

ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-АКУСТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧЕРЕЗ АЭРОИОНЫ КАК ИСТОЧНИК ЭЛЕКТРОФОННЫХ ШУМОВ, СОПРОВОЖДАЮЩИХ ПАДЕНИЯ МЕТЕОРОИДОВ

И.Х. Ковалева

ИДГ РАН

Предложена модель электрофонного эффекта, наблюдаемого при падениях метеороидов. Объяснение эффекта дано в виде нелинейного взаимодействия электромагнитной волны с лёгкими атмосферными ионами на частоте вблизи циклотронного резонанса. Ионы передают своё движение колебательно возбуждённым нейтральным молекулам воздуха, что приводит к возбуждению акустического импульса. Получены уравнения трёхволнового взаимодействия электромагнитной, ионно-циклотронной и акустической волн.

Введение

При падении крупных метеороидов очевидцами фиксируется так называемый электрофонный эффект. Звук от входящего в плотные слои атмосферы тела доходит до наблюдателей значительно раньше того времени, когда бы до Земли могла прийти звуковая волна. Практически все исследователи сходятся во мнении, что возмущение от метеороида приходит к Земле в виде электромагнитного сигнала, который в приземных слоях атмосферы вызывает резонанс, сопровождаемый звуком [Bronshten 1980; Beech et al., 1992; Keay, 1980; Keay, 1992]. Акустические записи регистрируют шумы на частотах от ~ 30 до ~ 100 Гц. Регистрируются низкочастотные электромагнитные шумы от ~ 30 Гц до нескольких килогерц. Разработанной теории возбуждения электрофонного звука в настоящее время не существует. Диапазон гипотез очень широк от резонанса металлических покрытий построек до генерации звука через резонанс непосредственно в слуховом аппарате человека. При анализе падения Челябинского метеороида была высказана гипотеза о возбуждении циклотронного резонанса на приземных аэроионах как источнике электрофонного шума [Ковалева др., 2014]. Таким образом, предложен механизм формирования электрофонного шума через взаимодействие заряженной и нейтральной компонент плазмы, вызываемое воздействием электромагнитного сигнала.

Небольшое количество положительно и отрицательно заряженных лёгких ионов присутствует в атмосфере Земли ниже ионосферы постоянно с концентрацией от 10^2 до 10^5 см $^{-3}$ в зависимости от геофизических условий. Они участвуют в целом ряде реакций плазмохимии тропосферы и стратосферы, формируют вторичные тяжёлые ионы, кластеры и т.д. Лёгкие ионы также являются основным носителем

токов стекания между Землёй и ионосферой (между которыми существует разность потенциалов киловольтной амплитуды). На высотах порядка 100 км или менее движение метеороида сопровождается свечением, в том числе в ультрафиолетовом диапазоне. Это приводит к дополнительной ионизации и возбуждению окружающего воздуха. При падении крупных метеороидов возбуждение светом молекул воздушной среды (электронное, колебательное, вращательное) доходит до поверхности Земли. При падениях потоков мелких метеороидов (так называемые Леониды, Персеиды и т.д) возбуждение воздуха достигает только стратосферных высот. Предполагая источником шумов, сопровождающих падения метеороидов, взаимодействие электромагнитной волны с лёгкими аэроионами в акустически активной среде (содержащей неравновесные колебательно-возбуждённые молекулы), построена модель описания такого взаимодействия.

Модель

В ряде теоретических и экспериментальных работ рассматривались вопросы акустической активности среды, содержащей колебательно-возбуждённые молекулы [Григорьев и др., 2004; Zavershinskii et al., 2013; Perelomova et al., 2013]. В этих работах показано, что энергия, накопленная в колебательном возбуждении, может выделяться в формируемом акустическом импульсе за счёт увеличения уровня гашения колебательного возбуждения в неравновесной среде повышенной плотности в соответствии с уравнением Ландау-Теллера. Этот эффект даёт положительную обратную связь для возбуждения акустического импульса. В атмосфере и ионосфере Земли влияние колебательного возбуждения нейтральных молекул, как правило, рассматривается в рамках плазмохимии и медленной динамики. Уровень колебательно-возбуждения воздуха в атмосфере, как правило, на несколько порядков величины меньше, чем исследуемый в лабораторных условиях или формируемый в

вытекающем из сопла газе (и составляющий порядка $\frac{E_{VT} - E_0}{E_0} = 2 \div 3$ здесь E_{VT}, E_0

– неравновесная и равновесная энергии колебательного возбуждения). Однако колебательное возбуждение воздуха может участвовать в формировании акустических сигналов при падениях крупных метеороидов, на терминаторах и в других случаях формирования неравновесного колебательного возбуждения за счёт резкого увеличения светового воздействия на среду. Аналогично работам [Григорьев и др., 2004; Zavershinskii et al., 2013; Perelomova et al., 2013] при описании движения нейтралов использована система уравнений непрерывности, движения и баланса энергии:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial u}{\partial y} + u \frac{\partial \rho}{\partial y} + \delta u = D \frac{\partial^2 \rho}{\partial y^2} \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial P}{\partial y} + \varepsilon \beta_{ni} (u - v_i) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{1}{\gamma - 1} \frac{dT}{dt} + \frac{dE_{VT}}{dt} - \frac{T}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = Q - I \quad (3)$$

$$\frac{dE_{VT}}{dt} = C_{VT}\rho; \quad P = \frac{\rho T}{M} \quad (4)$$

дополненные диффузионным членом (аналогично [Гурбатов и др., 2008]) и членом, учитывающим вертикальный градиент плотности ($\delta = (\partial\rho/\partial H) / \rho$). Система приведена к безразмерным переменным. Плотность нормирована на стационарное значение нейтральной плотности. На движение нейтральной среды движение лёгких подвижных аэроионов оказывает воздействие за счёт ионного трения (ion drag в англоязычной литературе). Коэффициент ионного трения $\beta_{ni} \ll 1$. При большой частоте столкновений движение ионов в атмосфере определяется движением нейтральной атмосферы. Движение лёгких подвижных ионов описывается системой уравнений:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + n_i \frac{\partial V_y}{\partial y} + n_i \frac{\partial V_z}{\partial z} + V_y \frac{\partial n_i}{\partial y} + V_z \frac{\partial n_i}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

$$M_i n_i \left(\frac{\partial V_x}{\partial t} + V_y \frac{\partial V_x}{\partial y} + V_z \frac{\partial V_x}{\partial z} \right) - F_{ix} - e \cdot n_i V_y B_0 = 0 \quad (6)$$

$$M_i n_i \left(\frac{\partial V_y}{\partial t} + V_y \frac{\partial V_y}{\partial y} + V_z \frac{\partial V_y}{\partial z} \right) - F_{iy} + e \cdot n_i V_x B_0 - e n_i E_y(x, t) = 0 \quad (7)$$

$$M_i n_i \left(\frac{\partial V_z}{\partial t} + V_y \frac{\partial V_z}{\partial y} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) - F_{iz} - e n_i E_z(x, t) = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = n_i \quad (9)$$

Система уравнений для ионов содержит уравнение непрерывности для плотности ионов, уравнения движения по осям и уравнение для создаваемого движением ионов в неподвижном фоне противоположного знака электрического поля. Предполагается, что лёгкие ионы уравниваются неподвижным противоположно-заряженным фоном тяжёлых ионов и кластеров; флуктуации ионов носят электростатический характер. Система уравнений для ионов нормируется на плотность ионов $n_i M_i$. Сила сопротивления среды, представленная столкновительными членами F_{ix}, F_{iy}, F_{iz} , для ионов в этом случае приобретает вид $\beta_{in} \cdot (V_x) \beta_{in}(V_y - U_y) \beta_{in}(V_z - U_z)$, где V – компоненты скорости ионов, а U – скорости нейтралов) с коэффициентом $\beta_{in} \gg 1$. Предполагается, что вынуждающее воздействие волнового электрического поля направлено в плоскости $Y - Z$. Постоянное магнитное поле направлено вдоль оси X .

Нормируем скорости на скорость звука $V_s (V_s^2 = k_B T / M_n)$, время на циклотронную частоту ω_c и пространственные масштабы на характерный размер $r_c = V_s / \omega_c$. Этой нормировкой определяется и характерное электрическое поле. Метод разложения системы уравнений по малому параметру с целью получения уравнений, описывающих трёхволновое взаимодействие, описан в многочисленной учебной литературе.

Для получения разложения по малому параметру предполагалось, что сигнал в нейтральной среде определяется уровнем ионного трения, определяющего малый параметр разложения системы уравнений для нейтралов. Система уравнений для ионов раскладывается по другому малому параметру обратному безразмерному коэффициенту соударений ионов с нейтралами β_{in} .

Дисперсионное соотношение для нейтралов:

$$\omega^2 = k^2 - \lambda^2 + \delta^2 \quad (10)$$

Для заряженной компоненты частота и коэффициент затухания волны ω, λ определяются как решения степенного уравнения для переменной $z = \beta_{in} - \lambda - i\omega$

$$z^4 - \beta \cdot z^3 + z^2(1 + \alpha^2 + k^2) - \beta \cdot \alpha^2 z + \alpha^2 \left(\frac{k_z}{k} \right)^2 + \alpha^2 k_z^2 = 0 \quad (11)$$

Присутствие среди описываемых дисперсионным соотношением мод циклотронной моды с частотой, почти совпадающей с циклотронной частотой ионов, хорошо известно по экспериментальным и теоретическим работам для пылевой плазмы, содержащей ионы и заряженные пылевые частицы [Merlino et al., 1998; Sharma et al., 2013]. Возбуждение ионно-циклотронных волн (плоских) не связано с вращением ионов и с полноценным их вращением по циклотронному радиусу. Для получения дисперсионного уравнения используется магнитогидродинамическое описание плазмы, значит, учитывается коллективное изменение движения ионов под действием магнитного поля, даже, если какой-то конкретный ион прерывает вращательное движение за счёт соударений. Частота соударений входит в декремент затухания. Если существует какой-то агент (сильный ток, электрическое поле большой амплитуды, нелинейное взаимодействие с другими волнами), позволяющий преодолеть это затухание, то амплитуда волны будет расти. Возбуждение моды возможно при наличии фактора, нейтрализующего коэффициент затухания волны. В пылевой плазме в качестве такого фактора обычно рассматривается постоянное электрическое поле. В стратосферных условиях так же присутствует постоянное электрическое поле достаточно большой величины. При дальнейшем расчёте предполагалось, что некоторый уровень поля определяет небольшой уровень электростатических волн, поддерживая постоянную амплитуду. Импульсное воздействие электромагнитного сигнала приводит к нарушению этого равновесия.

Разложение осуществлялось методом Крылова-Боголюбова-Митропольского с модификациями, используемыми для диссипативных систем. Разложением по малому параметру уравнений, описывающих движение нейтральной и заряженной компонент воздуха, связанных через ионное трение, получена система уравнений, аналогичная системе уравнений вырожденного параметрического распада. При этом выполняется соотношение для частот и волновых векторов для трёхволнового взаимодействия: электромагнитной, акустической и ионно-циклотронных волн в приближении $k_{el} = 0$ для электромагнитной волны. $k_n = -k_i$ $\omega_n = \omega_i = \omega$.

Частота электромагнитного сигнала связана с возбуждаемыми колебаниями соотношением: $\Omega = 2\omega$ [Рыскин, Трубецков, 2017].

Системы уравнений для роста амплитуд колебаний имеет вид:

$$\frac{\partial a_i}{\partial t} + V_{gi} \frac{\partial a_i}{\partial y} = \sigma_i e^{i\phi} E(t) \cdot a_n + A_i(E_0) a_i - \lambda_i a_i \quad (12)$$

$$\frac{\partial a_n}{\partial t} + V_{gn} \frac{\partial a_n}{\partial y} = \sigma_n e^{i\phi_n} E(t) \cdot a_i + A_2(C_{IT}) a_n - \lambda_n a_n \quad (13)$$

Максимальное усиление волн возможно при фазовой синхронизации $\phi_i = \phi_n$. Это условие легче всего выполняется при максимальном относительном градиенте σ . Высотная зависимость градиента плотности в атмосфере приведена на рис. 1. Максимальных значений (по абсолютной величине, так как он отрицателен) градиент плотности достигает на высотах 20–40 км. То есть в невозмущённых условиях формирование электрофонного сигнала наиболее вероятно на этих высотах. Конкретное высотное распределение плотности среды в момент падения метеороида зависит от геофизической обстановки и метеоусловий. Поэтому такая оценка является

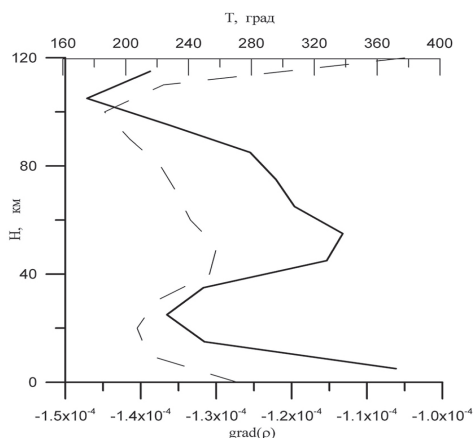


Рис. 1. Высотная зависимость градиента плотности воздуха

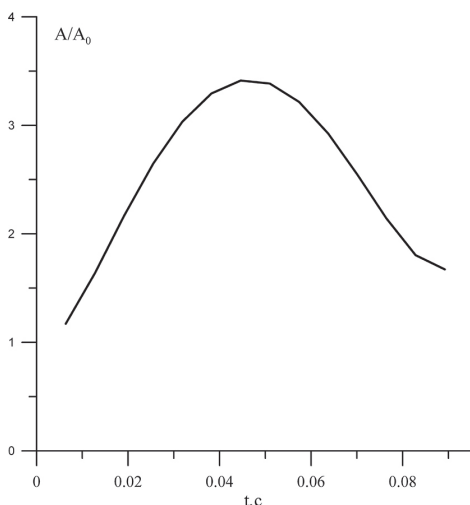


Рис. 2. Изменение во времени амплитуды акустического сигнала при импульсном возбуждении

ориентировочной. Акустический импульс от крупных метеороидов приходит к Земле через 200–300 с. Импульс, сформированный на стратосферных высотах, можно зарегистрировать у Земли через 40–60 с после его возбуждения.

При падении метеороида возбуждение сигнала сопровождается быстрым изменением таких параметров среды как степень колебательного возбуждения, уровень ионизации. Возбуждающий акустический сигнал электромагнитный импульс так же имеет небольшую длительность. Поэтому был проведён расчет роста амплитуды волнового изменения плотности в акустическом сигнале для импульсного волнового электромагнитного возмущения, имеющего форму импульса постоянной амплитуды, длительностью менее 0.1 с амплитудой электрического поля $E_0 \sim 80$ в/м и частотой, близкой к частоте протонгидрата.

Результат расчёта представлен на рис. 2. в виде усиления амплитуды колебаний плотности воздуха в акустическом сигнале. Возбуждаемый при таком взаимодействии акустический сигнал может возникать на высотах, где существуют наиболее благоприятные условия его возбуждения, и приходить к Земле раньше акустического сигнала от метеороида.

Падения крупных метеороидов сопровождаются значительной модификацией всей атмосферы, накоплением колебательного возбуждения на всех

высотах, что, по-видимому, способствует возбуждению электрофонных шумов как в стратосфере, так и у поверхности Земли на частотах всех присутствующих в атмосфере лёгких ионов. Кроме этого циклотронные частоты при падении крупных метеороидов сдвигаются при одновременном возбуждении крупномасштабной магнитозвуковой волны, приводящее к флуктуациям геомагнитного поля. Подобные электрофонному шуму сигналы с задержкой в несколько десятков секунд можно ожидать и от мелких метеороидов (метеорных потоков Леонидов, Персеидов и т.д.). В этом случае сигналы возбуждаются только на стратосферных высотах, несущие частоты сигналов примерно будут соответствовать циклотронным частотам лёгких аэроионов стратосферы, например, протон-гидратов $H^+(H_2O)_3, H^+(H_2O)_4$ (10, 14 Гц). Циклотронные частоты стратосферных лёгких ионов приведены в Таблице Измерения акустических сигналов, сопровождающих потоки мелких метеороидов, может подтвердить предложенную модель формирования электрофонного шума. Если получит подтверждение стратосферный источник части низкочастотных акустических шумов, приходящих к Земле во время прихода таких потоков, акустические измерения станут ещё одним методом исследования атмосферы на стратосферных высотах.

Таблица 1. Циклотронные частоты основных стратосферных легких ионов

NO^+	25 Гц
O_4^+	12 Гц
CO_3^+	12.4 Гц
$H^+(H_2O)_3$	14 Гц
$H^+(H_2O)_4$	10 Гц

Выводы

Взаимодействие ионизованной и нейтральной компонент плазмы проявляется в стратосфере в виде передачи энергии от электромагнитного шума нейтральной составляющей воздуха и формирования акустического импульса. Такое взаимодействие является ещё одним каналом передачи энергии от ионосферы к атмосфере Земли. Так же этот механизм взаимодействия ионов и нейтралов может играть значительную роль в активных ионосферных экспериментах по выпускам облаков нейтрального воздуха или плазменных струй. Этот же механизм может оказывать влияние на эволюцию ионосферных следов от пусков ракет или падений метеороидов.

Основными условиями для формирования такого взаимодействия являются, во-первых, наличие акустически активной среды нейтралов (то есть накопление в нейтральных молекулах некоторого уровня колебательного возбуждения) и условий фазовой синхронизации коэффициентов взаимодействия волн различной природы (ионно-циклотронной и акустической). В стратосфере наилучшие условия синхронизации выполняются на высотах максимального градиента плотности воздуха (порядка 20–40 км).

Работа выполнена в рамках гос. задания ИДГ РАН (рег. №№ 0146-2014-0002, 0146-2015-0019).

Литература

Григорьев Ю.Н., Еришов И.В., Еришова Е.Е. Влияние колебательной релаксации на пульсационную активность течений возбуждённого двухатомного газа // ПИМТФ 2004. 45. № 3. С. 15–23.

Гурбатов С.Н., Руденко О.В., Саичев А.И. Волны и структуры в нелинейных средах без дисперсии. 2008. М. : Физматлит. – 496 с.

Ковалева И.Х., Ковалёв А.Т., Попова О.П., Рыбнов Ю.С., Поклад Ю.В., Егоров Д.В. Электромагнитные эффекты, генерируемые в ионосфере Земли при падении метеороида // Динамические процессы в геосферах. Вып. 5: сб. научн. тр. ИДГ РАН. М. : ГЕОС. 2014. С. 26–47.

Рыскин Н.М., Трубецков Д.И. Нелинейные волны. Ленанд. 2017. – 312 с.

Beech M., P. Brown, J. Jones. VLF detection of fireballs // Earth Moon Planets 1995. 68, P. 181–188.
Bronshen V.A. A magnetohydrodynamic mechanism for generating radio waves by bright fireballs // Sol. Syst. Res. 1983. 17. P. 70–74.

Keay C.S.L. Anomalous Sounds from the entry of meteor fireballs // Science 1980. 210. P. 11–15.

Keay C.S.L. Electrophonic sounds from large meteor fireballs // Meteoritics. 1992. 27. P. 144–148.

Merlino R.L., Barkan A., Thompson C., D'Angelo N. Laboratory studies of waves and instabilities in dusty plasmas // Phys. plasmas 1998. V. 5. P. 1607–1614.

Perelomova A. Kusmirek M. Features of nonlinear sound propagation in vibrationally excited gases // Arch. Of Acoust. 2013. 38. P. 357–362.

Sharma S.C., Sharma K., Gahlot A., Effect of dust charge fluctuations on current-driven electrostatic ion-cyclotron instability in a collisional magnetized plasma // Phys. Plasmas 2013., V. 20. 053704 (1–6)/

Zavershinskii I. Makaryan V. Molevich N. Numerical simulations of evolution of weak disturbance in vibrationally excited gas // Proc. Mtgs. Acoust. 2013. 19. 045034.

УДК 551.510.535

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗЛЕТА АЛЮМИНИЕВОЙ СТРУИ В АГРЭ С УЧЕТОМ ОТКЛОНЕНИЯ ОТ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ

М.Ю. Кузьмичева

ИДГ РАН

Представлены результаты моделирования неравновесной ионизации в алюминиевой плазме струи взрывного генератора, инжектируемой в ионосферу в ходе активных геофизических экспериментов. Показано достижение состояния