

УДК 523.6

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ МЕТЕОРНЫХ ТЕЛ В ДИАПАЗОНЕ СВЕРХНИЗКИХ ЧАСТОТ

© 2020 г. А. Д. Филоненко*

Луганский государственный университет им. Владимира Даля, Луганск, @

**e-mail: uy5lo@mail.ru*

Поступила в редакцию 03.04.2018 г.

После доработки 28.01.2020 г.

Принята к публикации 13.02.2020 г.

Представлена модель генерации электромагнитных полей в диапазоне ELF/VLF, сопровождающих конечную стадию эволюции метеорных тел в атмосфере Земли. Явление низко частотной радиоэмиссии являются экспериментально доказанным фактом, однако известные на данный момент модели генерации не подкреплены численными расчетами, которые не противоречили бы экспериментальным фактам. Настоящая модель не прибегает к экзотическим гипотезам, а на основании хорошо известных явлений показывает, каким образом могут реализоваться электромагнитные поля на заключительном этапе движения метеороида. Численно полученные оценки напряженности электрического поля и характер спектральной интенсивности отражает основные черты экспериментальных измерений.

Ключевые слова: метеор, болид, радиоэмиссия, спектр, сродство к электрону, VLF

DOI: 10.31857/S0320930X20040052

ВВЕДЕНИЕ

Проникновение в земную атмосферу метеорного вещества, космической пыли, а также космических лучей (в основном ядер различных атомов) вызывает множество явлений, в том числе и радиоэмиссию в широком диапазоне частот. Например, механизм радиоизлучения заряженных частиц, движущихся с около световыми скоростями известен относительно давно. Около 60 лет назад опубликована работа (Аскарьян, 1961), в которой впервые был описан механизм излучения широкого атмосферного ливня, суть которого связана с когерентным черенковским излучением избыточных электронов. В дальнейшем эта идея была дополнена и расширена во множестве работ применительно к реальным ливням (Филоненко, 2015).

Электрические явления, вызванные быстро движущимися метеорами, далеко не всегда имеют определенное объяснение. Прямыми измерениями было установлено, что прохождение метеорных тел (МТ) через атмосферу Земли сопровождается электромагнитным излучением. Кроме известного всем излучения в оптическом диапазоне, МТ излучает и в радиоволновом диапазоне. Относительно недавно опубликована работа (Obenberger и др., 1405.6772), в которой сообщается об обнаружении собственного излучения метеоров декаметровом радиотелескопом LWA1. Причем для многих событий установлена корреляция с

оптическим излучением, которое регистрировалось с помощью видеокамер сети кругового обзора небесной сферы (AllSkyFireballNetwork). Тщательный анализ радиосигналов показал, что они не могут быть отражением антропогенных радиои́мпульсов от ионизованного следа метеора, или какими-либо другими видами радиопомех, а являются только результатом собственного излучения МТ (Obenberger и др., 1503.05150; 1510.04147; 1607.03002; 1609.04701). Модель собственного излучения метеоров была предложена в (Филоненко, 2018). Рассчитанные на основе ее характеристики излучения хорошо совпадают с экспериментальными данными (Obenberger и др., 1503.05150; 1510.04147; 1607.03002; 1609.04701).

Не менее интересное явление было описано в работе (Мусатенко и др., 2006). С помощью радиометра высокого разрешения в спектрах флуктуации радишумов ионосферной плазмы на длине волны 2 метра обнаружена линия, которая проявляется во время высокоскоростных метеорных потоков. Частота линии колеблется в пределах 12–60 Гц в зависимости от активности источника ионизации ионосферы, локальных характеристик метеорного потока, времени суток и пр. Математическая модель этого эффекта предложена в работе (Kornin, Popel, 2009), в которой предполагается, что в районе ионосферы во время метеорного потока образуется т.н. “металлический слой” толщиной несколько километров, состоящий из микрометровых частиц, образованных в процессе

конденсации паров металлов, входящих в состав метеоров. Эти частицы вследствие различных причин приобретают электрический заряд. При прохождении радиоизлучения ионосферы через такой слой пылевой плазмы возникает взаимодействие, приводящее к модуляции ионосферного радиосигнала на характерных частотах близких к пылевым акустическим волнам.

Давно было замечено, что падение крупных метеоритов оказывает сильное воздействие на телефонные сети и даже на городские сети электрического освещения. Известны также случаи, когда падающие яркие болиды изменяли на несколько секунд естественную ориентацию магнитной стрелки компаса (Астапович, 1958). Из этих наблюдений вытекало предположение об образовании статического заряда и, как следствие, магнитного поля при движении МТ в атмосфере Земли. Классическое толкование этого явления приводит к результатам, несовместимым с реальными возможностями. Магнитную индукцию, наводимую таким зарядом в точке наблюдения, можно считать порядка поля земного магнетизма, т.е. $\sim 10^{-5}$ Тл. Для расстояния r от наблюдателя до болида порядка нескольких десятков километров и характерной скорости $v \sim 10^5$ м/с, элементарная оценка индукции поля $B \approx (\mu_0/4\pi)qv/r^2$ дает величину заряда $q \sim 10^6$ Кл. Это соответствует напряженности электрического поля E на поверхности болида $E \sim 10^{18}$ В/м, что в принципе, не осуществимо и свидетельствует о более сложных процессах, чем элементарные представления.

Не менее загадочное явление — это электрофонные болиды. Суть его заключается в том, что наблюдатель практически одновременно видит свет и слышит звук, производимый летящим болидом (см., например, обзоры Vinković и др., 0211203; Serleha и др., 1998). Поскольку характерное расстояние до болида составляет несколько десятков километров и более, то, очевидно, что звук можно услышать только через полторы-две минуты, когда фактически болида уже нет. Крупные метеориты — это достаточно редкое явление. Поэтому даже на сегодняшний день нет достаточно полноценной статистики синхронного измерений радио, оптического и акустического излучения и существование электрофонных болидов вызывает естественное сомнение у ряда исследователей.

Не найдено пока объяснение и процессам, приводящим к излучению в килогерцовом диапазоне частот (VLF). Этот диапазон насыщен сильными радиопомехами естественного и антропогенного происхождения и для определенных выводов недостаточно регистрации только одних радиоимпульсов. В настоящее время известен ряд работ, в которых одновременно записаны радиосигналы и видеонаблюдения.

Например, в работе (Beech, Brown и др., 1995) описаны результаты 80-часового визуального/ви-

део наблюдения и одновременно с этим VLF излучения, проведенного во время метеорных потоков Лириды, Персеиды, Ориониды, Леониды и Геминиды. Только один болид из записанных событий, сообщает авторы, произвел ясный и убедительный VLF сигнал. Это был яркий болид, с визуальной величиной $M = -10^m(\pm 1)$, у которого заключительная стадия полета сопровождалась оптической вспышкой, и одновременно с этим одним из авторов и двумя другими наблюдателями было отмечено “жужжание”, исходящее из аудиовыхода VLF приемника. В этой работе приводится осциллограмма радиосигнала, и частотный спектр, из которого следует, что характерная частота спектра составляет ~ 2 кГц. Исходя из величины ЭДС индукции $U_i \approx 1$ В, наведенной в контуре с 360 витками и площадью $S = 1$ м², они находят, что индукция магнитного поля равна $B = 8 \times 10^{-6}$ Тл. Откуда авторы получают, что напряженность электрического поля в точке наблюдения имеет величину 2000 В/м.

В ноябре 1998 г. была проведена экспедиция хорватского физического общества в Монголию (Garaj, Vinković и др., 1999). Цель состояла в измерении электрофонных звуков и радиоизлучения очень низких частот от метеоров во время ожидаемого метеорного потока Леониды. Для визуальной записи метеоров были использованы ПЗС-камеры высокой чувствительности с покрытием неба на 55%. Для низкочастотных радиоприемников использовались вертикальные штыревые антенны. В целом экспериментальная установка могла записывать звуки, изображения и ELF/VLF радиосигналы синхронно. Точность синхронизации между различными каналами (аудио, видео, радио) была не менее ± 0.02 с. Для уменьшения техногенных радиопомех наблюдения проводились в ненаселенной области в 20 км к юго-востоку от Улан-Батора.

В ходе эксперимента были получены записи, не вызывающие сомнения в существование временной корреляцией между видео и радио ELF/VLF сигналами (см. рис. 3 в (Garaj, Vinković и др., 1999)). Однако электрофонные звуки в этих событиях не были обнаружены. Характерный радиосигнал представлял собой группу коротких импульсов, хаотически распределенных в интервале нескольких десятых долей секунды, т.е. фактически такого же вида, как и в (Beech, Brown и др., 1995). Наиболее густое скопление импульсов соответствовало максимуму яркости метеора. Авторы (Garaj, Vinković и др., 1999) несколько не сомневаются в том, что их источником является одно и то же явление.

Через год после этой экспедиции группа физиков из университета Тель-Авива провела исследования с целью проверки гипотезы об электрофонных звуках (Price, Blum, 2000). Измерения низкочастотных электромагнитных волн были выполнены во время метеорного потока Леониды в ночь на 18 ноября 1999 года. Эксперимент проводился на

полигоне для наблюдения ELF/VLF сигналов в Исследовательском институте университета Бен-Гуриона. Петлевые антенны ELF/VLF высотой 10 метров были выполнены в виде двух ортогональных треугольников с геометрической площадью около 81 м^2 у каждой петли. Одна из них установлена в направлении север—юг, а другая восток—запад. Чувствительность системы в широкополосном диапазоне (0.1–50, кГц) составляла 6, мкВ/м. Динамический диапазон канала антенна—предусилитель составлял 100 дБ.

Измерения показали, что метеорные спектры имеют минимум вблизи 5 кГц и большой максимум в диапазоне ELF (0.3–1.5, кГц), а также дополнительный более слабый максимум около 2, кГц. Из представленных данных в работе (Price, Blum, 2000) следует, что напряженность электрического поля в месте наблюдения не превышает нескольких сотен микровольт на метр. Результаты эксперимента, по мнению авторов (Price, Blum, 2000), дают убедительное доказательство того, что метеоры производят электромагнитное излучение при вхождении в атмосферу, что может объяснить звуки, слышимые во время наблюдений за большими метеорными телами.

Имея в виду единственное к тому времени теоретическое объяснение того, как производятся эти радиоволны (Keay, 1993; 1995), авторы (Price, Blum, 2000) приходят к выводу, что существующая теория не объясняет каким образом, едва видимые и мелкие метеоры производят радиосигналы. Кроме того, из работ (Keay, 1993; 1995) следует, что длительность радиоимпульсов должна составлять несколько секунд, а полученные ими экспериментальные значения не превышают 10 миллисекунд, причем весь этот сигнал представляет собой совокупность очень коротких (доли миллисекунды) импульсов.

Для описания электромагнитных явлений, сопровождающих вторжение метеороида в атмосферу Земли, необходимо чтобы физическая модель генерации VLF-излучения могла воспроизвести спектр импульса, его характер и спектральную интенсивность. С этой целью авторы (Beech, Foschini, 1999) привлекают для своей гипотезы явление ударной волны, возникающей перед телом, движущимся в атмосфере с гиперзвуковыми скоростями. Наличие большого градиента давления, температуры и других параметров в ударной волне, способствует сильной диффузии электронного газа по отношению к ионному газу и возникновению объемных зарядов. Чтобы оценить порядок величины электрического поля, генерируемого ударной волной, авторы (Beech, Foschini, 1999) ссылаются на результаты, опубликованные в (Зельдович, Райзер, 1996), однако не учитывают тот факт, что высокая напряженность электрического поля существует только в области двойного электрического слоя с толщиной порядка величины дебаевского радиуса. Поэтому в точке нахождения наблюдателя это поле будет чрезвычайно мало.

Цель настоящей работы — представить модель, следствия которой в некоторой степени лежат ближе к экспериментальным фактам. В ней заложен другой подход к проблеме генерации VLF-излучения, которое может являться следствием ускоренного движения заряженных мелких фрагментов метеороида, на стадии его разрушения. Причем, электрический заряд фрагменты приобретают в процессе электризации в атмосфере Земли.

Хорошо известно, что некоторые метеоры после достижения максимума свечения разрывается на мелкие фрагменты с визуально наблюдаемой сильной вспышкой. Такое завершение события не является исключительным явлением и подтверждается многими наблюдениями. Это может случиться вследствие разогрева тела и его саморазрушения под действием механических сил со стороны набегающего потока. Такое явление характерно для высокоскоростных метеоров. Вспышка в терминальной точке может сопровождаться взрывом распадом на многие мелкие фрагменты (Seplehaetal, 1998). Например, в работах (Егорова, Лохин, 2015; Егорова, Лохин 2017) авторы показали, что разрушение метеороида на множество мелких фрагментов подобно разрушению твердого тела при взрыве и описали модель, заключительная стадия которой описывает наблюдаемый эффект “теплового взрыва” метеороида.

ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ МЕТЕОРОВ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Заряжение метеорного тела в атмосфере земли происходит в процессе соударения набегающих молекул воздуха с поверхностью МТ и последующего захвата электрона атомом атмосферного кислорода. Такой процесс происходит с выделением энергии, которую называют сродством к электрону. Отрицательный ион кислорода остается в атмосфере, а МТ заряжается положительно. Этот механизм заряжения лежит в основе явления “электризации трением” (см., например, (Лёб, 1963)), при котором тесное соприкосновение двух различных тел приводит к переходу электронов с одного тела на другое. Возникший на границе двух тел так называемый двойной электрический слой практически не создает внешнего поля, однако если тела раздвинуть, то на каждом из них останутся заряды противоположного знака. Разность потенциалов между этими телами может достигать нескольких киловольт.

На больших высотах (60–70 км) длина свободного пробега молекул атмосферы близка к размерам самого фрагмента метеороида, поэтому при соударении с ним ион кислорода не остается на поверхности, а отразившись от нее, может приобрести скорость, близкую к скорости самого фрагмента.

Фактически элементарный процесс излучения при таком взаимодействии начинается с момента отрыва электрона. Однако молекула кислорода

быстро останавливается при столкновениях с молекулами окружающего воздуха и практически не излучает, а продолжающееся замедленное движение осколка и его последующее заряджение будут определять низкочастотную часть спектра. Для этого нужно чтобы его размеры были такой величины, при которой время торможений было порядка миллисекунды. Тогда основная часть спектра будет лежать в килогерцовом диапазоне частот.

Наиболее важный факт в этом процессе заключается в том, что излучение фрагментов метеороида будет квазикогерентным. Фактически это означает, что если бы осколки разлетались в разные стороны, то их излучение не является строго когерентным, а приведенные далее оценки являются оценками сверху. Более того, если представить себе, что сферически симметрично взорвался покоящийся заряженный метеороид, то, как хорошо известно, излучение в этом случае отсутствовало бы. Однако скорость разлета фрагментов намного меньше скорости метеороида ($v_0 \sim 5 \times 10^4$ м/с), поэтому направление движения осколков будет в основном совпадать с направлением движения метеороида и это означает (как было сказано выше), что излучение будет квазикогерентным. Разумеется, для этого вывода важен тот факт, что время разрушения метеороида при взрыве порядка миллисекунды. В конечном итоге это означает, что верхняя оценка мощности излучения будет пропорциональна квадрату суммарного заряда фрагментов.

Для метеороида с массой несколько килограммов режим свободномолекулярного обтекания переходит в режим сплошной среды на высоте около 80–70, км. На высотах 70–50, км и ниже вследствие образования ударной волны следует ожидать “теплого взрыва” (Егорова, Лохин, 2015; Егорова, Лохин, 2017), при котором метеороид разрушится на мелкие осколки. Однако и для них на этой высоте может сохраниться режим свободномолекулярного обтекания, если их характерный размер близок к длине свободного пробега молекул атмосферы ($\lambda = 10^{-3}$ м на высоте 70 км).

Рассмотрим эту часть модели более подробно. Для упрощения оценок будем считать, что оторвавшийся осколок имеет форму, близкую к сферической. Под действием силы торможения $F = \Gamma S \rho_a v^2$ он движется замедленно. Здесь v – скорость фрагмента, $\Gamma \sim 1$ – аэродинамический коэффициент сопротивления, ρ_a – плотность атмосферы, S – площадь поперечного сечения, и m – его масса. В этом случае состояния осколка можно описать уравнением движения $m \frac{dv}{dt} = -\Gamma S \rho_a v^2$ и уравнением потери массы $\frac{dm}{dt} = -\Lambda \frac{S \rho_a v^3}{2Q}$, где Λ – коэффициент теплопередачи равный или меньший единице, так как энергия, идущая на абляцию фрагмента, не превышает кинетической

энергии набегающего потока молекул и Q – удельная теплота плавления или испарения материала фрагмента. Отношение $\Lambda/2Q$ обозначают обычно, как σ , характерное значение которого принимают равным $\sigma = 2 \times 10^{-8}$, в единицах $\text{с}^2/\text{м}^2$. Эти уравнения дают решения, которые можно записать в виде (см., например, Бронштэн, 1981):

1. зависимость характерного размера фрагмента от начальной v_0 и конечной v скоростей

$$r(v) = r_0 e^{\frac{\sigma}{6}(v^2 - v_0^2)}, \quad (1)$$

2. интервал времени, затраченный для этого

$$t(v) = -\frac{4r_0 \rho_m}{3\rho_a \Gamma} \int_{v_0}^v e^{\frac{\sigma}{6}(x^2 - x_0^2)} \frac{dx}{x^2}, \quad (2)$$

3. пройденный путь за это время

$$z(v) = -\frac{4r_0 \rho_m}{3\rho_a \Gamma} \int_{v_0}^v e^{\frac{\sigma}{6}(x^2 - x_0^2)} \frac{dx}{x}, \quad (3)$$

4. величина мгновенного ускорения, как функция скорости

$$a(v) = -\frac{3\rho_a}{4r_0 \rho_m} v^2 e^{-\frac{\sigma}{6}(v^2 - v_0^2)}. \quad (4)$$

На рис. 1 графически представлены все эти зависимости для выбранных значений следующих величин: $v_0 = 5 \times 10^4$ м/с – начальная скорость фрагмента, плотность атмосферы на высоте 70 км $\rho_a = 0.8 \times 10^{-4}$ кг/м³, $r_0 = 10^{-4}$ м, $\Gamma = 1$ – характерная величина коэффициента сопротивления. Размер фрагмента $r(v)$ изменяется очень быстро (1). Например, в момент достижения максимального ускорения (4) радиус фрагмента равен приблизительно $r = 6.4 \times 10^{-8}$ м, что соответствует скорости $v = 1.76 \times 10^4$ м/с в момент времени (2) $t = 0.77 \times 10^{-3}$ с.

Средняя длина свободного пробега молекулы на характерной высоте ~60–70 км равна приблизительно $\lambda = 10^{-4}$ метров и сравнима с размером предполагаемого осколка метеороида. По мере увеличения заряда $Q(v)$ этого фрагмента при соударении с атомом кислорода его электрическое поле препятствует выходу иона из зоны притяжения. Поэтому предельная величина заряда $Q(v)$ определится условием равенства энергии $qQ(v)/4\pi\epsilon_0 r(v)$ электрического взаимодействия иона с зарядом qi величины его кинетической энергии, которая в предельном случае может быть порядка $m_i v^2/2$, т.е., приравнявая, получим

$$Q(v) = \frac{2\pi m_i \epsilon_0}{q} v^2 r(v). \quad (5)$$

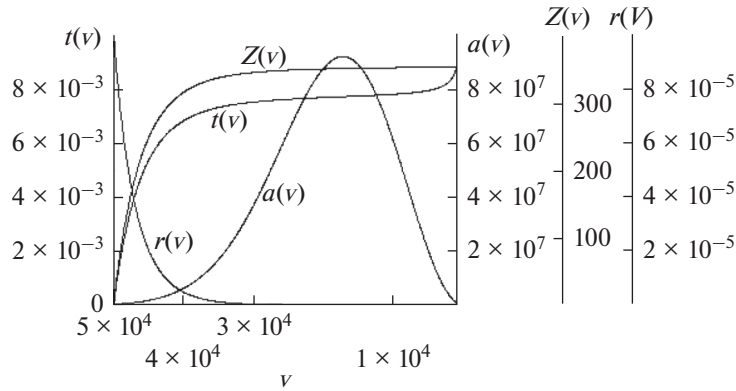


Рис. 1. Зависимость характерных величин фрагмента с начальным размером $r_0 = 10^{-4}$ м от скорости.

Выражение (5) фактически означает, что величина заряда фрагмента в процессе движения зависит от его скорости и размера. Рассмотрим в качестве примера движение тела с формой шара и неизменными радиус и скорость. Например, пусть скорость равна $v = 5 \times 10^4$ м/с и радиус $r = 10^{-3}$ м. Тогда выражение (5) соответствует заряду $Q \approx 10^{-10}$ Кл. Теперь оценим минимальное расстояние L , необходимое для сообщения такого заряда фрагменту из равенства $L\pi r^2 N_a = Q/q$, где $N_a = 2 \times 10^{21}$ – концентрация молекул атмосферы на высоте около 70 км. Это дает величину пути $L \approx 10^{-7}$ м. Если предположить, что из количества соударения равном 10^7 хотя бы одно из них заканчивается отрывом электрона, то даже в этом случае на пути в 1 метр будет передан максимально возможный заряд. Этот пример показывает, что максимальная величина заряда отслеживается выражением (5) практически мгновенно.

СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ

Для оценки напряженности электрического поля волны нужно учитывать тот факт, что наблюдатель находится от МТ на расстоянии нескольких десятков километров и больше, а длина электромагнитной волны $\lambda = c/v$ для частоты $\nu \approx 1$ кГц равна 300 км. Это значит, что в оценку напряженности поля с помощью формул дипольного приближения будет внесена существенная погрешность, более того, в ближней зоне вклад кулоновского поля может быть очень существенным. Это, прежде всего, означает, что измерения поля классическими антеннами, рассчитанными для дальней зоны, вряд ли целесообразно.

Далее оценим поле, вызванное одним фрагментом с зарядом $Q(5)$ с учетом вышесказанного. Поскольку размеры фрагмента намного меньше длины излучаемых волн и расстояния до наблюда-

теля, то объемную плотность тока точечного заряда (т.е. фрагмента МТ) можно выразить посредством дельта-функции (см., например, Ландау, Лифшиц, 1967)

$$j(r', t) = \bar{e}_z Q(t) v \delta[z' - z(t)] \delta(x') \delta(y'). \quad (6)$$

Здесь выбрана система отсчета, в которой заряд Q движется вдоль оси Z , а наблюдатель находится на оси X . Переменные (x', y', z') соответствуют координатам произвольного элементарного объема $dV' = dx' dy' dz'$ пространства. Поскольку (6) выражено явно от времени, то для нахождения спектральной плотности тока

$$j(r', \omega) = \bar{e}_z \int_0^\tau e^{i\omega t} Q(t) v(t) \times \delta[z' - z(t)] \delta(x') \delta(y') dt.$$

Следует перейти к переменной $\nu = \nu(t)$ с помощью выражений (1)–(4)

$$j(r', \omega) = \bar{e}_z \int_0^\tau e^{i\omega(\nu)} Q(\nu) v \times \delta[z' - z(\nu)] \delta(x') \delta(y') dt(\nu).$$

Тогда индукцию электромагнитного поля выразится, как $\mathbf{B} = \text{rot} \mathbf{A}(\omega, r)$, причем, \mathbf{A} – векторный потенциал электромагнитного поля, определяемый как:

$$\mathbf{A}(\omega, r) = \frac{\mu_0 e^{ikr}}{4\pi r} \int j(r', \omega) e^{-ikr'} dV',$$

где $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}' = k(x' \sin \theta + z' \cos \theta)$ скалярное произведение волнового вектора $|\mathbf{k}| = \omega/c$ на радиус-вектор \mathbf{r}' произвольного элемента пространства dV' , r – расстояние до наблюдателя $\mu_0 \approx 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная, θ – угол наблюдения.

Таким образом, имеем индукцию электромагнитного поля для количества осколков равное M/m , где M – масса метеороида.

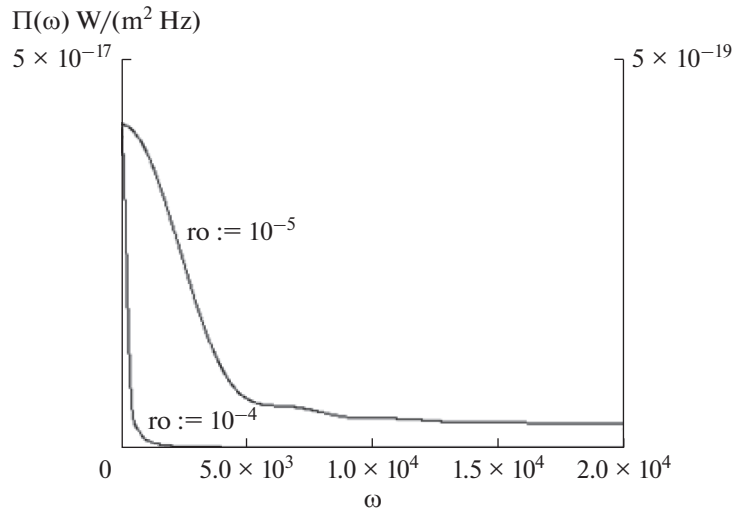


Рис. 2. Спектральная интенсивность излучения, сопровождающего разрыв метеороида на мелкие фрагменты. Для размера фрагмента $r_0 = 10^{-4}$ м шкала интенсивности расположена в правой части рисунка.

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \text{rot} \left(\mathbf{e}_z \frac{e^{ikr}}{r} \right) \frac{M}{m} \int_0^\tau e^{i\omega t(v)} Q(v) \times \quad (7)$$

$$\times v \delta[z' - z(v)] \delta(x') \delta(y') e^{-ikr'} \frac{dv}{a(v)} dV'.$$

Сначала следует проинтегрировать по пространству V' :

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \text{rot} \frac{e^{ikr}}{r} \frac{M}{m} \left[\int_{v_0}^{v_1} e^{i\omega t(v)} Q(v) v e^{-ikZ(v)} \frac{dv}{a(v)} \right],$$

где $\text{rot} \frac{e^{ikr}}{r} = e_y \left(ik - \frac{1}{r} \right) \frac{2}{r} e^{ikr} \cos \theta$. Энергия, излучаемая за секунду на площадь в 1 м^2 в единичном интервале частот равна $\Pi(\omega, r) = \frac{c}{\mu_0} |\mathbf{B}(\omega, r)|^2$. На рис. 2 графически показана зависимость удельной интенсивности (модуль вектора Умова–Пойнтинга) от частоты и размера фрагмента.

Максимальное значение интенсивности растет с уменьшением размера фрагмента. Одновременно с этим расширяется спектральный диапазон. Даже для размера фрагмента $r = 10^{-4}$ м значений спектральной интенсивности $\Pi \sim 5 \times 10^7$ Ян, соответствующее спектральной напряженности $E(\omega) \approx 1.5 \times 10^{-9} \text{ В/(м Гц)}$, что, вполне достаточно для уверенной регистрации радиоимпульса. Например, для простейшей антенны с действующей высотой $h \sim 10$ метров ЭДС на клеммах составит $U_i = E(\omega) \omega h = 15 \mu\text{В}$. Этого вполне доступно даже для простейших радиоприемников.

Характерной особенностью этого спектра является максимум при частоте $\omega = 0$. Это связано с тем, что в выражении (7) для ротора экспоненты

множителе $(ik - 1/r)$ оставлено слагаемое $1/r$, так как фактически часто наблюдения проводятся в ближней зоне, где кулоновское поле дает значительный вклад. В экспериментальных наблюдениях в диапазоне VLF эта составляющая спектра, чаще всего, обрезается преселектором радиоприемника. Поэтому эта часть спектра не регистрируется.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Генерация электромагнитных полей в диапазоне ELF/VLF, вызванная конечной стадией движения метеорных тел, являются экспериментально доказанным фактом. Однако в отношении механизма этого явления в настоящее время существует несколько гипотез, не подкрепленных численными расчетами, которые не противоречили бы экспериментальным фактам. В предлагаемой модели без введения экзотических гипотез на основе хорошо известных явлений показано, каким образом могут реализоваться электромагнитные поля на заключительном этапе движения метеороида. Весьма вероятно, что часто наблюдаемое “жужжание”, исходящее из радиоприемника VLF (Beech, Brown, 1995), связано с разлетом мелких фрагментов, которые излучают в килогерцовом диапазоне. Численно полученные оценки не претендуют на высокую точность вследствие отсутствия надежных экспериментальных данных. Тем не менее, вызванные этим фактом ошибки вряд ли превышают один порядок. Слабым местом в этой модели является допущение о возможном дроблении метеороида на мелкие осколки, однако теоретические работы (Егорова, Лохин, 2015; 2017) подкрепляют такую возможность.

На высоте, где происходит разрушение в виде “теплового взрыва”, возникает ударная волна и

скорость молекул кислорода достигших метеороида не столь велика, чтобы вызвать существенную электризацию. Однако после взрыва размеры большинства разлетающихся частиц сравнимы с длиной свободного пробега молекул ($\lambda = 3 \times 10^{-4} - 10^{-3}$ м на высоте 60–70 км (см. Атмосфера стандартная, 2004)) и обтекание будет иметь характер свободного молекулярного потока. Поэтому использование выше записанных формул не противоречит принятой модели электризации.

Из содержания модели VLF-излучения следует, что его спектральный состав должен зависеть от размера фрагментов и плотности метеороида, а это, в свою очередь, зависит от происхождения метеорного потока. Другими словами, характер взрывной стадии метеора и распределение осколков по размерам зависят от агрегатного состояния вещества метеора и его химического состава. Поэтому следует ожидать, что характерные особенности спектров известных метеорных потоков будут различаться. Этот вывод подтверждается в работе (Guha, Kumar, 2009).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Аскарьян Г.А. Избыточный отрицательный заряд электрон-фотонного ливня и когерентное излучение от него // ЖЭТФ. 1961. Т. 41. № 8. С. 616–618.
- Астапович И.С. Метеорные явления в атмосфере Земли. М.: Физ-мат лит. 1958. 640 с.
- Атмосфера стандартная. Параметры. Москва, ИПК изд-во стандартов, 2004, с. 180.
- Бронштэн В.А. Физика метеорных явлений. М.: Наука, 1981. 416 с.
- Егорова Л.А., Лохин В.В. О взрывоподобном разрушении метеороида // Экологический вестник научных центров Черноморского экономического сотрудничества (ЧЭС). 2017. № 4. С. 1–5.
- Егорова Л.А., Лохин В.В. О двухстадийном разрушении метеороида с концевой вспышкой // Вестн. Московского университета. 2015. Сер. 1: Математика. Механика, Изд-во Моск. ун-та (М.). № 4. С. 43–47.
- Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1996. 688 с.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1967. 460 с.
- Лёб Л. Статическая электризация. Госэнергоиздат. 1963. 408 с.
- Мусатенко С.И., Мусатенко Ю.С., Курочка Е.В., Ласточкин А.В., Чолий В.Я., Максименко О.И., Слипченко А.С. Пылевая плазма в среднеширотной ионосфере в периоды метеорных потоков // Геомагнетизм и аэрномия. 2006. Т. 46. № 2. С. 182–192.
- Филоненко А.Д. Радиоизлучение метеорных тел в диапазоне декаметровых волн // Геомагнетизм и аэрномия. 2018. Т. 58. № 5. С. 720–727.
- Филоненко А.Д. Радиоизлучение широких атмосферных ливней // УФН. 2015. Т. 185. № 7. С. 673–716.
- Beech M., Brown P., Jones J. VLF Detection of fireballs // Earth, Moon and Planets. 1995. V. 68. P. 181–188.
- Beech M., Foschini L. A space charge model for electrophonic bursters // Astron. and Astrophys. 1999. V. 345. P. L27–L31.
- Cepleha Z., Borovicka J., Eleford W. et al. Meteor phenomena and bodies // Space Sci. Rev. 1998. V. 84. P. 327–471.
- Garaj S., Vinkovi D., Zgrablic G. et al. Observational Detection of meteor-produced VLF electromagnetic radiation // Fizika A (Zagreb). 1999. V. 8. № 3. P. 91–98.
- Guha A., Kumar B., Rakesh R. Possible Detection of GEMINID 2007 Meteor Shower During Day-Time from VLF Radiation Spectra // Earth, Moon, and Planets. 2009. V. 105. № 1. P. 31–40.
- Keay C.S.L. Progress in Explaining the Mysterious Sounds Produced by Very Large Meteor Fireballs // Scientific Exploration. 1993. V. 7. № 4. P. 337–354.
- Keay C.S.L. Continued Progress in Electrophonic Fireball Investigations // Earth, Moon and Planets. 1995. V. 68. P. 361–368.
- Kopnin S.I., Popel S.I., M. Y. Yu. Phenomena associated with complex (dusty) plasmas in the ionosphere during high-speed meteor showers // Physics of Plasmas. 2009. V. 16. P. 063705.
- Obenberger K.S., Taylor G.B., Hartman J.M. et al. Detection of Radio Emission from Fireballs // arXiv: 1405.6772
- Obenberger K.S., Taylor G.B., Hartman J.M. et al. Monitoring the Sky with the Prototype All-Sky on the LWA1 // arXiv: 1503.05150
- Obenberger K.S., Taylor G.B., Lin C.S. et al. Dynamic Radio Spectra from two Fireballs // arXiv: 1510.04147
- Obenberger K.S., Dowell J.D., Hancock P.J. et al. Rates, Flux Densities, and Spectral Indices of Meteor Radio Afterglows // arXiv: 1607.03002
- Obenberger K.S., Holmes J.M., Dowell J.D. et al. Altitudinal dependence of meteor radio afterglows measured via optical counterparts // arXiv: 1609.04701
- Price C., Blum M. ELF/VLF radiation produced by the 1999 Leonid meteors // Earth, Moon and Planets. 2000. V. 82. P. 545–554.
- Vinkovic I.D., Garaj S., Lim P.L. et al. Global Electrophonic Fireball Survey: a review of witness reports // arXiv:astro-ph/0211203