмущения, инициируемые падением достаточно крупных (от 30 м и выше) тел охватывают почти все геосферы Земли, в том числе и верхнюю атмосферу.

Теоретическое изучение быстропотекающих процессов на стадии пролета и разрушения тела, включая образование кратера (если тело достигает поверхности) – сложная задача, привлекающая внимание многих исследователей. При этом моделируются обычно первые минуты или даже секунды после удара. Большие трудности вызывает и исследование долговременных газодинамических течений, развивающихся в ионосфере в результате подъема в стратифицированной атмосфере возмущений от области основного энерговыделения. В этом случае теоретическое описание процессов требует не только моделирования разрушения и торможения космического тела, распространения ударных волн, но и формирования всплывающего плюма, проникающего в область ионосферы, где его энергия канализируется в возмущения, распространяющиеся горизонтально. Образование кратера (если тело достигает поверхности), взаимодействие всплывающего плюма с атмосферным следом, образующимся при пролете космического тела, учет диссипативных процессов, и т.п. являются дополнительными осложняющими факторами. Характерное время распространения возмущений в ионосфере на расстояния, сопоставимые с радиусом Земли, что позволяет не учитывать кривизну поверхности Земли, – порядка часа, что существенно больше газодинамического шага по времени, и, следовательно, расчеты требуют значительных вычислительных ресурсов.

Существенно осложняет задачу и необходимость учета плазменных эффектов. Возможно, что совокупность этих причин привела к отсутствию, практически, работ, где бы описывались результаты компьютерного моделирования генерации и распространения атмосферных возмущений при падении космических тел в течение нескольких часов и на расстояниях в несколько тысяч километров вдоль Земли. Но даже чисто в газодинамическом приближении задача остается исключительно сложной и лишь недавно появились работы, где приведены расчеты ионосферных возмущений в гидродинамическом приближении после гипотетического падения астероида Апофис [Шувалов и др., 2017], Челябинского и Тунгусского космических тел [Хазинс, Шувалов, 2016; Шувалов, Хазинс, 2018].

В настоящей работе представлены результаты численных экспериментов, аналогичных рассмотренным в статьях [Шувалов, Хазинс, 2018; Шувалов и др., 2017], но для широкого спектра размеров космических тел, а также скоростей, углов входа в атмосферу, химического состава тел. Каждый из экспериментов представляет собой 3D расчет и требует большого времени. Поэтому актуальным становится вопрос о разработке простой интерполяционной модели, позволяющей быстро оценить степень воздействия удара на верхнюю атмосферу. Газодинамические последствия для ионосферы ударов космических тел неизвестны даже в первом приближении. Поэтому при построении модели мы ограничились изучением лишь максимального изменения плотности и только вдоль горизонтальной линии, совпадающей с направлением полета тела и расположенной в области максимума F слоя ионосферы (250–400 км), а именно, на высоте 300 км.

Основной целью настоящих расчетов является оценка максимальных возмущений плотности, которые достигаются на стадии, когда газодинамические потоки являются доминирующими. Полученные результаты можно рассматривать как первое приближение. Для получения более точных оценок состояния возмущенной ионосферы, особенно в поздние моменты времени, когда газодинамические потоки энергии и массы станут малы, необходимы более сложные расчеты, учитывающие плазменные, аэродинамические, фотохимические эффекты, возмущение естественных дрейфовых движений, токовых систем и геомагнитного поля.

Методика расчетов

Мы рассмотрели два диапазона размеров космических тел – 20–100 м и 300–3000 м. В первый диапазон попали тела, которые тормозятся и разрушаются в атмосфере («метеорный взрыв»). Во второй диапазон попали тела, достигающие поверхности Земли и образующие кратер. В обоих случаях на первом этапе решалась двумерная задача о деформации, испарении, разрушении и торможении космического тела при полете в атмосфере аналогично тому как это делалось в [Шувалов, Хазинс, 2018]. Результаты этих расчетов в момент, когда тело затормозилось или достигло твердой поверхности, использовались как начальные данные для модифицированной трехмерной программы SOVA [Shuvalov, 1999a], которая использовалась для расчета ионосферных возмущений с учетом диссипативных процессов.

В качестве величины, характеризующей возмущение атмосферы в фиксированной точке пространства, было выбрано максимальное значение избыточной относительной плотности $\zeta = \max_i (\text{abs}(\rho/\rho_0 - 1))$, которое характеризует максимальную амплитуду колебаний плотности в этой точке за все время расчета. Здесь $\rho = \rho(x, y, z, t)$ – текущая плотность воздуха, $\rho_0(z)$ – равновесная плотность воздуха в атмосфере на высоте z . Изменение величины ζ рассматривалось вдоль линии L_α пересечения плоскостей $z = 300$ км и плоскости, перпендикулярной поверхности Земли и вмещающей в себя траекторию тела. Нулевое значение на линии L_α определялось как проекция на линию L_α точки пересечения траектории тела с поверхностью Земли.

Полученные в результате 3D моделирования одномерные распределения ζ вдоль линии L_α для относительно небольшого (несколько десятков) набора вариантов были использованы для разработки алгебраической модели, аппроксимирующей результаты численного моделирования и позволяющей определить величину $\zeta(R)$, где R – расстояние вдоль L_α , как непрерывную функцию скоростей, размеров, углов и состава космического тела.

Газодинамические возмущения, инициированные «метеорными взрывами» на ионосферных высотах

В Табл. 1 представлен список рассмотренных вариантов. Каменные тела, которые мы считали состоящими из дунита с плотностью $\rho = 3300$ кг/м³, обозначены буквой D . Ледяные тела, к которым мы отнесли кометы ($\rho = 1000$ кг/м³), обозначены буквой I . Варианты в таблице ранжированы по энергии $E_\alpha = E \sin^2 \alpha$, E – кинетическая энергия тела, а α – угол входа тела в атмосферу, то есть E_α – кинетическая энергия, определяемая по вертикальной составляющей скорости. Кинетическая энергия E_α добавлена в Табл. 1 в связи с тем, что использование этого параметра позволило разработать алгебраическую модель аппроксимации расчетных данных, в которой определяющей характеристикой является E_α . Несмотря на несколько хаотичный выбор вариантов расчетов в энергетическом плане наблюдается достаточное представительное покрытие рассматриваемого интервала энергий.

На рис. 1 черными кривыми приведено распределение параметра $\zeta = \max_i (\text{abs}(\rho/\rho_0 - 1))$ вдоль линий L_α для четырех произвольно выбранных вариантов. Как и следовало ожидать, наибольшие значения ζ наблюдаются в окрестности эпицентра, что связано с достижением вертикальным газодинамическим потоком, инициированным торможением и разрушением космического тела, рассматриваемой области

и развитием вертикальных колебательных движений. По мере увеличения горизонтальных размеров захваченной газодинамическим течением области и преобразованием вертикальных колебаний в горизонтальный волновой процесс значение ξ падает, причем в пределах расстояний 1500 км от центра наблюдается переход от быстрого падения ξ по мере удаления от центра к более плавному. При этом в большинстве вариантов симметрия правой и левой ветви не наблюдается. Связано это с формированием атмосферного следа, образующегося при пролете космического тела через атмосферу, и подъемом атмосферного плюма вдоль следа.

Механизм формирования плюма за счет нарушения гидростатического равновесия в разреженном метеорном следе был подробно рассмотрен в работе [Shuvalov, 1999b]. Согласно [Shuvalov, 1999b], плюмы возникают при падении достаточно больших (диаметром более 50 м) тел. Поднимаемый в плюме в разреженную верхнюю атмосферу более плотный газ из нижних слоев атмосферы, имеет горизонтальную составляющую скорости, определяемую углом входа космического тела, что приводит к асимметрии значений ξ . По этой же причине максимум значений ξ сдвинут относительно центра, в нашем случае вправо, так как в нашей модели тело движется справа налево. Сдвиг максимума в положительном направлении оси $L\alpha$ составляет, в среднем, 150 км. В то же время в варианте 2, в котором размер тела составлял 50 м при скорости 20 км/с, ни асимметрии, ни сдвига максимума не наблюдается. Связано это с очень малым углом входа – 15° , когда нагретый газ всплывает вверх, а не движется вдоль следа.

Однотипный вид распределений параметра ξ наводит на мысль о возможности построения аппроксимирующих эти распределения алгебраических формул, которые позволили бы описывать не только приведенные в Табл. 1 варианты, но и любые другие в зависимости от плотности космического тела, его размера, скорости и угла входа при условии, что эти параметры изменяются в пределах, представленных в Табл. 1.

Таблица 1. Характеристики вариантов расчета «метеорного взрыва».

№	Состав	Диаметр, м	Угол, град	Скорость, км/с	$E_{\text{в}}$, Мт
1	I	30	45	20	0.34
2	D	50	15	20	0.69
3	D	30	45	20	1.11
4	I	100	15	20	1.68
5	D	50	45	20	5.16
6	D	100	30	20	2.1×10^1
7	D	100	45	20	4.1×10^1
8	I	100	60	30	4.2×10^1
9	I	100	45	40	5.0×10^1
10	D	100	60	20	6.2×10^1
11	I	100	30	70	7.6×10^1
12	D	100	60	30	1.4×10^2

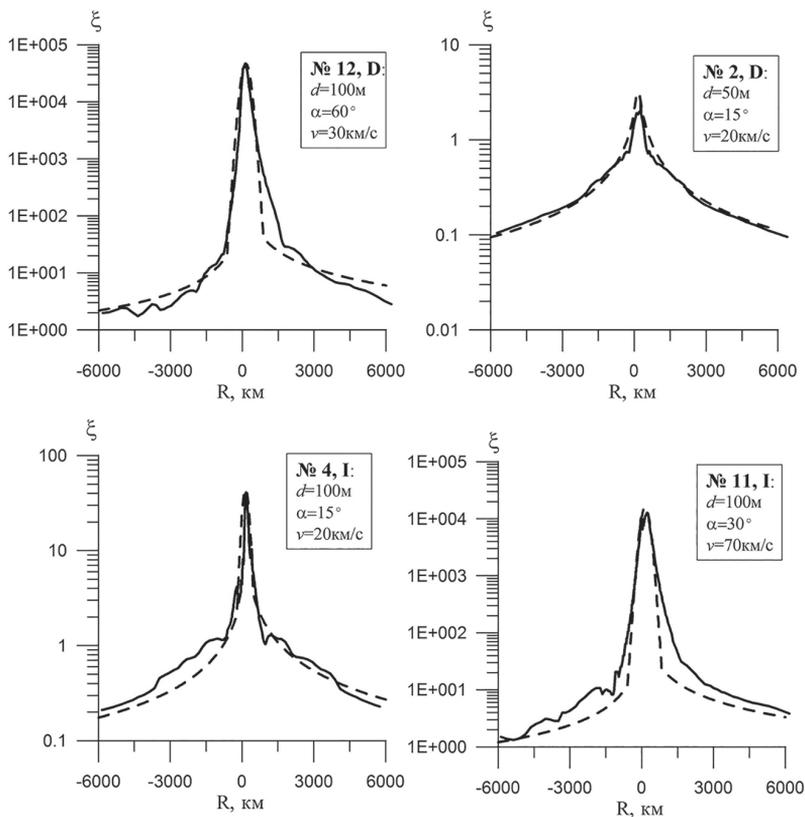


Рис. 1. Распределение избыточной относительной плотности ξ вдоль прямой L для «метеорных взрывов» с характеристиками, соответствующими вариантам 12, 2, 4, 11 (см. Табл. 1). Номера вариантов характеристики удара на рисунках занесены в прямоугольники; кривые: черные – численное моделирование, пунктирные – интерполяция

Пусть R – расстояние вдоль прямой L_α . Как показал анализ, численное решение в окрестности нулевого значения оси L_α хорошо описывается функцией Гаусса в координатах (Y, R) , где $Y = \log \xi$:

$$Y(R) = Y_{max} \exp\left(-\frac{(R - R_0)^2}{B^2}\right) \quad (1)$$

R_0 – положение максимума ξ на оси L_α , которое мы положили равным 150 км независимо от варианта.

Значение Y_{max} определялось по ξ^{max} . Определенная в расчетах дискретная функция $\xi^{max}(E_\alpha)$ аппроксимировалась следующей зависимостью:

$$\xi^{max} = \begin{cases} 2 \times E_\alpha^2 + 56E_\alpha - 100, & E_\alpha \geq 40 \\ 10^{1.38(\log(E_\alpha)) \times (\log(E_\alpha) - 0.025)}, & 1 \leq E_\alpha < 40 \\ \sqrt{E_\alpha}, & E_\alpha < 1 \end{cases} \quad (2)$$

Для углов входа $\alpha < 30^\circ$ вводились два дополнительных коэффициента:

$$K_\alpha = \sin^2 30^\circ / \sin^2 \alpha \quad (3)$$

$$K\rho = (\rho_d / \rho_a), \quad (4)$$

где ρ_d – плотность дунита, ρ_a – плотность рассматриваемого космического тела. При $\alpha \geq 30^\circ$ $K_\alpha = K_\rho \equiv 1$. Значение ζ^{\max} умножается на коэффициенты K_α и K_ρ .

Значения функции Гаусса ограничивались снизу исходя из данных расчетов значением

$$Y_{\min} = \log(30E_\alpha/140) \quad (5)$$

Ширина функции Гаусса Δ_{mid} на высоте $Y_{\text{mid}} = (Y_{\min} + Y_{\max})/2$ аппроксимировалась выражением:

$$\Delta_{\text{mid}} = 600E_\alpha^{0.1} \quad (6)$$

Отметим, что функция Гаусса (1) положительна на всей области определения, в то время как значения ξ могут быть меньше 1, и, следовательно, $Y = \log \xi < 0$. Чтобы это условие не препятствовало расчетам, можно все значения Y «приподнять» на некоторую постоянную величину ΔY , а в конце расчета на эту же величину уменьшить значения. В нашей модели $\Delta Y = 2$.

Значения Y_{\max} , Y_{mid} и Δ_{mid} достаточны для определения коэффициентов в (1). Формулой (1) определяется аппроксимация параметра ξ в центральной области оси L . Как показал анализ поведения параметра ξ на расстояниях, превышающих 1500–2000 км от центра, так же, как и на расстояниях меньших $-(1500-2000)$ км, величина ξ уменьшается с расстоянием по гиперболическому закону $\xi \sim 1/R^\beta$, где β близко к 1. Исходя из этого, мы на основании расчетов аппроксимировали ξ по E_α на расстояниях $R_+ = 2000$ км и $R_- = -2000$:

$$\zeta(R_+) = 0.13E_\alpha K_\alpha \quad (7)$$

$$\xi(R_-) = \begin{cases} (0.0465E_\alpha + 0.05) \times K_\alpha, & E_\alpha \geq 1 \\ 0.1E_\alpha \times K_\alpha, & E_\alpha < 1 \end{cases} \quad (8)$$

Полагая $\beta = 1$ и используя значения $\zeta(R_+)$ и $\xi(R_-)$ можно определить константы A_\pm для правой и левой ветви соотношения:

$$\zeta = A_\pm / (R - R^*) \quad (9)$$

Здесь R^* некоторая константа. Чтобы избежать неограниченного возрастания ξ вблизи его максимального значения ($R = R_0$) для $R < R_0$ значение R^* было выбрано равным $2R_0$, в противном случае $R^* = 0$.

Применяя формулы (1) и (9) на всем интервале изменения R и выбирая для каждого значения R наибольшее значение ξ из (1) и (9), можно получить распределение ξ по R в зависимости от размера тела, его плотности, скорости и угла входа. Для вариантов, приведенных на рис. 1, аналитические зависимости отражены кривыми серого цвета. Как видно, имеется хорошее согласие численных и аналитических расчетов, максимальное расхождение не более чем в два–четыре раза, что с учетом

точности численных расчетов вполне приемлемо. Остальные варианты численных расчетов из Табл. 1 аппроксимируются зависимостями (1) и (7) также вполне удовлетворительно.

Газодинамические возмущения, инициированные кратерообразующими ударами на ионосферных высотах

В Табл. 2 представлены характеристики вариантов расчетов кратерообразующих ударов комет и астероидов размером 300–3000 м, которые долетают до поверхности Земли и образуют кратеры.

Таблица 2. Характеристики вариантов расчета кратерообразующих ударов

№	Состав	Диаметр, м	Угол, град	Скорость, км/с	E_0 , Мт
1	I	300	30	20	1.69×10^2
2	I	300	45	20	3.38×10^2
3	I	300	60	20	5.06×10^2
4	I	300	75	20	6.30×10^2
5	D	300	45	20	1.11×10^3
6	D	300	60	20	1.67×10^3
7	I	1000	15	20	1.67×10^3
8	D	1000	15	20	5.53×10^3
9	I	1000	30	20	6.25×10^3
10	I	1000	45	15	7.04×10^3
11	I	1000	60	20	1.88×10^4
12	D	1000	30	20	2.06×10^4
13	I	1000	75	20	2.33×10^4
14	I	3000	15	20	4.52×10^4
15	D	1000	60	20	6.20×10^4
16	D	1000	75	20	7.71×10^4
17	I	1000	45	50	7.82×10^4
18	D	3000	15	20	1.49×10^5
19	I	3000	30	20	4.52×10^5
20	D	1000	45	50	2.59×10^6
21	I	3000	45	20	3.38×10^6
22	I	3000	60	20	5.06×10^6
23	D	3000	75	20	2.08×10^7

На рис. 2 для нескольких вариантов из Табл. 2 приведены результаты численного моделирования (черные кривые). В целом, поведение избыточной относительной плотности ξ качественно сходно с поведением аналогичных эпюр для «метеорных

взрывов». Однако локальная немонотонность кривых свидетельствует о протекании сложных газодинамических процессов, разрешаемых на грубой сетке. Тем не менее, для построения аппроксимирующей алгебраической модели мы применили тот же подход, что и для «метеорных взрывов». Мы будем использовать для аппроксимирующих параметров те же обозначения, что и в случае метеорных ударов, добавив черту сверху.

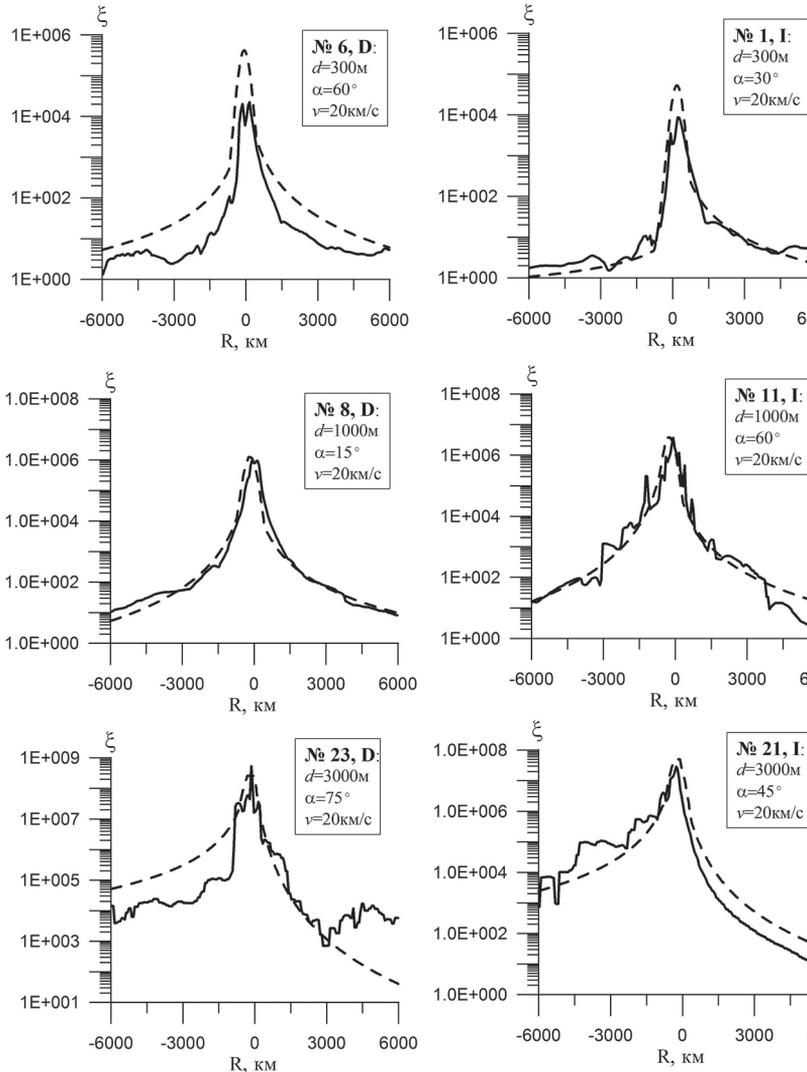


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для кратерообразующих ударов космических тел с характеристиками, соответствующими вариантам 6, 1, 8, 11, 23, 21 (см. Табл. 2)

Если для положения максимума ξ по R для «метеорного взрыва» достаточно было выбрать $R_0 = \text{const} = 150$ км, то для кратерообразующих ударов величина R_0 изменяется в пределах от 200 до -300 км с увеличением E_a . Одна из возможных аппроксимаций значений R_0 приводит к следующему выражению:

$$\bar{R}_0 = \begin{cases} 1.83 \times 10^3 \times E_\alpha^{-0.167} - 600, & E_\alpha < 2.5 \times 10^4 \\ 2.60 \times 10^2 \times E_\alpha^{0.025} - 600, & E_\alpha \geq 2.5 \times 10^4 \end{cases} \quad (10)$$

Определение максимального значения $\bar{\xi}^{\max}$ осуществлялось с помощью соотношения

$$\bar{\xi}^{\max} = 523 E_\alpha^{0.9} \quad (11)$$

В качестве значения \bar{Y}_{\min} оказалось удобным выбрать выражение, зависящее только от диаметра тела d :

$$\bar{Y}_{\min} = 2 \log d - 4 \quad (12)$$

Ширина функции Гаусса $\bar{\Delta}_{\text{mid}}$ на высоте $\bar{Y}_{\text{mid}} = (\bar{Y}_{\min} + \bar{Y}_{\max}) / 2$ аппроксимировалась выражением:

$$\bar{\Delta}_{\text{mid}} = 780 E_\alpha^{0.042} \quad (13)$$

По (10)–(13) определялась зависимость $\bar{\xi}(R)$ в соответствии с распределением Гаусса (1).

Как и в случае «метеорных взрывов» на расстояниях, превышающих 1500–2000 км от центра, так же, как и на расстояниях меньших –(1500–2000) км, поведение ξ с расстоянием достаточно хорошо описывается гиперболическим законом

$$\bar{\xi} = \bar{A} / (R - \bar{R}^*)^{\bar{\beta}} \quad (14)$$

Чтобы избежать неограниченного возрастания $\bar{\xi}$ вблизи его максимального значения $R = \bar{R}_0(E_\alpha)$ для $R < \bar{R}_0$ значение \bar{R}^* выбиралось равным $R_0 + \Delta R_0$, в противном случае $-R_0 - \Delta R_0$. Здесь $\Delta R_0 = \text{const} = 100$ км. Причем для ударов очень больших тел (см. рис. 2, варианты 23, 21) подобная зависимость для левой ветви распределения $\bar{\xi}(R)$ наблюдается вплоть до положения максимума $\bar{\xi}$ и необходимость в дополнении ее функцией Гаусса отпадает.

В случае кратерообразующих ударов показатель степени $\bar{\beta}$ не удается ограничить одним значением, и мы использовали аппроксимацию $\bar{\beta}$ по E_α отдельно для правой и левой ветви распределения $\bar{\xi}(R)$:

$$\bar{\beta}_+ = 1.3 E_\alpha^{0.096} \quad (15)$$

$$\bar{\beta}_- = \begin{cases} 0.1 E_\alpha^{0.414}, & E_\alpha < 8 \times 10^3 \\ 10 E_\alpha^{-0.095}, & E_\alpha \geq 8 \times 10^3 \end{cases} \quad (16)$$

Так же, как и для «метеорных взрывов» мы аппроксимировали $\bar{\xi}$ по E_a на расстояниях $R_+ = 2000$ км и $R_- = -2000$ км:

$$\bar{\xi}(R_+) = E_a^{0.615} \quad (17)$$

$$\bar{\xi}(R_-) = 0.0023E_a^{1.36} \quad (18)$$

Соотношения (15)–(19) полностью определяют зависимость (14). Выбирая максимальные значения $\bar{\xi}$ из (1) и (14) получим окончательное распределение $\bar{\xi}(R)$ для любого заданного значения E_a . Для вариантов, представленных на рис. 2, расчеты $\bar{\xi}(R)$ для соответствующих значений E_a отражены серыми кривыми. В подавляющем большинстве вариантов близость кривых была вполне удовлетворительная, но в отдельных вариантах, как например в 6 и 23 (рис. 2), расхождение на некоторых участках достигало порядка величины. Причем это связано не только с качеством алгебраической модели, но и с точностью численного моделирования.

Заключение

Возмущения ионосферы в результате ударов космических тел определяются их размером, скоростью, углом наклона траектории, составом. В настоящее время практически нет никаких расчетов или оценок возможных крупномасштабных (тысячи километров по горизонтали) возмущений верхней атмосферы, вызванных падением крупных (> 30 м) космических тел. Поэтому представляют интерес даже расчеты, носящие оценочный характер. Для получения более точных оценок состояния возмущенной ионосферы, особенно в поздние моменты времени, когда газодинамические потоки энергии и массы станут малы, необходимы более сложные расчеты, учитывающие плазменные, аэрономические, фотохимические эффекты, возмущение естественных дрейфовых движений, токовых систем и геомагнитного поля.

Для оценки воздействия различных ударов на верхнюю атмосферу с помощью численного моделирования было проанализировано возмущение плотности воздуха в области максимума F слоя (250–400 км), а именно, на высоте $z = 300$ км. Каждый из численных экспериментов представляет собой 3D расчет и требует большого времени. Поэтому была разработана простая интерполяционная модель, позволяющая быстро оценить степень воздействия удара на верхнюю атмосферу. Благодаря удачному выбору параметра аппроксимации модель позволяет рассмотреть возмущения плотности как непрерывную функцию скоростей, размеров, углов и состава космического тела.

С учетом специфики развития газодинамических возмущений, распространяющихся в ионосфере в результате удара космического тела, можно распространить одномерные результаты на всю плоскость $z = 300$ км. Газодинамическое течение на поздних стадиях близко к осесимметричному с вертикальной осью, проходящей через центр оси L_a . Поэтому, в первом приближении, для любой точки на плоскости $z = 300$ км, отстоящей от центра на расстоянии R , можно определить два значения ξ на прямой L_a , также отстоящих от центра на расстоянии R , и по этим двум значениям с помощью линейной интерполяции вдоль дуги окружности радиуса R определить ξ в искомой точке.

Исследования выполнены при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-17-00107).

Литература

Хазинс В.М., Шувалов В.В. Численное моделирование акустико-гравитационных волн, инициированных падением метеороида // *Динамические процессы в геосферах.* Выпуск 8: Сборник научных трудов ИДГ РАН М. : ГЕОС, 2016. С. 197–207.

Шувалов В.В., Светцов В.В., Артемьева Н.А., Трубецкая И.А., Попова О.П., Глазачев Д.О. Астероид Апофис – оценка опасных последствий ударов подобных тел // *Астрон. вестн.* 2017. Т. 51. № 1. С. 44–58.

Шувалов В.В., Хазинс В.М. Численное моделирование возмущений в ионосфере, генерируемых при падении челябинского и тунгусского космических тел // *Астрон. вестн.* 2018. Т. 52. № 2. С. 142–151.

Shuvalov V.V. Multi-dimensional hydrodynamic code SOVA for interfacial flows: application to the thermal layer effect // *Shock Waves.* 1999a. V. 9. P. 381–390.

Shuvalov V.V. Atmospheric plumes created by meteoroids impacting the Earth // *J. Geophys. Res.* 1999b. V. 104. № E3. P. 5877–5890.

УДК 523.6:57.045

ИНИЦИИРОВАНИЕ ПОЖАРОВ ПРИ УДАРАХ АСТЕРОИДОВ

В.В. Светцов, В.В. Шувалов

ИДГ РАН

Численно моделировались удары астероидов диаметром 1–10 км, включая развитие и излучение ударного плюма. Вычислялись потоки излучения на поверхности Земли, что позволило определить площади потенциального возникновения пожаров. Размеры области начального воспламенения составляют от ~ 1000 км при размере тела 1 до ~ 7000 км при диаметре 10 км.

Введение

Каждый день на Земле возникают пожары, в результате которых ежегодно выгорает около 3% поверхности суши [Randerson et al., 2012]. Частота пожаров в среднем обратно пропорциональна их размерам, наиболее значительные из них захватывают площади в тысячи квадратных километров. В совокупности пожары воздействуют на глобальные процессы развития и структуру большинства экосистем, углеродный цикл и климат. Они являются мощным биологическим фильтром, влияющим на производство биомассы и распространение растительности [Bowman et al., 2009]. При движении космического тела в атмосфере и при ударе о поверхность Земли