

УДК 523.682.4+550.388.2+519.63

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН, ИНИЦИИРОВАННЫХ ПАДЕНИЕМ МЕТЕОРОИДА

В.М. Хазинс, В.В. Шувалов

Предложена методика расчета ионосферных возмущений и продемонстрирована ее работоспособность в задачах распространения АГВ, инициированных мощным энерговыделением, соответствующим энергии Челябинского космического тела, упавшего 15 февраля 2013 г. Приведена зависимость возмущений плотности в избранных точках пространства внутри F2 слоя.

Введение

Возмущения, инициированные в нижней атмосфере естественными и искусственными источниками, способны переносить энергию в среднюю и верхнюю атмосферу, в том числе в область ионосферы. Один из механизмов передачи свя-

зан с генерацией акустических гравитационных волн (АГВ) (Fritts and Alexander, 2003). Распространяясь в вертикально стратифицированной атмосфере, АГВ усиливаются и достигают ионосферы, что порождает возникновение перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ), то есть возмущение пространственно-временного распределения температуры, плотности и концентрации электронов. Следствием этих процессов могут быть нарушения функционирования коммуникационных систем.

Анализ наблюдений ПИВ – достаточно сложная задача [Hernández-Pajares et al., 2006; Гивишвили и др., 2013; Perevalova et al., 2015; Воейков и др., 2016]. По этой причине возрастает роль прямого численного моделирования на основе решения фундаментальных уравнений гидродинамики [Yigit, Medvedev, 2015].

Особо важен численный эксперимент для быстропротекающих, редких, трудно предсказуемых природных явлений, к которым относится и удар космического тела. Однако численное моделирование отклика ионосферы на расстояниях до тысяч километров от места падения в течение нескольких часов практически отсутствует. Некоторый прогресс при расчете газодинамической стадии возмущения атмосферы Челябинским метеороидом был продемонстрирован в работе [Кузьмичева и др., 2015], в которой представлено 3D моделирование волновых процессов с начальным выделением энергии вдоль траектории полета разрушающегося тела. Однако в силу сложности 3D моделирования расчет доведен лишь до стадии, когда течение захватывает эпицентральною область ионосферы размером в несколько сот километров за время порядка 10 мин.

В настоящей работе рассматривается упрощенная модель развития газодинамического течения, инициированного падением Челябинского метеороида 15 февраля 2013 г., в предположении, что энерговыделение происходит в сферическом объеме. Это приближенно соответствует вертикальному падению метеороида, так как в этом случае начальный размер возмущения в области ионосферы в результате внедрения в эту область вертикального потока существенно превышает область энерговыделения и характер энерговыделения перестает оказывать влияние на дальнейшие газодинамические процессы. Можно ожидать, что по этой же причине анизотропия начальных данных при "косом" ударе не слишком сильно скажется на канализации энергии из вертикального движения в нижней части атмосферы в горизонтальное в ионосфере. Ответ на этот вопрос может дать сравнение с данными наблюдений и трехмерные расчеты. Сферически симметричный взрыв позволяет изучать течение в 2D приближении с учетом осевой симметрии и, соответственно, использовать значительно более подробные сетки, чем в трехмерном случае. Задача осложняется влиянием вязкости, теплопроводности. Причем, в различных работах по численному исследованию ионосферных возмущений эти физические процессы как включаются в рассмотрение, так и исключаются без объяснения причин. Используются различные коэффициенты вязкости и теплопроводности. Поэтому основное внимание в работе обращается на исследование математической и численной моделей. При этом изменение электронной концентрации в ионосфере мы оцениваем по отклонению плотности от фоновых значений.

Математическая модель

Газодинамическое течение, развивающееся в сжимаемой нейтральной атмосфере при мгновенном выделении энергии, описывается полной системой уравнений Навье-Стокса, которая в двумерном осесимметричном случае может иметь следующий вид:

$$\frac{\partial \rho r}{\partial t} + \frac{\partial \rho r u}{\partial r} + \frac{\partial \rho r v}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u r}{\partial t} + \frac{\partial \rho u r^2}{\partial r} + \frac{\partial \rho r u v}{\partial z} + r \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \mu r \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} \mu r \frac{\partial u}{\partial z} + \rho r \alpha(z) u \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho v r}{\partial t} + \frac{\partial \rho r u v}{\partial r} + \frac{\partial \rho v r^2}{\partial z} + r \frac{\partial p}{\partial z} + \rho g r = \frac{\partial}{\partial r} \mu r \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \mu r \frac{\partial v}{\partial z} + \rho r \alpha(z) v \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho e r}{\partial t} + \frac{\partial \rho e u r}{\partial r} + \frac{\partial \rho e v r}{\partial z} + p \left(\frac{\partial u r}{\partial r} + \frac{\partial v r}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial r} k r \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} k r \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \quad (4)$$

Здесь t – время; r и z – радиальная и вертикальная координаты; u и v – компоненты скорости по r и z ; ρ , e , p и T – плотность, удельная внутренняя энергия, давление и температура атмосферы соответственно; μ и k – коэффициенты молекулярной вязкости и теплопроводности; g – ускорение свободного падения. Левая часть уравнений (1)–(4) имеет привычный вид, а правая – требует некоторого комментария. В уравнениях (2) и (3) диффузия скорости описывается с помощью Лапласиана, что характерно для несжимаемой жидкости [Ландау и Лифшиц, 1986]. Тем не менее это наиболее распространенная форма записи диффузионных членов в задачах, в которых численно изучаются АГВ, что объясняется слабым отклонением плотности от фоновых значений, в то время как коэффициент молекулярной вязкости на высотах, превышающих 100 км, известен весьма приближенно. В правой части этих же уравнений последний член представляет собой трение Релея, которое используется здесь как искусственный прием [Xu et al., 2003] для создания некоторой диссипативной области вблизи верхней границы расчетной сетки, где газодинамическое приближение уже неприменимо. В этой области обеспечивается интенсивное затухание компонент скорости, чтобы избежать паразитных отражений от верхней границы. Так же, как и в работе [Xu et al., 2003] будем пользоваться коэффициентом трения Релея в виде

$$\alpha(z) = \begin{cases} \alpha_0 \exp \left[-\ln 2 \left(\frac{z - z_0}{15} \right)^2 \right], & \text{если } z \leq z_0 \\ \alpha_0, & \text{если } z > z_0 \end{cases} \quad (5)$$

В расчетах принималось $z_0 = 415$ км и $\alpha_0 = 0,1 \text{ с}^{-1}$.

В правой части уравнения (4) диффузия температуры описывается функцией $\bar{T} = T - T^*(z)$, где $T^*(z)$ – распределение температуры по высоте в невозмущенной атмосфере. Это сделано для того [Kshevetskii, Gavrilov, 2005], чтобы атмосфера оставалась неподвижной при численном моделировании в случае отсут-

ствия возмущений, то есть когда $T(z) = T^*(z)$. В естественных условиях равенство нулю производной $\frac{d}{dz}k \frac{dT^*}{dz}$ обеспечивается атмосферными процессами, которые не учитываются в рамках нашей модели.

В диссипативной атмосфере молекулярные коэффициенты вязкости и теплопроводности могут быть записаны в виде [Huang et al., 2014]:

$$\mu = 3.54 \times 10^{-7} (T^*)^{0.69} \quad (6)$$

$$k = 56 \times 10^{-5} (T^*)^{0.69} \quad (7)$$

Размерности: μ – кг м⁻¹ с⁻¹, k – Дж м⁻¹ К⁻¹ с⁻¹. Скорее всего соотношения (6) и (7) справедливы до высот порядка 100 км, а выше они верны лишь в первом приближении, так как на этих высотах начинает меняться состав воздуха.

Для замыкания системы уравнений (1)–(4) требуется уравнение состояния, которое также достаточно хорошо известно лишь до высот порядка 100 км. Поэтому подавляющее число работ, связанных с распространением АГВ, выполнены в приближении идеального газа. Так как начало наших расчетов связано с развитием высокотемпературной области, то мы использовали уравнение состояния [Кузнецов, 1965], в том числе и выше 100 км, где применение этого уравнения состояния не лучше, но и не хуже приближения идеального газа.

Наконец, остановимся на характеристиках невозмущенной атмосферы. Для расчетов необходимо знать распределения по высоте плотности $\rho^*(z)$, давления $p^*(z)$ и температуры $T^*(z)$. Причем плотность и давление связаны уравнением гидростатики:

$$\frac{dp^*}{dz} = -\rho^* g \quad (8)$$

Мы воспользовались стандартной атмосферой MSIS-90 [Hedin, 1991], из которой выбрали значения плотности в диапазоне от 0 до 1000 км. Анализ показал, что на высотах 500–1000 км плотность падает практически по экспоненте, что позволяет определить с помощью (8) давление p_0 на высоте 1000 км, и, используя его как правое граничное условие для (8), рассчитать $p^*(z)$, соответствующее $\rho^*(z)$. Температура $T^*(z)$, так же как внутренняя энергия $e^*(z)$, находятся из уравнения состояния.

Граничные условия на нижней границе соответствуют жесткой отражающей стенке, на боковой и верхней границах граничные условия могут быть любые, не вносящие собственных возмущений. При достижении газодинамическим течением боковой границы происходит удвоение расчетной области в радиальном направлении. Аналогичная процедура предусмотрена и для вертикального размера, пока верхняя граница области не достигнет высоты порядка 600 км и характеристики течения затухают благодаря трению Релея.

Численная модель

Численное решение газодинамических уравнений осуществлялось одним из вариантов метода коррекции потоков FCT (Flux Corrected Transport) [Оран и Борис, 1990], разработанного Гордейчиком Б.Н. (1983 г.). Особенностью метода FCT является внесение диффузии параметров на n -ом слое по времени, а на слое

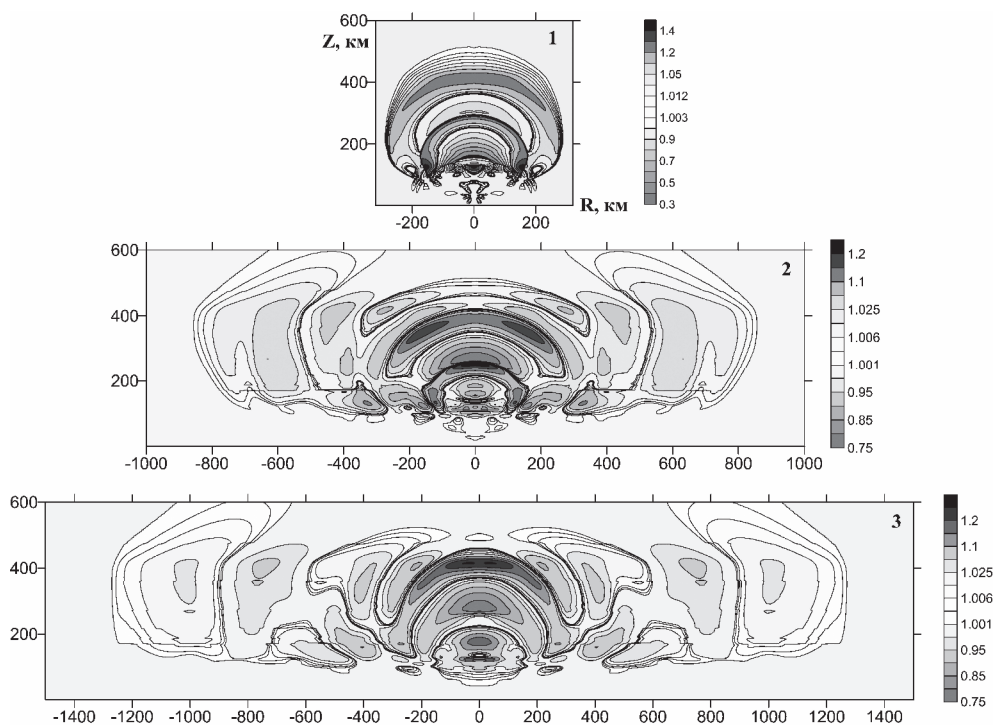


Рис. 1. Изолинии относительной плотности в моменты времени 10, 20, 30 мин, фрагменты 1, 2, 3 соответственно

$n + 1$ производится обратная процедура – антидиффузия. Обозначим символом f любой из параметров, входящих в производную по времени в уравнениях (1)-(4). Перед расчетом самих уравнений в каждой точке пространства с номером i с функцией f_i^n совершается следующая процедура (диффузия):

$$\tilde{f}_i^n = (1 - 2\delta)f_i^n + \delta(f_{i-1}^n + f_{i+1}^n) \quad (9)$$

Обычно значение δ выбирается равным 1/8. Именно с этим значением δ метод продемонстрировал весьма удовлетворительные качества при расчете сильных возмущений среды. Однако применение FCT метода для расчета течений в стратифицированной атмосфере и для расчета околосвуковых течений потребовало внесения некоторых модификаций. Процесс диффузии и антидиффузии искажает фоновые значения параметров и нарушает выполнение уравнения (8). Поэтому при численном моделировании использовались не сами уравнения (1) и (4), а их аналоги для отклонений плотности и произведения внутренней энергии на плотность от фоновых значений. Влияние значения δ на расчет околосвуковых течений было исследовано с помощью численных экспериментов.

Результаты моделирования

Рассмотрим следующую задачу. Пусть на высоте 20 км произошел взрыв мощностью 0,5 Мт. По параметрам это примерно соответствует высоте энерго-

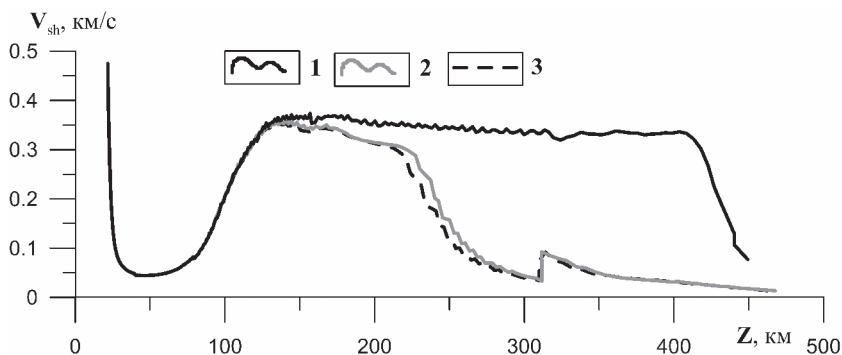


Рис. 2. Скорость V_{sh} во фронте распространяющейся вверх ударной волны.
1 – газодинамика без диссипации, 2 – газодинамика с вязкостью, 3 – газодинамика с вязкостью и теплопроводностью

выделения и энергии Челябинского метеороида [Popova et al., 2013]. Начнем со стадии, когда температура в горячем облаке упала до 10000 К. Исходя из уравнения состояния и тротилового эквивалента, можно определить радиус нагретого объема воздуха, который составляет примерно 500 м. Начальный шаг по пространству выберем равным 50 м в обоих направлениях, число точек по вертикали – 800, по радиусу – $800 \times n$. В процессе удвоений шаг увеличивается и при достижении верхней границы расчетной области (примерно 600 км по высоте) шаг по вертикали фиксируется, и он составляет к этому моменту 800 м. Значение n варьировалось в диапазоне $0,5 \div 2$. Здесь приведены результаты для $n = 1$.

На рис. 1 представлено распределение относительной плотности $\tilde{\rho} = (\rho / \rho^*) - 1$ в области (R, Z) в период от 10 до 30 мин, начиная от момента энерговыделения. Картина распространения ударных волн, их отражение от поверхности, всплытие нагретого объема здесь опущена, так как она ничем не отличается от привычной картины развития взрыва. К моменту 10 мин в ионосфере образовалась область с чередующимися куполообразными слоями повышенной и пониженной плотности. Эти слои совершают пульсирующие колебания в вертикальном направлении, инициируя движение воздуха в горизонтальном. Формируется характерная картина волнового процесса в пределах ионосферы, отраженная на рис. 1 фрагментами 2 и 3.

Для более детального анализа характеристик возмущения ионосферы мы выбрали два уровня на высотах, близких к максимуму электронной концентрации F2 слоя: $z_1 = 200$ и $z_2 = 300$ км, и исследовали поведение относительной плотности в избранных точках по радиусу. Здесь приведены результаты для $R_1 = 316$, $R_2 = 1000$ и $R_3 = 3160$ км; точки выбраны по логарифмической шкале. Ограничим иллюстрации уровнем $z_1 = 200$ км и лишь в конце для сравнения приведем данные для $z_1 = 300$ км.

Начнем со случая, когда вязкость и теплопроводность исключаются из рассмотрения, то есть в правых частях уравнений остаются только члены, характеризующие трение Релея. Роль трения Релея демонстрируется кривой 1 рис. 1. Амплитуда фронта распространяющейся вверх ударной волны, инициированной начальным выделением энергии, сначала быстро падает до высот порядка 40–50 км

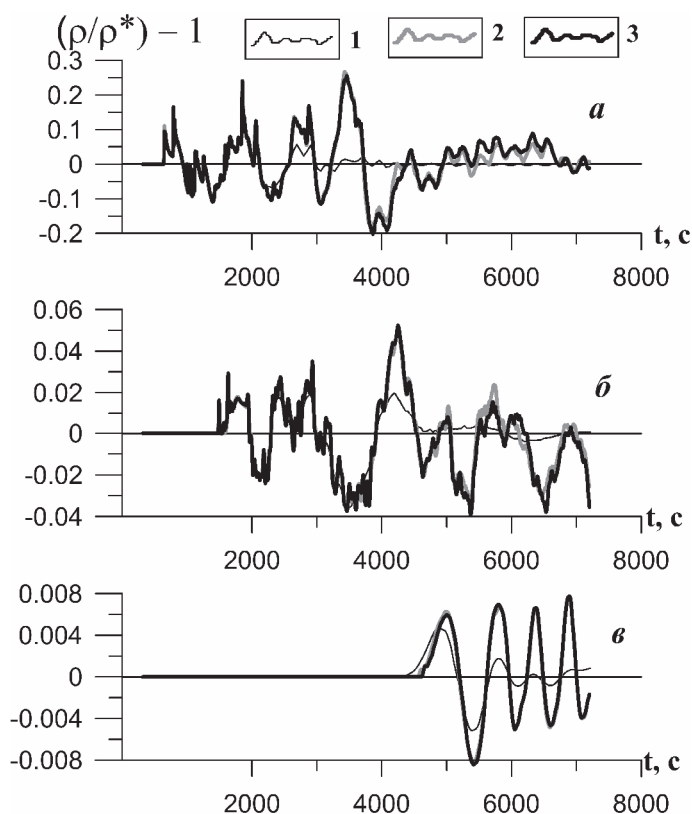


Рис. 3. Зависимость относительной плотности от времени на высоте 200 км и на расстояниях 316, 1000 и 3160 км от оси симметрии (фрагменты *а*, *б* и *в* соответственно) при различных значениях коэффициента диффузии $\delta = 1/8, 1/32$ и $1/64$ (кривые 1, 2 и 3 соответственно)

вследствие сферичности разлета, затем усиливается роль стратификации атмосферы и до высот 70–80 км амплитуда почти не меняется. Какое-то время роль стратификации превалирует над сферичностью, что отражается в росте амплитуды фронта на высотах 80–150 км, после чего эти два процесса компенсируют друг друга и амплитуда фронта почти не меняется вплоть до высоты 400 км, где трение Релея быстро уменьшает ее до нуля.

На рис. 3 представлено распределение относительной плотности по времени в выбранных точках пространства. На расстоянии 316 км от оси симметрии амплитуда возмущений почти не меняется в течение первого часа, а потом резко падает. Для более отдаленных точек амплитуда возмущений слабо меняется в пределах выбранного масштаба времени, но сама амплитуда уменьшается на порядок при переходе от одной точки наблюдения к другой. Что же касается фазовых характеристик, то полученные материалы не позволяют сделать однозначных выводов и требуют последующего анализа.

На рис. 3 приведены результаты для трех вариантов расчета, отличающихся коэффициентами диффузии. В первом случае (кривые 1) на всем протяжении

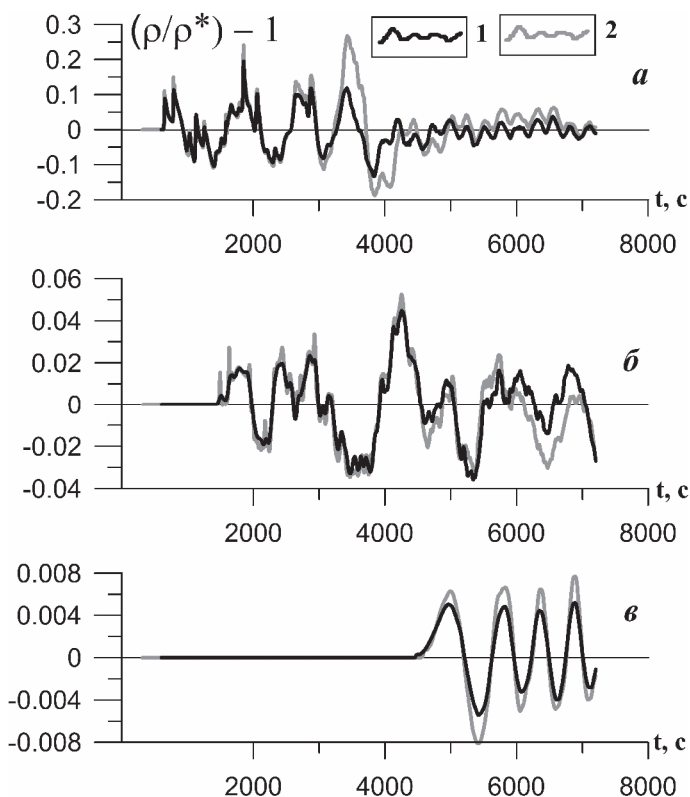


Рис. 4. Зависимость относительной плотности от времени на высоте 200 км с учетом вязкости (кривая 1) и без ее учета (кривая 2). Остальные обозначения см. рис. 3

расчета коэффициент диффузии $\delta = 1/8$ не менялся. При этом амплитуда возмущений быстро затухает со временем. В последующих экспериментах на стадии распространения сильных возмущений, которое мы условно ограничили временем 10 минут, использовалось значение $\delta = 1/8$, а затем мы мгновенно уменьшали его. Уменьшение δ меняет характер кривых на временах, превышающих по крайней мере 30 мин, но при $\delta = 1/32$ и $\delta = 1/64$ отличие уже пренебрежимо мало. Такой способ расчета с уменьшением δ до $1/32$ использовался в приведенных ниже расчетах.

Теперь рассмотрим влияние вязкости на характер течения без учета теплопроводности. Вязкость заметно влияет на амплитуду фронта ударной волны (рис. 2, кривая 2) и ее плавное уменьшение начинается уже с высоты порядка 120 км. Видимо этот факт позволяет многим авторам обходиться без трения Рейля. Что же касается самих возмущений плотности, то вязкость слабо влияет на них (рис. 4). В основном можно отметить некоторый "сглаживающий" эффект, несколько уменьшающий амплитуду возмущений плотности.

На фоне вязкости теплопроводность незначительно изменяет процесс газодинамического течения. Небольшое отличие в амплитуде скорости на фронте ударной волны наблюдается на высотах 200–300 км (рис. 2, кривая 3). Ход кривых

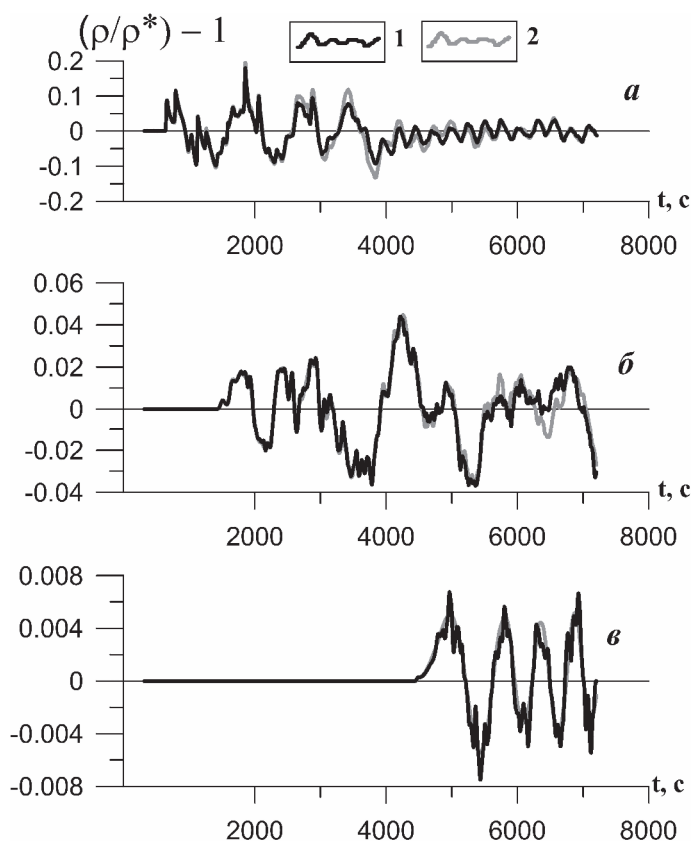


Рис. 5. Зависимость относительной плотности от времени на высоте 200 км с учетом вязкости и теплопроводности (кривая 1) и с учетом только вязкости (кривая 2).
Остальные обозначения см. рис. 3

возмущения плотности практически не меняется (рис. 5). Можно отметить лишь появление высокочастотной составляющей вдоль кривых.

В заключение, приведем сопоставление записей возмущений плотности на высотах 200 и 300 км (рис. 6). Наиболее сильное отличие наблюдается на расстояниях порядка 1000 км. Однако здесь требуется более тщательный анализ амплитудно-частотных характеристик. Отметим также, что расчеты были выполнены как для июльской стратификации атмосферы, так и для февральской. Каких-либо отличий на стадии распространения вверх ударной волны не выявлено, а расхождения в возмущениях плотности наблюдаются, но это – предмет последующего анализа.

Результаты работы частично были проконтролированы расчетами по модели "SOVA", в которой решалась полная система уравнений Навье-Стокса, но не учитывалась теплопроводность [Shuvalov, 1999].

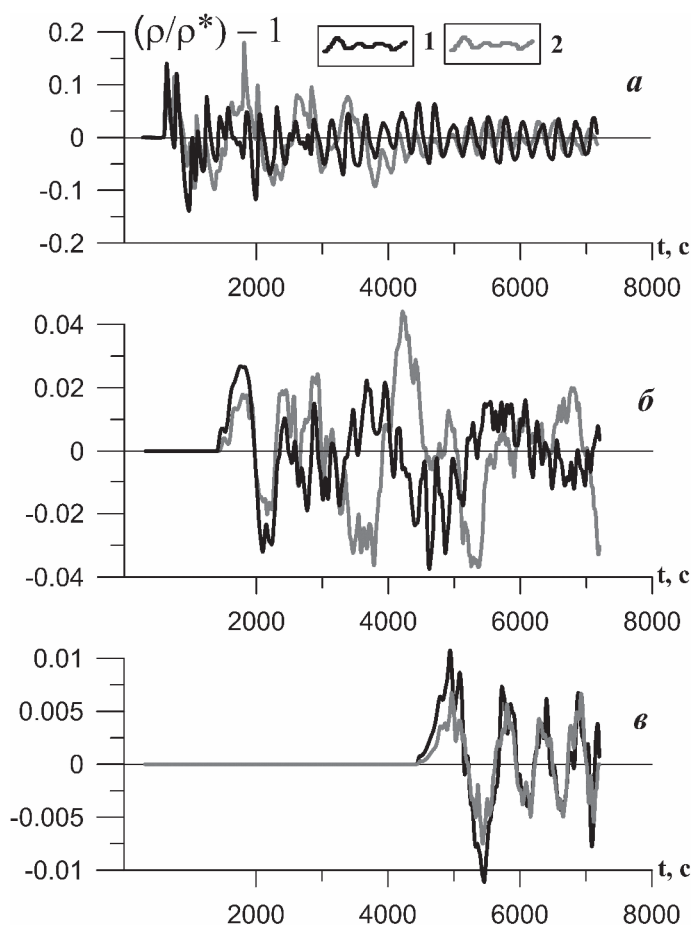


Рис. 6. Зависимость относительной плотности от времени на высоте 300 (кривая 1) и 200 км (кривая 2). Остальные обозначения см. рис. 3

Закключение

Предложена методика расчета ионосферных возмущений и продемонстрирована ее работоспособность в задачах распространения АГВ, инициированных мощным энерговыделением, близким к энерговыделению при падении Челябинского метеороида. Получена зависимость возмущений плотности в избранных точках пространства внутри F2 слоя. Верификация результатов обосновывается пока лишь тестовыми расчетами отдельных стадий газодинамического течения. Конечный результат нуждается в сопоставлении с наблюдательными данными. Показано, что возмущения плотности (электронной концентрации) в ионосфере достигают нескольких процентов на расстояниях до 1000 км и высотах 200–300 км, они вызываются газодинамическими процессами, в которых вязкость и теплопроводность не играют определяющей роли.

В заключение авторы приносят искреннюю благодарность рецензенту за тщательный анализ статьи, который существенно улучшил ее содержание.

Литература

Воейков С.В., Бернгардт О.И., Шестаков Н.В. Использование индекса возмущенности вертикальных вариаций ПЭС при исследовании ионосферных эффектов Челябинского метеорита // Геомагнетизм и аэрономия. 2016. Т. 56. № 2. С. 234–243.

Гивишвили Г.В., Леценко Л.Н., Алпатов В.В. и др. Ионосферные эффекты, стимулированные Челябинским метеоритом // Астрономический Вестник. 2013. Т. 47. № 4. С. 304–311.

Гордейчик Б.Н. Численное исследование взаимодействия ударной волны с теплым поверхностным слоем: дипломная работа. М.: МФТИ, 1983. 102 с.

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

Кузьмичева М.Ю., Лосева Т.В., Ляхов А.Н. Ионосферные возмущения, вызванные падением челябинского метеорита // Гелиогеофизические исследования. 2015. Вып. 13. С. 82–90.

Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.

Оран Э., Борис Дж. Численное моделирование реагирующих потоков: Пер. с англ. М.: Мир, 1990. 660 с.

Fritts D.C., Alexander M.J. Gravity wave dynamics in the middle atmosphere // Reviews of Geophysics. 2003. V. 41. No. 1. P. 1–64.

Hedin A.E. Extension of the MSIS Thermosphere Model into the Middle and Lower Atmosphere // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. No. A2. P. 1159–1172.

Hernández-Pajares M., Juan J.M., Sanz J. Medium-scale traveling ionospheric disturbances affecting GPS measurements: Spatial and temporal analysis // J. Geophys. Res. 2006. V. 111 (A07S11). P. 1–13.

Huang K.M., Zhang S.D., Yi F. et al. Nonlinear interaction of gravity waves in a nonisothermal and dissipative atmosphere // Ann. Geophys. 2014. V. 32. P. 263–275.

Kshevetskii S.P., Gavrilov N.M. Vertical propagation, breaking and effects of nonlinear gravity waves in the atmosphere // J Atmos Solar-Terr Phys. 2005. V. 67. P. 1014–1030.

Perevalova N.P., Shestakov N.V., Voeykov S.V. et al. Ionospheric disturbances in the vicinity of the Chelyabinsk meteoroid explosive disruption as inferred from dense GPS observations // Geophys. Res. Lett. 2015. V. 42. P. 6535–6543.

Popova O.P., Jenniskens P., Emel'yanenko V. et al. Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite recovery, and characterization // Science. V. 342. No. 6162. P. 1069–1073.

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

Xu, J., Smith A.K., Ma R. A numerical study of the effect of gravity-wave propagation on minor species distributions in the mesopause region // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. No. D3, 4119. P. 1–12.

Yigit E., Medvedev A.S. Internal wave coupling processes in Earth's atmosphere // Advances in Space Research. 2015. V. 55. No. 4. P. 983–1003.