

УДК 123.53

ВЛИЯНИЕ КВАЗИНЕПРЕРЫВНОГО ДРОБЛЕНИЯ НА ФОРМИРОВАНИЕ МЕТЕОРНОЙ ПЛАЗМЫ И ОТРАЖЕНИЕ РАДИОВОЛН ОТ МЕТЕОРНЫХ СЛЕДОВ

Г. Г. Новиков

Решена задача о влиянии квазинепрерывного дробления на вид распределения электронов в плазме метеорных следов. Показано, что найденное распределение отлично от нормального гауссова закона, обычно предполагаемого в теории радиолокации метеоров. Полученное выражение для электронной концентрации использовано для построения амплитудно-временных и фазово-временных характеристик сигнала, отраженного от метеорного следа недоуплотненного типа.

В настоящее время можно считать установленным, что дробление является нормальным типом абляции для метеорных тел, порождающих фото- и радиометеоры. Из описанных в литературе различных форм дробления [1] наиболее вероятным считается квазинепрерывное дробление (КНД) — постепенное отделение от родительского метеорного тела (РМТ) большого числа мелких недробящихся фрагментов. Моделирование метеорного явления в лабораторных условиях, замыкание обтюраторных перерывов и метеорные хвосты, структура метеорной комы по наблюдениям с очень короткой экспозицией (см., библиографию в [2, 3]) — все это свидетельствует в пользу разрушения метеорных тел механизмом КНД. Анализ участков ионизационных кривых, полученных радиолокационным способом, также указывает на возможное разрушение радиометеоров с помощью квазинепрерывного дробления [4] (авторы называют его последовательным дроблением). Вопрос о влиянии КНД на вид кривых блеска и структуру метеорной комы детально проанализирован в работах [5–7]. Применение теории к фотографическим наблюдениям позволило получить оценки плотностей РМТ и массы продуктов дробления [8, 9]. Поэтому представляли интерес решения задачи о влиянии КНД на вид распределения электронов в плазме метеорных следов и отражение радиоволн. В такой постановке данная задача до сих пор в литературе не рассматривалась.

Так же как и в предыдущих работах [10–12], решение будем проводить в рамках приближения амбиполярной диффузии, которое хорошо себя оправдывает в физике метеоров. Такой подход при решении вопроса о формировании метеорной плазмы без учета дробления был первоначально осуществлен в работе [13]. Будем в дальнейшем интересоваться метеорными следами недоуплотненного типа, для которых можно пренебречь влиянием химических реакций и перераспределением заряженных частиц за счет ветрового сдвига [14, 15]. Кроме того, влиянием сложного ионного состава [16] на диффузию метеорных следов также пренебрежем. Сделаем также еще ряд упрощающих предположений: торможение РМТ и фрагментов несущественно; все фрагменты имеют одинаковые начальные массы m_0 ; вклад в ионизацию дают атомы и молекулы, отделившиеся непосредственно с поверхности фрагментов, а не с поверхности РМТ; для фрагментов и РМТ справедливы формулы простейшей физической теории метеоров [2, 3]. Так как размеры РМТ и фрагментов пренебрежимо малы по сравнению с интересующими нас расстояниями, то эти тела можно считать то-

чечными объектами. Наконец, для простоты полагаем, что все фрагменты отделяются от РМТ с одинаковой и постоянной скоростью $|\mathbf{u}_K| = u = \text{const}$.

При решении поставленной задачи система координат выбирается следующим образом: ось z направлена вдоль вектора скорости РМТ \mathbf{v} , оси x и y перпендикулярны z , угол φ_K есть угол между осью y и проекцией вектора скорости \mathbf{u}_K на плоскость xy , θ_K — угол между вектором \mathbf{u}_K и осью z . В этом случае выражение для источника электронов от индивидуального фрагмента, отделившегося в момент времени t'_0 , имеет следующий вид:

$$S_K(x, y, z, t; t'_0) = G_K(t; t'_0) \delta(x + u(t - t'_0) \sin \theta_K \sin \varphi_K) \times \\ \times \delta(y - u(t - t'_0) \sin \theta_K \cos \varphi_K) \delta(z - vt - u(t - t'_0) \cos \theta_K), \quad (1)$$

где $G_K = -\frac{\beta}{m} \frac{dm_K}{dt}$ — мощность источника электронов; β — коэффициент ионизации; m — масса метеорного атома или молекулы; m_K — масса фрагмента в момент времени t ; $\delta(\eta)$ — одномерная дельта-функция Дирака.

Пусть $N(t'_0) = (-1/m_0) (dM/dt_0)$ (M — масса РМТ в момент времени t'_0) — число инъекций фрагментов в единицу времени. Тогда в заданный момент времени t вклад в ионизацию будут давать все те фрагменты, которые отделились в момент времени $t - \tau$ (τ — время жизни индивидуального фрагмента до полного его испарения, отделившегося в произвольный момент t'_0) и позже. Считая для простоты, что все фрагменты отделяются от РМТ изотропно и усредняя по углам φ_K , θ_K , мы после ряда несложных преобразований получаем следующее выражение для источника электронов от метеора, который испытывает квазинепрерывное дробление:

$$S(\rho, z, t) = \frac{\theta(T_K - t)}{2\pi u} \int_{(t-\tau)\theta(t-\tau_H)}^t N(t'_0) G_K(t, t'_0) \frac{\delta(z - vt - \sqrt{u^2(t-t'_0)^2 - \rho^2})}{(t-t'_0)\sqrt{u^2(t-t'_0)^2 - \rho^2}} \times \\ \times \theta(\tau_0 - t'_0) \theta(u(t-t'_0) - \rho) dt'_0, \quad (2)$$

где $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$, τ_H — время жизни индивидуального фрагмента до полного его испарения, отделившегося в момент начала дробления; τ_0 — время жизни РМТ до конца дробления; $T_K = \tau_0 + \tau_K$ (τ_K — время жизни фрагмента, отделившегося в момент прекращения дробления) — время прекращения явления метеора; $\theta(x)$ — функция Хэвисайда, $\theta(x) = 1$ для $x \geq 0$ и $\theta(x) = 0$ для $x < 0$.

Выражения для времен жизни, числа инъекций фрагментов и расхода массы индивидуального фрагмента приведены в работе [6]. Интегрируя (2) по всему рассматриваемому объему и по времени, мы получаем полное число электронов, которое образуется в метеорном следе за время работы источника $n = \beta M_0/m_0$ (M_0 — внеатмосферная масса РМТ).

Пользуясь найденным выражением для источника электронов и проводя выкладки, аналогичные работам [10–13], мы получаем следующее общее выражение для электронной концентрации в произвольной точке метеорного следа:

$$N(\rho, z, t) = \frac{\exp[-\rho^2/4D(t-z/v)]}{4\pi D(t-z/v)} \theta(T_K - t) \int_0^B dy_{\alpha K} \left(\frac{z}{v}; \frac{z}{v} - y \right) \times$$

$$\times N\left(\frac{z}{v} - y\right)\theta\left(\tau_0 - \frac{z}{v} + y\right) \int_0^1 I_0\left\{\frac{uy\rho\sqrt{1-x^2}}{2D(t-z/v)}\right\} \times \quad (3)$$

$$\times \exp\left[-(1-x^2)\frac{u^2 y^2}{4D(t-z/v)}\right] dx,$$

где $\alpha_k = -\frac{\beta}{mv} \frac{dm_k}{dt}$ — линейная электронная концентрация от индивидуального фрагмента; $I_0(\eta)$ — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка; D — коэффициент амбиполярной диффузии; $B = z/v - (z/v - \tau(z/v))\theta(z/v - \tau_H)$.

Из полученного выражения видно, что квазинепрерывное дробление приводит к распределению вдоль радиуса следа ρ , отличному от нормального гауссова закона, который обычно применяется в теории радиолокации метеорных следов. Видно также, что при бесконечно малых скоростях отделения и на больших временах $t \gg z/v$ полученное нами распределение стремится к этому закону.

Применим полученное распределение для построения амплитудно-временных (АВХ) и фазово-временных характеристик (ФВХ) сигнала, отраженного от метеорного следа недоуплотненного типа. Для следов такого типа достаточно хорошо разработана теория отражения радиоволн [17]. Согласно [17, 14] выражение для мощности отраженного сигнала от следов такого типа имеет вид

$$P_R = P_T \frac{G_T G_R r_e \lambda^2}{16\pi^2} \left| \int_{v_e} \frac{N}{R^2} \exp\left(i \frac{4\pi R}{\lambda}\right) dv_e \right|^2, \quad (4)$$

где P_T — излучаемая мощность; G_T, G_R — коэффициенты направленного действия передающей и приемной антенн соответственно; r_e — классический радиус электрона; R — расстояние от наблюдателя до отражающего объема v_e ($dv_e = \rho d\rho d\varphi dz$).

В дальнейшем удобно начало отсчета совместить с положением зеркальной точки (ЗТ) на метеорном следе. Кроме того, необходимо различать три возможных типа квазинепрерывного дробления — быстрое ($\tau_H > \tau_0$), медленное ($\tau_H < \tau_0$) и промежуточное ($\tau_H = \tau_0$). Подробно об этом написано в работах [5-7]. Для иллюстрации рассмотрим случай медленного КНД, которое, как показывают фотографические наблюдения [8, 9], является весьма распространенной формой разрушения как для ярких, так и для слабых метеоров. Рассматриваем следующую модель разрушения метеорного тела: РМТ первоначально испытывает только чистое испарение, а затем в момент времени $t = t_0$ начинается процесс квазинепрерывного дробления. Подставляя (3) в (4), с учетом сказанного нетрудно найти фазу Ψ и дифракционный интеграл I , определяющий амплитуду отраженного сигнала. На основании полученных выражений для Ψ и I были теоретически рассчитаны АВХ и ФВХ. При построении этих характеристик выбирались следующие параметры метеорного тела и фрагментов: $M_0 = 5 \cdot 10^{-4}$ г, $m_0 = 10^{-7}$ г, $v = 40$ км/с, косинус зенитного угла $\cos z_R = 0,6$, энергия испарения $Q = 8 \cdot 10^{10}$ эрг/г, энергия дробления $Q_d = 1,4 \cdot 10^{10}$ эрг/г, что соответствует каменному метеорному веществу; коэффициенты теплопередачи РМТ и фрагментов одинаковы и равны единице. Высота начала явления метеора считалась равной 105 км. Расстояние до ЗТ и длина волны соответственно равны $R_0 = 150$ км и $\lambda = 8,0$ м. Был проанализирован целый ряд возможных вариантов начала дробления по отношению к зеркальной точке: РМТ дробится на подлете к ЗТ, в зеркальной точке и после пролета ЗТ. Кроме того, было проанализировано три варианта скоростей отделения фрагментов от РМТ $u = 0; 30; 60$;

100 м/с. Из рассчитанных амплитудно-временных и фазово-временных картин в настоящей статье приводятся некоторые из них (рис. 1—3). Всюду на рисунках сплошная линия обозначает АВХ и ФВХ для случая отсутствия дробления (базовые). Линия с крестиками предназначена для случая $u=0$, а пунктирная линия соответствует $u=30$ м/с. Наконец, штрихпунктирная линия предназначена для варианта, когда $u=100$ м/с. По оси абсцисс отложено $x_0=2vt/\sqrt{R_0\lambda}$, а по оси ординат — значение I , нормированное на величину главного дифракционного максимума для случая отсутствия дробления. Для ФВХ по оси ординат отложено Ψ в градусах. На рис. 1 представлены АВХ для варианта начала дробления на подлете к ЗТ ($x_0 = -2,0$). Видно, что изотропный разлет фрагментов не вызывает изменения положений дифракционных максимумов и минимумов по сравнению с базовыми. Однако величины дифракционных максимумов и минимумов все еще больше базовых. Все это можно понять, если учесть, что КНД вызывает возрастание электронной концентрации, что и приводит к наблюдаемой картине. Возрастание скорости разлета фрагментов приводит к тому, что АВХ опускаются все ниже. Такая тенденция обусловлена уменьшением объемной электронной концентрации за счет разлета фрагментов. В случае если дробление происходит в ЗТ ($x_0 = 0$), то здесь мы наблюдаем несколько иную картину. Для случая $u=0$ рассчитанная АВХ представляет собой обычную огибающую, но с глубокими минимумами. Такое поведение АВХ согласуется с картиной ФВХ, представленной на рис. 3.

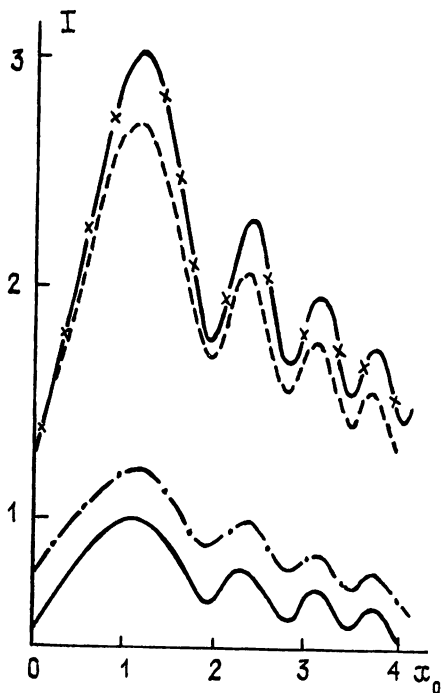


Рис. 1.

Возрастание скорости разлета фрагментов приводит к тому, что АВХ опускаются все ниже. Такая тенденция обусловлена уменьшением объемной электронной концентрации за счет разлета фрагментов. В случае если дробление происходит в ЗТ ($x_0 = 0$), то здесь мы наблюдаем несколько иную картину. Для случая $u=0$ рассчитанная АВХ представляет собой обычную огибающую, но с глубокими минимумами. Такое поведение АВХ согласуется с картиной ФВХ, представленной на рис. 3.

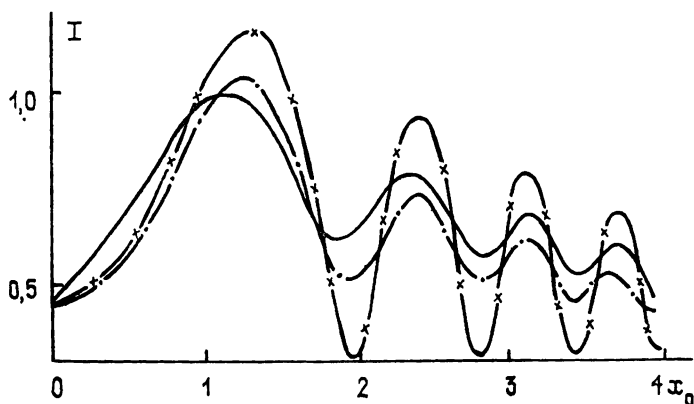


Рис. 2

Таким образом, можно сказать, что в рассмотренной модели КНД не вызывает искажений АВХ и ФВХ, как это было в случае осколочного дробления и дробления типа вспышки [10—12]. Однако поведение амплитуды носит свой специфический характер. Такие АВХ и ФВХ могут быть использованы для определения характеристик РМТ, продуктов дробления и самой плазмы.

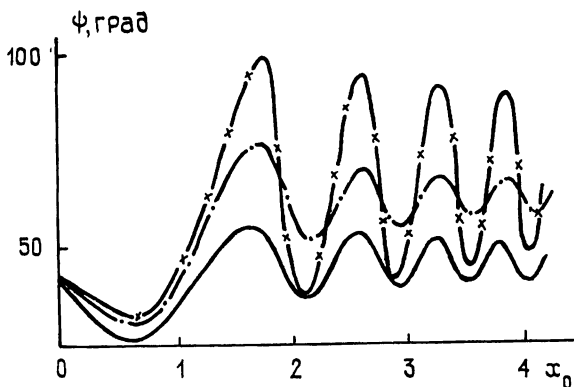


Рис. 3.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Левин Б Ю. // Астрон. журн., 1963. Т. 40. № 2. С. 304.
- 2 Лебединец В. Н. Пыль в верхней атмосфере и космическом пространстве. Метеоры. — Л.: Гидрометеиздат, 1980. — 240 с.
- 3 Бронштэн В. А. Физика метеорных явлений. — М.: Наука, 1981. — 416 с.
- 4 Гартман Н. А., Чеботарев Р. П. // Кометы и метеоры. 1982. № 32. С. 23.
- 5 Калениченко В. В. // Астрон. вестник. 1980. Т. 14. № 1. С. 35.
- 6 Бабаджанов П. Б., Новиков Г. Г., Лебединец В. Н., Блохин А. В. Препринт ФТИ № 919. Л., 1984.
- 7 Новиков Г. Г., Лебединец В. Н., Блохин А. В. // Письма в Астрон. журн. 1984. Т. 10. № 1. С. 71.
- 8 Новиков Г. Г., Лебединец В. Н., Блохин А. В. // Письма в Астрон. журн. 1984. Т. 10. № 10. С. 785.
- 9 Новиков Г. Г., Лебединец В. Н., Блохин А. В. // Труды Института Экспериментальной Метеорологии. 1986. Вып. 18 (119). С. 65.
- 10 Новиков Г. Г., Блохин А. В. Препринт ФТИ № 901. Л., 1984.
- 11 Новиков Г. Г., Блохин А. В. // ДАН ТаджССР. 1986. Т. 29. № 8. С. 457.
- 12 Новиков Г. Г., Блохин А. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. № 3. С. 362.
- 13 Докучаев В. П. // Астрон. журн. 1960. Т. 37. № 1. С. 111.
- 14 Poole L. M. G., Nicholson T. F. // Planet. Space Sci. 1975. V. 23. № 9. P. 1261.
- 15 Новиков Г. Г., Цыганков С. Ф., Рубцов Л. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1976. Т. 19. № 2. С. 170.
- 16 Новиков Г. Г., Цыганков С. Ф., Блохин А. В. // Геомагнетизм и аэрoномия. 1981. Т. 21. № 1. С. 105.
- 17 Кащеев Б. Л., Лебединец В. А., Лагутин М. Ф. Метеорные явления в атмосфере Земли. — М.: Наука, 1967. — 260 с.
- 18 Novikov G. G., Pecina P., Blokhin A. V. // Bull. Inst. Czechosl. 1986. № 4. P. 189.

Институт астрофизики
АН ТаджССР

Поступила в редакцию
8 сентября 1987 г.

THE INFLUENCE OF THE QUASICONTINUOUS FRAGMENTATION ON THE METEOR PLASMA FORMATION AND RADIO WAVE REFLECTION FROM IONIC METEOR TRAILS

G. G. Novikov

The problem is solved about influence of quasicontinuous fragmentation on the distribution of electrons in meteor plasma trails. The obtained distribution different from normal gaussian law which usually used in the theory of meteor radiolocation. The expression for electronic density is used to construct characteristics of signals reflected from underdense meteor trails.