

**КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ
И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ**

УДК 530.38

**ФОРМИРОВАНИЕ МЕТЕОРНОЙ ПЛАЗМЫ С УЧЕТОМ
ДРОБЛЕНИЯ ТИПА ВСПЫШКИ**

Г. Г. Новиков, А. В. Блохин

Эта форма дробления часто наблюдается визуально и фотографически. Однако вспышки фиксируются и у радиометеоров. Об этом свидетельствуют наблюдаемые резкие возрастания амплитуды на дифракционной картине рассеянного сигнала [1-3]. Ниже мы проанализируем влияние этого типа дробления на формирование метеорной плазмы и отражение радиоволн от метеорных следов недоуплотненного типа. Будем в дальнейшем придерживаться основных положений работы [4], в которой решена задача о формировании метеорной плазмы в диффузионном приближении без учета дробления. Кроме того, считаем, что выброс осколков, имеющих одинаковую начальную массу m_0 , однократный, происходит мгновенно и изотропно. Так как размеры родительского метеорного тела (РМТ) и осколков малы, то эти тела можно считать точечными объектами. Система координат выбирается следующим образом: ось z направлена вдоль траектории полета, оси x и y перпендикулярны z . Диффузией метеорной плазмы вдоль оси z можно пренебречь.

Пусть в момент времени $t=t_0$ от РМТ отделилось большое число n мелких недробящихся осколков, имеющих одинаковую и постоянную скорость выброса U . Тогда с учетом изотропии выброса получим следующее выражение для источника электронов от вспышки:

$$S_f = \frac{nG_K(t)}{2\pi U(t-t_0)} \frac{\delta(z - Vt - \sqrt{U^2(t-t_0)^2 - \rho^2})}{\sqrt{U^2(t-t_0)^2 - \rho^2}} \Theta(t-t_0) \times \Theta(t_0 + \tau - t) \Theta(U(t-t_0) - \rho), \tag{1}$$

где τ — время жизни осколков до их полного испарения, $\Theta(x)$ — функция Хэвисайда, $\Theta(x)=1$ для $x \geq 0$ и $\Theta(x)=0$ для $x < 0$; $G_K = -\frac{\beta}{m} dm_K/dt$ — мощность источника от индивидуального осколка, имеющего в момент времени t массу $m_K(t)$, m — масса атома или молекулы метеорного вещества, β — коэффициент ионизации, $\delta(y)$ — одномерная дельта-функция Дирака, ρ — радиус-вектор, лежащий в плоскости xu .

Из решения уравнения амбиполярной диффузии с учетом (1) было найдено выражение для объемной электронной концентрации $N(\rho, z, t)$. Пользуясь найденным распределением для N , а также результатами работы [4], нетрудно было записать выражения для дифракционного интеграла I и фазы Ψ , характеризующих амплитуду сигнала, рассеянного от метеорного следа недоуплотненного типа. Из полученных выражений для I и Ψ следует, что ожидаемые амплитудно-временные характеристики (АВХ) и фазово-временные характеристики (ФВХ) отличаются от тех, которые мы имеем в отсутствие дробления. Это отличие, в первую очередь, обусловлено мощностью вспышки, приводящей к возрастанию электронной концентрации в момент вспышки, и изменением фазы рассеянного сигнала при разлете осколков. Результаты численных расчетов представлены на рис 1-3. На всех рисунках для АВХ дифракционный интеграл нормирован на значение I первого максимума в отсутствие дробления. По оси абсцисс отложена величина $x_0 = 2Vt/\sqrt{R_0\lambda}$, где V — скорость метеора, R_0 — расстояние от наблюдателя до зеркальной точки, λ — длина волны зондирующей станции. При построении АВХ и ФВХ параметры выбирались следующими: начальная масса метеороида $M_0 = 10^{-4}$ г, плотность $\delta = 3,4$ г/см³, $\cos z_R = 0,6$ (z_R — зенитный угол радианта метеора), энергия испарения $Q = 8 \cdot 10^{10}$ эрг/г, $V = 40$ км/с, $R_0 = 150$ км, $\lambda = 8$ м. Сплошная линия на всех рисунках соответствует случаю отсутствия дробления. Пунктирная линия для момента вспышки в точке $x_0 = 2$, штрихпунктирная линия для $x_0 = 0$, т. е. вспышка произошла в зеркальной точке, точками обозначена кривая, соответствующая вспышке в точке $x_0 = -2$.

На рис. 1 представлена картина АВХ для случая, когда $U=0$ и РМТ в момент вспышки дробится на 20 осколков без остаточной массы. Видно, что во всех случаях полученные АВХ значительно выше базовой (дробление отсутствует), что обусловлено мощностью вспышки, и не искажены, поскольку фаза Ψ при этом ведет себя

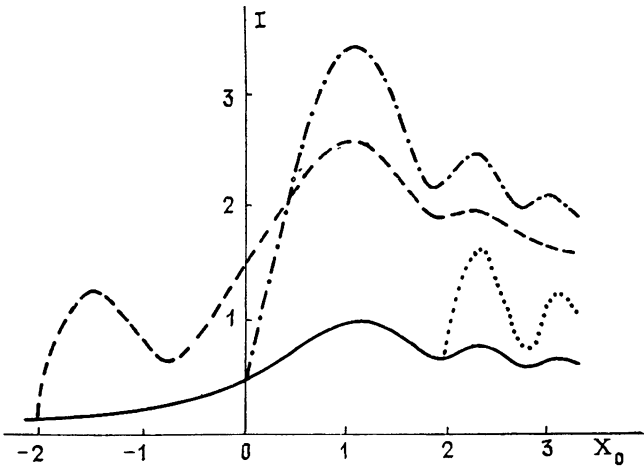


Рис. 1.

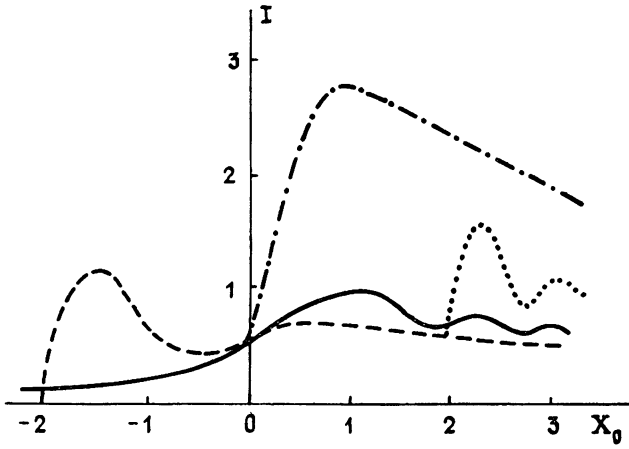


Рис. 2.

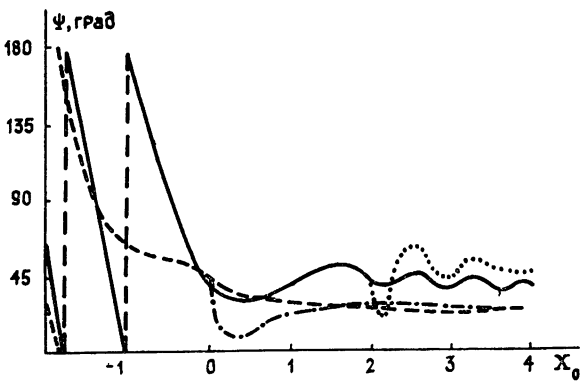


Рис. 3.

аналогичным образом, что и в случае отсутствия дробления. Положение дифракционных максимумов и минимумов остается тем же, что и для базовой АВХ. Следовательно, такие дифракционные картины можно обрабатывать по известной методике для определения радиантов, скоростей метеоров, а также коэффициента амби-полярной диффузии. Из рис 1 видно, что при вспышке на подлете к зеркальной точке $x_0 = -2$ появляется заметный максимум, которого нет в случае отсутствия дробления. Такой всплеск амплитуды подтверждается радиолокационными наблюдениями метеоров [1-3].

Нами проведено также построение АВХ, ФВХ для случая, когда осколки отделяются со скоростями U , отличными от нуля. Численные расчеты показали, что при скоростях, например, $U=10$ м/с получаемые дифракционные картины незначительно отличны от той, которая приведена на рис 1. На рис 2,3 дана картина АВХ и ФВХ для случая, когда $U=100$ м/с, число осколков $n=200$ и остаточная масса равна нулю. Видно, что дифракционная картина отличается от случая $U=0$. Интересен при этом случай, когда вспышка происходит в зеркальной точке. При этом амплитуда быстро возрастает до своего максимального значения, а затем идет ее плавный спад. Надо отметить, что при этом все еще имеется движущаяся цель, поскольку осколки не испарились полностью. Однако дифракционная картина с бинениями отсутствует. Для этого случая фаза (рис 3) после достижения максимума амплитуды при $x_0=1$ остается практически постоянной. Поскольку скорость разлета осколков значительно больше диффузионной скорости расширения плазмы, то рассеяние сигнала идет в основном от головной части, что и приводит к картине, рассмотренной нами выше. Такое поведение амплитуды можно, по-видимому, интерпретировать как головное эхо [4, 5].

ЛИТЕРАТУРА

1. Кашеев Б Л., Лебединец В Н., Лагутин М Ф Метеорные явления в атмосфере Земли — М. Наука, 1967
2. Кашеев Б Л., Новоселова Н В. — Астрон. вестник, 1975, 9, № 1, с. 3
3. Кашеев Б Л., Новоселова Н В — Астрон. вестник, 1975, 9, № 2, с. 83.
4. Докучаев В П — Астрон. журн., 1960, 37, № 1, с. 111
5. Мак-Кинли Д Методы метеорной астрономии. — М. Мир, 1964.

Институт астрофизики
АН ТаджССР

Поступила в редакцию
29 декабря 1984 г.,
после сокращения
6 августа 1985 г.

УДК 621 371 24

СПЕКТРЫ ФЛУКТУАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТА ПРИ УСРЕДНЯЮЩЕМ ДЕЙСТВИИ ПРИЕМНОЙ АПЕРТУРЫ

В. И. Григорьевский, А. Н. Ломакин, С. В. Тараканов

В ряде случаев при работе оптических систем, таких, как светодальномеры, оптические локаторы и другие, из-за влияния атмосферы могут возникать значительные погрешности в измерениях расстояний, скоростей и т. д., вызываемые флуктуациями интенсивности принимаемого светового потока [1]. Иногда можно значительно уменьшить погрешность измеряемых величин, применяя различные системы шумоподавления или выбирая рабочие частоты выше верхней частоты спектра флуктуаций интенсивности принимаемого светового потока [2, 3]. При расчете, проектировании и испытаниях аппаратуры необходимо с достаточной точностью знать форму кривой спектра флуктуаций интенсивности, которая зависит как от атмосферных условий, так и от геометрических параметров приемной и передающей частей оптико-электронного прибора.

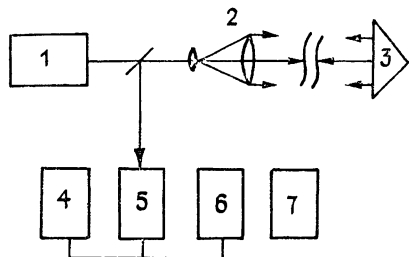


Рис 1 1 — лазер, 2 — телескоп, 3 — отражатель, 4 — осциллограф, 5 — ФЭУ, 6 — анализатор спектра, 7 — самописец.

Ниже приводятся экспериментальные данные о высокочастотной части (свыше 100 Гц) спектра флуктуаций интенсивности принимаемого светового потока для различных атмосферных условий, полученные на трассе длиной 1200 метров с отраже-