

# Радиационный эффект Челябинского болида

Т. В. Лосева<sup>+\*1)</sup>, А. П. Голубь<sup>°</sup>, А. Н. Ляхов<sup>+</sup>, И. Б. Косарев<sup>+</sup>

<sup>+</sup> Институт динамики геосфер РАН, 119334 Москва, Россия

<sup>\*</sup> Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Духова, 127055 Москва, Россия

<sup>°</sup> Институт космических исследований РАН, 117997 Москва, Россия

Поступила в редакцию 1 апреля 2016 г.

После переработки 14 апреля 2016 г.

В работе представлена физико-математическая модель воздействия излучения болида на нижнюю ионосферу Земли. Применение модели к Челябинскому болиду 15.02.2013 позволило воспроизвести в расчетах кривые светимости в видимом и инфракрасном диапазонах длин волн, согласующиеся с наземными и спутниковыми наблюдениями. Расчетные возмущения нижней ионосферы, вызванные воздействием излучения болида на стадии пролета с 60 до 30 км высоты, количественно согласуются с результатами обработки радарных и спутниковых (GPS) наблюдений в уральском регионе.

DOI: 10.7868/S0370274X16110047

**1. Введение.** Прошло более трех лет с момента падения Челябинского метеорита 15 февраля 2013 г. За это время появилось значительное количество работ, в которых представлены результаты наблюдений сейсмических, акустических, магнитных, ионосферных и оптических эффектов, сопровождавших это явление, а также работ, в которых объясняются механизмы возникновения этих эффектов. Одним из открытых до сих пор вопросов остается вопрос о механизмах возникновения ионосферных возмущений. В соответствии с большинством оценок основное энерговыделение в атмосфере (взрывное разрушение) метеороида произошло на высотах 30–27 км в интервале времени 03:20:32.2–32.65 UT [1]. Возмущения ионосферы Земли были зарегистрированы GPS станциями томографирования ионосферы [2–5], сетью ионозондов вертикального зондирования, с помощью радаров когерентного рассеяния системы SuperDARN [4]. По этим данным возмущения электронной концентрации наблюдались на временах 06:00–10:00 UT на высотах 100–700 км, а на высотах 250–300 км регистрировались на расстоянии порядка нескольких тысяч километров. Следует заметить, что спокойная геомагнитная обстановка 15.02.2013 ( $K_p = 4$ ) позволяет, с большой степенью вероятности, исключить ионосферные бури аврорального генезиса в этот день. В работе [6] представлены результаты трехмерных газодинамических расчетов, позволяющие объяснить механизм формирования этих возмущений. В работе продемон-

стрирован нелинейный процесс образования в нейтральной атмосфере акустико-гравитационных волн (АГВ) и их распространения на значительные расстояния. АГВ, приводя к возмущению плотности на высоте F2-слоя ионосферы, порождают осцилляции электронной концентрации и критической плазменной частоты, наблюдаемые на ионограммах в виде перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ). В работе [5] приведены результаты регистрации сигналов GPS в уральском регионе, которые показали наличие вариаций полного электронного содержания (TEC) в ионосфере Земли в первые минуты после взрыва или даже на стадии пролета метеороида. Кроме того, после обработки данных, полученных с помощью радара когерентного рассеяния SuperDARN, авторы работы [4] делают вывод о том, что крупномасштабная ионизованная область (высота 80–115 км, плазменная частота более 3 МГц, поперечный размер более 500 км) возникла в момент времени 03:20:32 UT, т.е. на стадии пролета метеороида. Природа этого возмущения E-слоя ионосферы и является предметом исследований авторов настоящей работы. Челябинский метеор относится к классу очень крупных и ярких метеоров, называемых в метеорной физике суперболидами. Воздействие на ионосферу потоков теплового излучения, сопровождающих пролет Челябинского болида, до сих пор не исследовалось. В настоящей работе обосновывается гипотеза о радиационном механизме возникновения возмущений в нижней ионосфере Земли на стадии пролета метеороида.

<sup>1)</sup>e-mail: losseva@idg.chph.ras.ru

**2. Физико-математическая модель.** Анализ специфики явления позволил создать достаточно простую физико-математическую модель, позволившую оценить возмущения в Е-слое ионосферы, вызванные излучением метеороида. Модель учитывает все основные необходимые для достижения цели физические процессы. Торможение и абляция метеороида в атмосфере описывается уравнениями физической теории метеоров [7]:

$$\begin{aligned} \frac{dV_b}{dt} &= -\frac{0.5\pi R_b^2 \rho_h V_b^2}{M_b}, \\ \frac{dM_b}{dt} &= -\sigma_{ab} \frac{\pi R_b^2 \rho_h V_b^3}{2}, \quad \frac{dS}{dt} = V_b, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $t$  – время,  $V_b$ ,  $M_b$  – скорость и масса метеороида,  $R_b$  – радиус его миделева сечения,  $\sigma_{ab}(V_b, M_b, R_b, h_b)$  – коэффициент абляции, значения которого рассчитывались по модели аблирующего поршня [8, 9],  $h_b$  – высота, на которой находился метеороид в момент времени  $t$ ,  $\rho_h$  – плотность атмосферы на высоте  $h_b$  (использовались параметры атмосферы АТМСИРА),  $S = (h_0 - h_b)/\sin \alpha$  – пройденный путь,  $h_0$  – начальная высота расчетного участка траектории боида,  $\alpha$  – угол наклона траектории. Поперечное расширение метеороида описывается уравнением [10]

$$\frac{dR_b}{dt} = V_b \sqrt{\frac{\rho_h}{\rho_b}}. \quad (2)$$

Газодинамические процессы в испаренном веществе метеороида и в окружающем воздухе моделируются множеством независимых следующих друг за другом вдоль траектории цилиндрических взрывов, каждый из которых описывается системой одномерных цилиндрических уравнений радиационной газодинамики. Система уравнений, описывающая движение газа, в лагранжевых координатах имеет вид [11]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + r \frac{\partial p}{\partial m} &= 0, \quad \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial(ur)}{\partial m} = 0, \\ \frac{\partial e}{\partial t} + p \frac{\partial(ur)}{\partial m} + \frac{\partial(Wr)}{\partial m} &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $m$  – лагранжева массовая координата ( $dm = \rho r dr$ , где  $r$  – радиус),  $u$  – скорость,  $p$  – давление,  $v$  – удельный объем ( $v = 1/\rho$ , где  $\rho$  – плотность газа),  $e$  – удельная внутренняя энергия,  $W$  – плотность потока теплового излучения. Предполагается, что газ находится в состоянии локального термодинамического равновесия. Использовались табличные уравнения состояния паров вещества метеороида и воздуха  $e = e_{v,a}(\rho, T)$ ,  $p = p_{v,a}(\rho, T)$ . Здесь  $T$  – температура, индексы  $v$  и  $a$  относятся к пару и воздуху, соответственно.

Дифференциальное уравнение переноса, описывающее поле излучения, формулируется для групповой интенсивности излучения  $I_i = \int_{\epsilon_{i,1}}^{\epsilon_{i,2}} I_\epsilon d\epsilon$ , где  $I_\epsilon$  – спектральная интенсивность излучения, зависящая, помимо пространственных координат и времени, от энергии фотонов  $\epsilon$  и направления их распространения,  $\epsilon_{i,1}$  и  $\epsilon_{i,2}$  – границы группы по энергиям фотонов,  $i$  – номер группы. Уравнение переноса излучения имеет вид

$$\frac{\partial I_i}{\partial s} + k_{pi} I_i = k_{pi} B_i. \quad (4)$$

Здесь

$$\begin{aligned} k_{pi} &= \frac{\int_{\epsilon_{i,1}}^{\epsilon_{i,2}} k_\epsilon B_\epsilon d\epsilon}{\int_{\epsilon_{i,1}}^{\epsilon_{i,2}} B_\epsilon d\epsilon}, \quad B_i = \int_{\epsilon_{i,1}}^{\epsilon_{i,2}} B_\epsilon d\epsilon, \\ B_\epsilon &= \frac{15}{\pi^5} \frac{\sigma \epsilon^3}{\exp(\epsilon/T) - 1}, \end{aligned}$$

где  $k_\epsilon$  – спектральный коэффициент поглощения излучения, исправленный на вынужденное испускание,  $B_\epsilon$  – равновесная интенсивность излучения,  $\sigma = 0.1029 \text{ МВт}/(\text{см}^2 \text{эВ}^4)$  – постоянная Стефана–Больцмана,  $\partial s$  – элемент длины луча вдоль единичного вектора  $\Omega$  в направлении распространения фотонов.

Зависимости  $k_\epsilon = k_\epsilon(T, \rho, \epsilon)$ , характеризующие оптические свойства газов, задавались в виде таблиц. Термодинамические и оптические характеристики паров вещества метеороида (LL-хондрита) вычислялись на основе смеси из 16 элементов: Fe–O–Mg–Si–C–N–H–S–Al–Ca–Na–K–Ti–Cr–Mn–Ni [12]. Также были использованы термодинамические и оптические характеристики воздуха [13, 14].

Для получения газодинамических параметров при решении системы уравнений (3) с учетом лучистого теплообмена, необходимо знать  $W = \sum_i W_i$ , где  $W_i$  – модуль групповой плотности потока излучения ( $W_i = \int I_i \Omega d\Omega$ , где  $d\Omega$  – элемент телесного угла около единичного вектора  $\Omega$ ). При сравнительно слабой анизотропии поля излучения удобно воспользоваться диффузионным приближением уравнений переноса излучения [15]:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rW_i)}{\partial r} + k_{pi} c U_i = k_{pi} B_i, \quad \frac{c}{3} \frac{\partial U_i}{\partial r} + k_{pi} W_i = 0, \quad (5)$$

Здесь  $U_i$  – групповая плотность энергии излучения ( $U_i = \frac{1}{c} \int I_i d\Omega$ , где  $c$  – скорость света).

Решение системы уравнений (3)–(5) дает зависимости от времени радиуса  $r_i^*$  излучающего цилиндра

и интенсивности излучения  $I_i^*$  в радиальном направлении с его поверхности. Плотность потока излучения  $q_i$  на больших расстояниях от излучающего цилиндра (участка траектории болида) рассчитывается по формуле

$$q_i = \frac{2r_i^* I_i^* \exp(-\tau_i)}{R} \left( \frac{\xi}{1 + \xi^2} + \arctg \xi \right), \quad (6)$$

Здесь  $\xi = \frac{d \sin \beta}{R}$ ,  $R$  – расстояние от центра цилиндра (точки С) до точки наблюдения М,  $q_i$  – модуль вектора плотности потока излучения  $\mathbf{q}_i$ , направленного вдоль луча СМ, в точке М,  $d$  – половина длины цилиндра,  $\tau_i$  – оптическая толщина для  $i$ -й группы фотонов вдоль прямой СМ от ее пересечения с поверхностью цилиндра до точки М,  $\beta$  – угол между прямой СМ и осью цилиндра, определяемый формулой

$$\cos \beta = \left| \frac{x \cos \alpha - (z - h) \sin \alpha}{\sqrt{(x^2 + y^2 + (z - h)^2)}} \right|,$$

где  $\alpha$  – угол наклона траектории болида,  $h$  – высота цилиндрического взрыва,  $x, y, z$  – координаты точки М в декартовой системе координат с началом в точке О на поверхности Земли под точкой С и координатными плоскостями:  $(XOY)$  – горизонтальная плоскость,  $(XOZ)$  – плоскость падения метеороида,  $(YOZ)$  – плоскость, перпендикулярная плоскостям  $(XOY)$  и  $(XOZ)$ . Координаты точки С:  $x = 0, y = 0, z = h$ .

Начальные данные для системы уравнений (3) задавались в соответствии с моделью [8, 9] в момент времени  $t_0$  нахождения метеороида в точке С его траектории.

Пусть  $j$  – номер цилиндрического взрыва. Индексом  $j$  отметим величины, характеризующие этот взрыв. Тогда полная плотность потока излучения  $q$  в точке наблюдения находится суммированием плотностей потока излучения от всех цилиндрических взрывов (с соответствующим запаздыванием каждого из них):  $\mathbf{q} = \sum_j \sum_i \mathbf{q}_{ji}$ . Энерговыведение в единице объема газа за счет поглощения излучения на высотах нижней ионосферы от всего участка траектории болида рассчитывается по формуле  $Q = \sum_j \sum_i q_{ji} k_{pi}$ , где  $k_{pi}$  – коэффициент поглощения излучения  $i$ -й группы энергий фотонов на заданной высоте. Полученные значения  $Q$  используются в расчетах ионизации и возбуждения нижней ионосферы, которые проводились в рамках нуль-мерной плазменно-химической 22-компонентной модели, включающей малые возбужденные компоненты [16]. Параметры нейтральной атмосферы рассчитывались по модели MSISE-90.

Для решения системы уравнений (3) использовалась неявная абсолютно устойчивая полностью консервативная схема [11]. Система разностных уравнений, аппроксимирующая дифференциальные уравнения (5), решалась в каждый момент времени  $t$  методом прогонки. Построенная разностная схема основана на принципе консервативности разностных схем. Суть схемы состоит в том, что внутри каждого слоя по радиусу в предположении постоянства газодинамических параметров находится аналитическое решение системы (5) как для плотности энергии  $U_i$ , так и для плотности потока  $W_i$ . Это решение в цилиндрическом случае выражается через модифицированные функции Бесселя первого и второго рода первого и нулевого порядков и имеет вид

$$W_i = c_1 I_1(\sqrt{3} k_{pi} r) + c_2 K_1(\sqrt{3} k_{pi} r), \\ cU_i = B_i + \sqrt{3} (-c_1 I_0(\sqrt{3} k_{pi} r) + c_2 K_0(\sqrt{3} k_{pi} r)).$$

Пользуясь непрерывностью  $W_i$  и  $U_i$  в целых и полужелтых узлах разностной сетки, строится трехточечная разностная схема для значений  $U_i$ , определенных в полужелтых узлах сетки ( $W_i$  относятся к целым узлам). Граничные условия задаются из условия симметрии на оси и отсутствия падающего извне излучения на периферии. Использование такой схемы позволяет правильно описать теплообмен излучением между оптически толстыми и оптически тонкими слоями газа.

**3. Верификация модели.** Модель была верифицирована сравнением результатов расчетов с известными данными наблюдений по кривым светимости [17] в видимом диапазоне длин волн, полученными в разных точках наземных наблюдений, и в инфракрасном диапазоне, измеренными со спутников [1], а также с имеющимися интегральными данными оптических измерений [1].

Расчеты проводились для стадии пролета тела от высоты 60 км, соответствующей входу в плотные слои атмосферы и началу испарения, до высоты 30 км, соответствующей отделению крупного фрагмента и разрушению тела. Полная энергия метеороида принималась равной 500 кТ в тротиловом эквиваленте, наклон траектории –  $17^\circ$  к горизонтальной поверхности, скорость метеороида на высоте 60 км – 20 км/с, начальный радиус метеороида – 10 м [1]. В расчетах были использованы следующие группы по энергиям фотонов: инфракрасное излучение ( $0.03 \div 1.1$  эВ) –  $i = 1$ ; видимый свет ( $1.1 \div 3.1$  эВ) –  $i = 2$ ; ультрафиолетовый диапазон ( $3.1 \div 6$  эВ) –  $i = 3$  и ( $6 \div 9$  эВ) –  $i = 4$ . На рис. 1 приведены зависимости изменения скорости метеороида  $V_b$  (кривая 1) и его

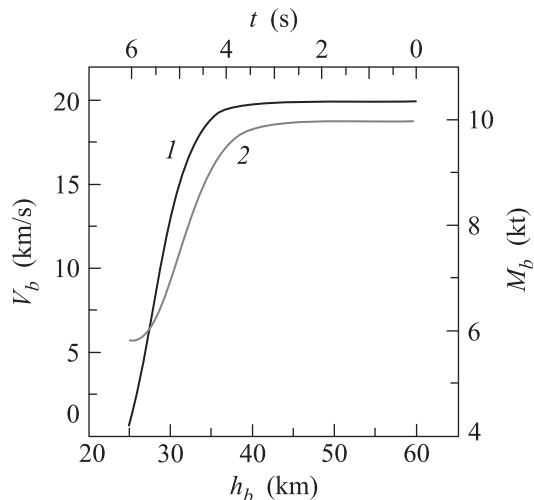


Рис. 1. Зависимости от времени  $t$  и высоты  $h_b$ , на которой находился метеороид в этот момент времени, его скорости  $V_b$  (кривая 1) и массы  $M_b$  (кривая 2)

массы  $M_b$  (кривая 2) от высоты  $h_b$  и времени  $t$ , полученные при решении системы уравнений (1), (2). Эти данные использовались для задания начальных условий для системы уравнений (3), (5) в задаче о цилиндрическом взрыве. Газодинамические параметры, полученные с помощью решения этой системы уравнений, использовались для расчета интенсивностей излучения (уравнение (4) вдоль радиуса в каждый момент времени газодинамического процесса). На рис. 2а для примера приведены зависимости от

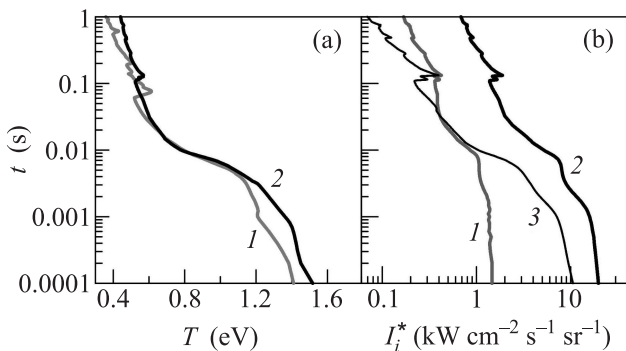


Рис. 2. Зависимости от времени  $t$  параметров цилиндрического взрыва на высоте 30 км. (а) – Максимальные температуры  $T$  паров (кривая 1) и воздуха (кривая 2). (б) – Интенсивности излучения  $I_i^*$  для трех групп по энергиям фотонов ( $i = 1, 2, 3$ ): 1 – инфракрасный диапазон; 2 – видимый; 3 – ближний ультрафиолет

времени максимальной температуры  $T$  паров (кривая 1) и воздуха (кривая 2) для цилиндрического взрыва на высоте 30 км (в конце траектории). Соответствующие зависимости от времени интенсивно-

стей излучения  $I_i^*$  для трех групп по энергиям фотонов ( $i = 1, 2, 3$ ) представлены на рис. 2б, где номер группы соответствует номеру кривой. Отметим, что главная роль в излучении принадлежит парам вещества метеороида. Использование полученных зависимостей от времени интенсивностей излучения каждого из рассматриваемых цилиндров и зависимостей от времени соответствующих радиусов свечения этих цилиндров позволяет получить плотность потока излучения в любой точке наблюдения  $M$  в необходимом диапазоне длин волн (формула (6)).

На рис. 3 приведено сравнение расчетных (жирные кривые) и полученных из оптических измерений (тонкие кривые)

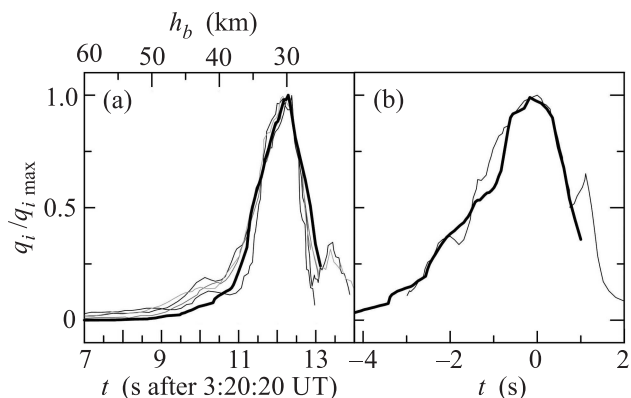


Рис. 3. Зависимости от времени расчетных (жирные кривые) и полученных из оптических измерений (тонкие кривые) отношений плотностей потоков излучения  $q_i$  к максимальным  $q_{i \max}$ . (а) – Видимый диапазон энергий фотонов. (б) – Инфракрасный

(тонкие кривые) кривых светимости для двух диапазонов длин волн излучения: рис. 3а соответствует видимому диапазону (кривые светимости построены по измерениям с помощью оптических датчиков в различных точках наземных наблюдений [17], расчетная кривая относится к точке на поверхности Земли под точкой траектории на высоте 30 км), рис. 3б соответствует инфракрасному излучению (кривая светимости построена по данным измерений со спутника [1], расчетная кривая – для точки, находящейся на высоте 700 км над той же точкой траектории). Здесь время отсчитывается: на рис. 3а от момента времени, когда метеороид находился на высоте 95 км, как в [17], а на рис. 3б от момента, соответствующего максимуму светимости, как в [1]. Такое же, как по кривым светимости, согласие результатов расчетов данным наблюдений получено и по интегральным характеристикам излучения. В расчетах полная энергия высвета составила величину  $8.4 \cdot 10^{14}$  Дж ( $\sim 40\%$  от полной энергии метеороида), из них  $3.1 \cdot 10^{14}$  Дж в ви-

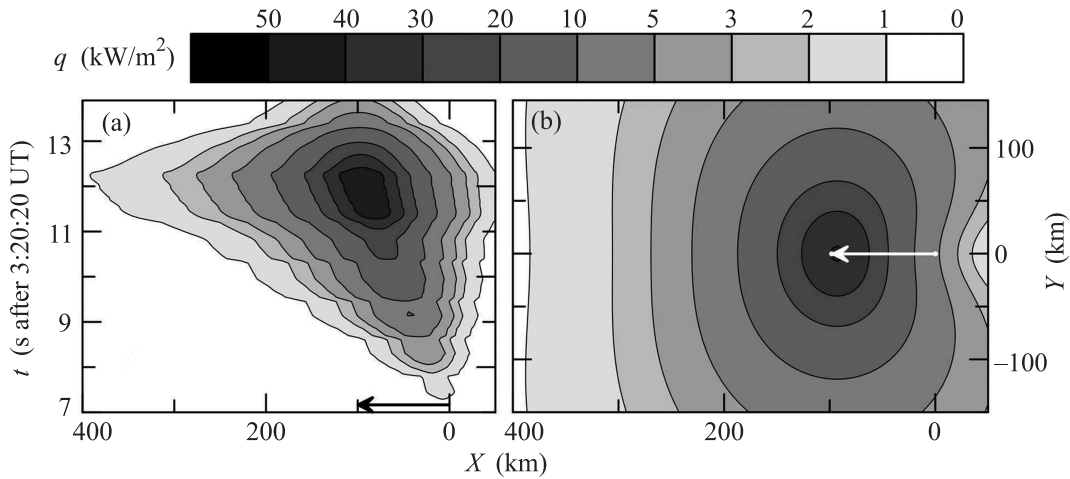


Рис. 4. Зависимости от времени  $t$  и горизонтальной координаты  $X$  (а) и пространственное распределение в момент времени  $t = 12$  с (3:20:32 UT) (б) плотностей потоков излучения  $q$  во всем рассматриваемом диапазоне энергий фотонов на высоте 100 км. Стрелкой отмечена проекция рассматриваемого расчетного участка траектории метеороида на горизонтальную плоскость

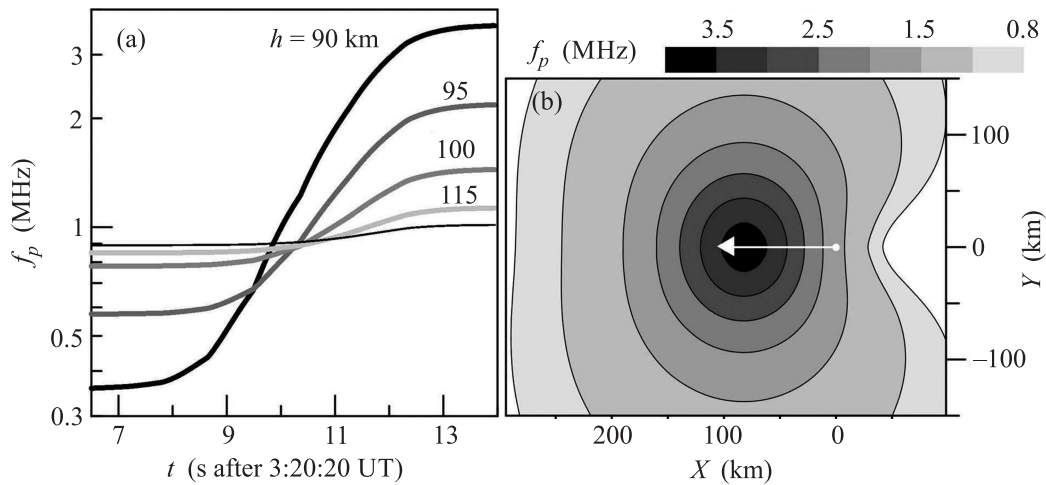


Рис. 5. Зависимости плазменной частоты  $f_p$  от времени  $t$  на высотах  $h = 90 \div 120$  км по вертикали от точки, соответствующей нахождению метеороида на высоте 30 км (а), и ее пространственное распределение в горизонтальной плоскости на высоте 90 км в момент времени 14 с (3:20:34 UT)(б)

димом диапазоне длин волн ( $\sim 15\%$  от полной энергии метеороида). Это значение согласуется с оценкой  $3.7 \cdot 10^{14}$  Дж, полученной из измерений со спутника [1]. Согласуется с измеренной величиной максимальной плотности потока излучения в инфракрасном диапазоне длин волн ( $3.6 \text{ кВт/м}^2$  – это значение плотности потока излучения, приведенное в [1] и полученное для точки наблюдения на поверхности Земли пересчетом из данных спутниковых измерений) и величина соответствующей плотности потока излучения, равная  $4 \text{ кВт/м}^2$ , рассчитанная в рамках модели для точки на поверхности Земли прямо под максимальным энерговыделением на высоте  $h = 30$  км (время 3:20:32 UT).

Таким образом, предложенная модель позволяет достаточно адекватно описать свечение болида в процессе его пролета на высотах  $60 \div 30$  км и позволяет получать радиационные характеристики процесса в любых пространственных и временных точках. На рис. 4 представлены зависимости от времени (рис. 4а) и пространственное распределение (рис. 4(б)) плотностей потоков излучения на высоте 100 км. Здесь и далее  $X$  – расстояние вдоль проекции траектории на горизонтальную плоскость, отсчитываемое от точки начала расчетного участка траектории (высота 60 км),  $Y$  – расстояние вдоль перпендикуляра к этой прямой в горизонтальной плоскости, стрелкой отмечена проекция расчетного

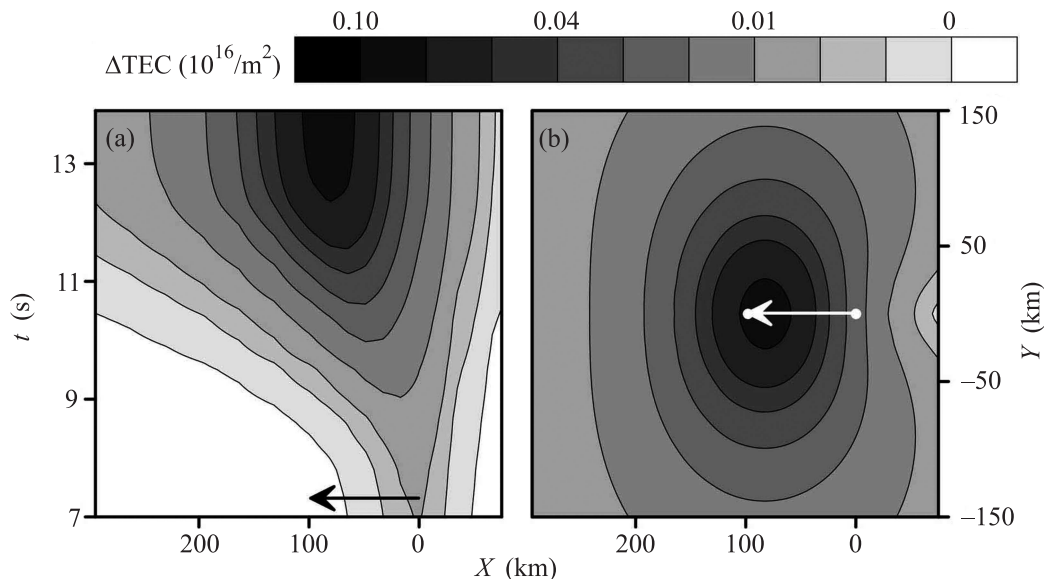


Рис. 6. Высотно-временное распределение изменения полного электронного содержания  $\Delta TEC$  в вертикальной плоскости траектории (a) и его пространственное распределение в горизонтальной плоскости в момент времени 14 с (3:20:34 UT)(b)

участка траектории болида на горизонтальную плоскость.

**4. Возмущение ионосферы.** С помощью описанной выше модели были получены пространственные и временные распределения концентраций электронов на высотах  $90 \div 150$  км в области размером 400 км вдоль траектории и 300 км поперек на временах пролета метеороида, вызванные тепловым излучением, испускаемым высокотемпературными слоями испаренного вещества метеороида и воздуха.

Представленные на рис. 5 расчетные значения плазменной частоты на высотах нижней ионосферы количественно совпадают с наблюдательными данными работы [4]. На рис. 6 приведено высотно-временное распределение изменения полного электронного содержания в единицах TECU ( $10^{16}/m^2$ ). Излучение метеороида привело к существенному возмущению нижней ионосферы Земли. Расчетная максимальная величина вариаций TEC (0.1 TECU) согласуется с данными наблюдений на пунктах регистрации сигналов системы GPS в уральском регионе ( $0.07 \div 0.5$  TECU) [5]. Приближенный характер параметров метеороида, полученных на основании косвенных данных ( $500 \pm 100$  кТ в [1]), приводит к  $\sim 10\%$  вариациям величины  $f_p$ . Потери энергии на тепловое излучение пропорциональны энергии метеороида, так как доля этих потерь слабо меняется с изменением его энергии [8, 9].

Необходимо подчеркнуть, что возмущения электронной концентрации рассчитаны без учета элект-

родинамических плазменных (таких, как электрические поля поляризации и токовые системы в плазме, расширяющейся в геомагнитном поле) и газодинамических эффектов на высотах нижней ионосферы. Данные ограничения модели не позволяют аккуратно рассчитать релаксационные процессы на значительных пространственных и временных масштабах.

**5. Заключение.** Результаты расчетов показали, что излучение Челябинского болида в первые 10 с его пролета от высоты 60 до высоты 30 км вызвало возмущение нижней ионосферы Земли, величина которого согласуется с данными наблюдений на пунктах регистрации сигналов системы GPS в уральском регионе и с данными радара ЕКВ системы SuperDARN. За это время потери энергии метеороида на излучение составили величину порядка 40% от его полной энергии. Численные модели геофизических эффектов пролета метеороидов в верхней и средней атмосфере Земли должны учитывать радиационные эффекты. Пренебрежение этими процессами может привести к занижению энергии метеороида, которая обычно оценивается с помощью сравнения результатов наблюдений сейсмических эффектов с результатами численного 3D моделирования газодинамических процессов в атмосфере, вызванных пролетом и падением метеороидов.

Авторы благодарят М.Ю. Кузьмичеву (ИДГ РАН) за ценные обсуждения.

1. P. G. Brown, J. D. Assink, L. Astiz et al. (Collaboration), *Nature* **503**, 238 (2013).
2. Г. В. Гивишвили, Л. Н. Лещенко, В. В. Алпатов, С. А. Григорьева, С. В. Журавлев, В. Д. Кузнецов, О. А. Кусонский, В. Б. Лапшин, М. В. Рыбаков, *Астрономич. Вестник* **47**(4), 304 (2013).
3. А. В. Тertyshnikov, В. В. Алпатов, Я. В. Глухов, Д. В. Давиденко, *Гелиогеофизические исследования* **5**, 65 (2013).
4. О. И. Бернгардт, А. А. Добрынина, Г. А. Жеребцов, А. В. Михалев, Н. П. Перевалова, К. Г. Ратовский, Р. А. Рахматулин, В. А. Саньков, А. Г. Сорокин, *ДАН* **452**(2), 205 (2013).
5. N. P. Perevalova, N. V. Shestakov, S. V. Voeykov, H. Takahashi, and M. Guojie, *Geophys. Res. Lett.* **42**(16), 6535 (2015).
6. М. Ю. Кузьмичева, Т. В. Лосева, А. Н. Ляхов, *Гелиогеофизические исследования* **13**, 82 (2015).
7. Б. Ю. Левин, *Физическая теория метеоров и метеорное вещество в Солнечной системе*, АН СССР, М. (1956), 296 с.
8. А. П. Голубь, И. Б. Косарев, И. В. Немчинов, В. В. Шувалов, *Астрономич. Вестник* **30**(3), 213 (1996).
9. А. П. Голубь, И. Б. Косарев, И. В. Немчинов, О. П. Попова, *Астрономич. Вестник* **47**(6), 811 (1997).
10. С. С. Григорян, *Космические исследования* **17**(6), 875 (1979).
11. А. А. Самарский, Ю. И. Попов, *Разностные методы решения задач газовой динамики*, Наука, М. (1992), 424 с.
12. И. Б. Косарев, *Теплофизика высоких температур* **31**(2), 99 (2009).
13. Н. М. Кузнецов, *Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах*, Машиностроение, М. (1965), 462 с.
14. И. В. Авилова, Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, В. М. Замалин, Г. А. Кобзев, А. Н. Лагарьков, А. Х. Мнацаканян, Г. Э. Норман, *Оптические свойства горячего воздуха*, Наука, М. (1970), 320 с.
15. Б. Н. Четверушкин, *Математическое моделирование задач динамики излучающего газа*, Наука, М. (1985), 304 с.
16. Н. В. Смирнова, А. Н. Ляхов, Ю. И. Зецер, А. П. Осепян, Ч.-И. Менг, Р. Смит, Г. К. Ш. Нильсен, *Космические исследования* **42**(3), 219 (2004).
17. J. Borovička, P. Spurný, P. Brown, P. Wiegert, P. Kalenda, D. Clark, and L. Shrbený, *Nature* **503**, 235 (2013).