ИЗВЕСТИЯ
ТОМСКОГО ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА имени С. М. КИРОВА

Том 100 1962

МОЩНОСТЬ СИГНАЛА, ОТРАЖЕННОГО ОТ МЕТЕОРНОГО СЛЕДА В УСЛОВИЯХ ИНТЕНСИВНОЙ ДИФФУЗИИ

Е. И. ФИАЛКО

(Представлено научным семинаром радиотехнического факультета)

Введение. Постановка задачи

Большой интерес представляет установление количественной зависимости мощности эхо-сигнала от параметров метеора, атмосферы и радиолокатора в условиях интенсивной диффузии.

Эффект диффузии приводит к тому, что за время образования ионизированного следа в пределах первой зоны Френеля происходит расширение следа, в результате чего максимальный коэффициент отражения (и, следовательно, наибольшая амплитуда эхо-сигнала) уменьшается по сравнению со случаем отсутствия диффузии.

Кайзер [1] получил отношение ζ наибольшей амплитуды эхо-сигнала в условиях диффузии к установившемуся значению амплитуды эхо-сигнала при отсутствии диффузии в функции

$$\Delta = \frac{16\,\pi^2 D R^{1/2}}{V \lambda^{3/2}}, \qquad (1)$$

где D—коэффициент амбиполярной диффузии; V—скорость метеорного тела; R—наклонная дальность от локатора до следа (по нормали); λ—длина волны локатора.

Результат решения методом численного интегрирования приведен Кайзером в виде графика $\zeta(\Delta)$ (рис. 1).

Однако Кайзер не дал аналитической зависимости $\zeta(\Delta)$, а следовательно, и не представил мощность эхо-сигнала в функции V, D и т. д.

Хокинс [2], исследовав радиоэхо в условиях сильной диффузии, получил приближенную зависимость

$$\varepsilon = 2{,}54 \cdot 10^{-28} \frac{P_i G^2 \lambda^3 \alpha^2}{R^3}\, \zeta^2, \qquad (2)$$

где ε—мощность эхо-сигнала; P_i—излучаемая мощность в импульсе; G—коэффициент направленного действия антенны; α—линейная плотность электронов (в электронах на 1 *см*);

$$\zeta = \frac{\sqrt{2}}{\Delta}. \qquad (3)$$

Как следует из (1), (2) и (3),

$$\varepsilon \sim \frac{\lambda^6 V^2 \alpha^2}{D^2 R^4}, \tag{4}$$

в то время как при отсутствии диффузии, как известно [3],

$$\varepsilon \sim \frac{\lambda^3}{R^3} \alpha^2. \tag{5}$$

Однако результат, полученный Хокинсом, вызывает сомнения, так как именно при интенсивной диффузии $\zeta(\Delta)$ по Хокинсу несколько отличается от $\zeta(\Delta)$ по Кайзеру; на точность же решения в области малых Δ Хокинс не претендует.

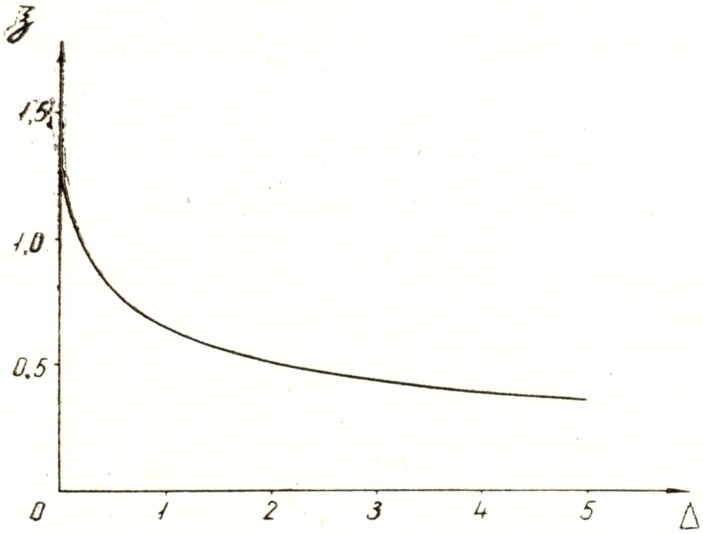

Рис. 1. Зависимость $\zeta(\Delta)$ по Кайзеру [1].

Более точный результат получен Ф. И. Перегудовым [4]: мощность отраженного от метеорного следа сигнала на входе приемника через t секунд после прохождения метеорным телом середины 1-й зоны Френеля равна

$$\varepsilon = \frac{1}{144^2 \pi^6} \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 \cdot \left(\frac{\beta m}{\mu H}\right)^2 \frac{V^2 \lambda^6 P_i G^2}{R^4 D^2} \cos^2\chi (1 - e^{-\Delta})^2 \cdot$$

$$\cdot\, e^{-2(\kappa a)^2} e^{-\frac{32\pi^2 Dt}{\lambda^2}}, \tag{6}$$

где e, m_e — заряд и масса электрона; c — скорость света; m — масса метеорного тела; μ — масса атома метеорного вещества; H — высота однородной атмосферы; χ — зенитное расстояние радианта метеора; β — вероятность ионизации; $\kappa = \frac{2\pi}{\lambda}$; a — начальный радиус метеорного следа.

Формула (6) получена для случая, когда отражающий участок следа расположен в области характеристической высоты, и поэтому

$$\alpha = \alpha_{\max} = \frac{4}{9} \cdot \frac{\beta}{\mu H} m \cos\chi; \tag{7}$$

по Перегудову

$$\zeta(\Delta) = \sqrt{2}\,\frac{1-e^{-\frac{\Delta}{\sqrt{2}}}}{\Delta}. \qquad (8)$$

Хотя формула (8) получена в результате существенных упрощений, она дает весьма хорошее приближение для $0 < \Delta < 2$.

При больших Δ, как следует из (8), $\zeta(\Delta) \approx \frac{\sqrt{2}}{\Delta}$, то есть результат Хокинса является частным случаем формулы (8). При этом, как видно из (6), при $t \approx 0$ приближенно

$$\varepsilon \sim \frac{\beta^2 \lambda^6 V^2}{D^2 R^4}. \qquad (9)$$

Если учесть зависимость $D(h)$, $R(h, \chi)$ и $H(h)$, а также зависимость характеристической высоты h_m от скорости метеорного тела [4, 13], получим

$$R(h \approx h_m) \sim V^{0,15},$$

$$D(h \approx h_m) \sim V^{2,3}. \qquad (10)$$

Подставив (10) в (9), найдем

$$\varepsilon \sim \beta^2 V^{-3,2}. \qquad (11)$$

Однако как (9), так и (11) нуждаются в уточнении, так как в области больших Δ решение становится неточным.

Таким образом, для уточнения зависимости ε от V, λ, R и D необходимо уточнить аналитическое выражение $\zeta(\Delta)$. Кроме того, в ряде случаев нельзя ограничиваться рассмотрением области высот $h \approx h_m$; необходимо также исследовать другой частный случай $h > h_m$.

Для этой цели получим общее выражение мощности нормально отраженного сигнала от параметров локатора, метеора и атмосферы, уточнив зависимость $\zeta(\Delta)$ и не ограничиваясь случаем $h = h_m$.

Мощность эхо-сигнала

Как известно, мощность принимаемого эхо-сигнала равна [3, 5]

$$\varepsilon = \frac{P_i G^2 \lambda^2}{64 \pi^3 R^4} \cdot s_0, \qquad (12)$$

где s_0—эффективная рассеивающая поверхность отражающего объекта (в данном случае ионизированного метеорного следа).

В случае, когда линейная плотность электронов в следе $\alpha \ll 2{,}4 \cdot 10^{12}$ *эл/см*, эффективная рассеивающая поверхность цилиндрического следа оказывается равной [4]

$$s_0 = 2\pi \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 R \lambda \alpha^2 e^{-2(ka)^2} e^{-\frac{32\pi^2 D t}{\lambda^2}}, \qquad (13)$$

где a—начальный радиус следа, обусловленный термодиффузией; t—время, прошедшее с момента прохождения метеорным телом середины 1-й зоны Френеля (то есть точки, лежащей на пересечении траектории метеорного тела с перпендикуляром, опущенным из места расположения локатора на траекторию).

Формула (13) не учитывает пульсаций амплитуды эхо-сигнала вследствие Френелевской дифракции.

Кроме того, в (13) не учтено изменение амплитуды отраженного сигнала вследствие параболичности формы следа, обусловленной эффектом диффузии; не учтено также увеличение амплитуды эхо-сигнала, которое может наблюдаться за счет резонансных эффектов в ионизированном следе.

Для того, чтобы найти наибольшее значение эффективной рассеивающей поверхности в общем виде, воспользуемся известным выражением для s_0 [5]:

$$s_0 = 4\pi R^2 \frac{p_2}{p_1}, \tag{14}$$

где p_1 — плотность потока мощности первичного поля у цели; p_2 — плотность потока мощности вторичного поля в области расположения радиоприемного устройства.

Сравнивая эффективные рассеивающие поверхности метеора при неизменных значениях R и p_1, получим

$$\frac{s_{0\mathrm{I}}}{s_{0\mathrm{II}}} = \frac{p_{2\mathrm{I}}}{p_{2\mathrm{II}}}. \tag{15}$$

Переходя от мощности вторичного поля к амплитуде u_m принимаемого сигнала, представим (15) в виде

$$\frac{s_{0\mathrm{I}}}{s_{0\mathrm{II}}} = \left(\frac{u_{m\mathrm{I}}}{u_{m\mathrm{II}}}\right)^2. \tag{16}$$

Обозначим через $u_{m\mathrm{I}}$ установившееся значение амплитуды принятого сигнала при отсутствии концентрационной диффузии; эффективная рассеивающая поверхность для этого случая будет равна (см. (13)):

$$s_{0\mathrm{I}} = 2\pi \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 R\lambda\alpha^2 e^{-2(\kappa a)^2}. \tag{17}$$

Наибольшему значению амплитуды $u_{m\mathrm{II}}$ в случае наличия диффузии (то есть в случае параболической формы следа) с учетом дифракции в области первой зоны Френеля соответствует $s_{0\mathrm{II}}$. Из (16) и (17) получим

$$s_{0\mathrm{II}} = 2\pi \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 R\lambda\alpha^2 e^{-2(\kappa a)^2} \cdot \zeta^2, \tag{18}$$

где

$$\zeta = \frac{u_{m\mathrm{II}}}{u_{m\mathrm{I}}}.$$

Если вследствие резонанса плазмы в метеорном следе (что может иметь место в случае наличия составляющей электрического поля, нормальной оси следа, при соблюдении условий $\alpha \ll 10^{12}$ *эл/см* и $a \ll \lambda$) наибольшее значение амплитуды принятого сигнала возрастает до величины $u_{m\mathrm{III}}$, то эффективная рассеивающая поверхность $s_{0\mathrm{III}}$ будет равна

$$s_{0\text{III}} = s_{0\text{II}} \cdot \left(\frac{u_{m\text{III}}}{u_{m\text{II}}}\right)^2,$$

и с учетом (18)

$$s_{0\text{III}} = 2\pi \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 R\lambda\alpha^2 e^{-2(\kappa a)^2}\zeta^2\eta^2, \qquad (19)$$

где

$$\eta = \frac{u_{m\text{III}}}{u_{m\text{II}}}.$$

Подставляя (19) в (12), получим выражение для наибольшего значения мощности принятого эхо-сигнала

$$\varepsilon = \frac{1}{32\pi^2}\left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 \frac{P_i G^2\lambda^3}{R^3}\alpha^2 e^{-2(\kappa a)^2}\zeta^2\eta^2. \qquad (20)$$

По истечении же времени t после образования половины первой зоны Френеля, мощность $\varepsilon(t)$, как это следует из (12), (13), (16) и (19), будет равна

$$\varepsilon(t) = \frac{1}{32\pi^2}\left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 \frac{P_i G^2\lambda^3}{R^3}\alpha^2 e^{-2(\kappa a)^2}\zeta^2\eta^2 e^{-\frac{32\pi^2 Dt}{\lambda^2}}. \qquad (21)$$

Как уже упоминалось, зависимость коэффициента ζ от Δ (1) получена Кайзером [1] методом численного интегрирования и представлена графически (рис. 1). Однако для решения ряда задач необходимо иметь аналитическое выражение $\zeta(\Delta)$.

Аналитическое выражение коэффициента $\zeta(\Delta)$

В результате приближенного анализа Ф. И. Перегудов [4] нашел, как упоминалось выше,

$$\zeta(\Delta) = \frac{1 - e^{-\frac{\Delta}{\sqrt{2}}}}{\Delta}\sqrt{2}. \qquad (8)$$

Однако в области больших значений Δ формула (8) дает заметные погрешности.

Для получения более точного аналитического выражения $\zeta(\Delta)$ следует использовать (8) для определения структуры формулы, которая давала бы удовлетворительную аппроксимацию зависимости $\zeta(\Delta)$, полученной Кайзером.

Представим $\zeta(\Delta)$ в виде

$$\zeta(\Delta) = A\,\frac{1 - e^{-B\Delta^n}}{B\Delta^n} \qquad (22)$$

и найдем коэффициенты A, B и показатель n из условия совпадения аппроксимирующей и аппроксимируемой кривых при $\Delta = 0;\ 1;\ 5$.

По Кайзеру (рис. 1)

$$\begin{aligned} &\zeta(\Delta = 0) = 1{,}18;\\ &\zeta(\Delta = 1) = 0{,}62; \qquad (23)\\ &\zeta(\Delta = 5) = 0{,}34. \end{aligned}$$

Из (22) и (23) получим $A = 1,18$ и

$$
\begin{aligned}
0,53\,B &= 1 - e^{-B}, \\
B \,.\, 5^{n} &\approx 3,47.
\end{aligned}
\tag{24}
$$

Решая графически первое уравнение относительно B, найдем $B \approx 1,4$; из второго уравнения $n \approx 0,57$. Таким образом, (22) принимает вид

$$
\zeta(\Delta) \approx 0,83\,\frac{1 - e^{-1,4\Delta^{0,57}}}{\Delta^{0,57}}\,. \tag{25}
$$

Округлив значения B и n до $n = 0,5$ и $B = 1,5$, представим (22) в виде

$$
\zeta(\Delta) \approx 1,18\,\frac{1 - e^{-1,5\Delta^{0,5}}}{1,5\Delta^{0,5}}\,. \tag{26}
$$

Зависимость $\zeta(\Delta)$, построенная по формуле (26), представлена на рис. 2 (кривая *2*); на этом же рисунке представлена зависимость $\zeta(\Delta)$ по Кайзеру (кривая *1*); как видно из рис. 2, формула (26) дает весьма хорошее приближение в широком диапазоне значений Δ ($\Delta = 0 \div 5$).

В области интенсивной диффузии (Δ—велико)

$$
\zeta \sim \frac{1}{\Delta^{0,5}}\,,
$$

в то время как по Хокинсу [3] и Перегудову [4]

$$
\zeta \sim \frac{1}{\Delta}\,.
$$

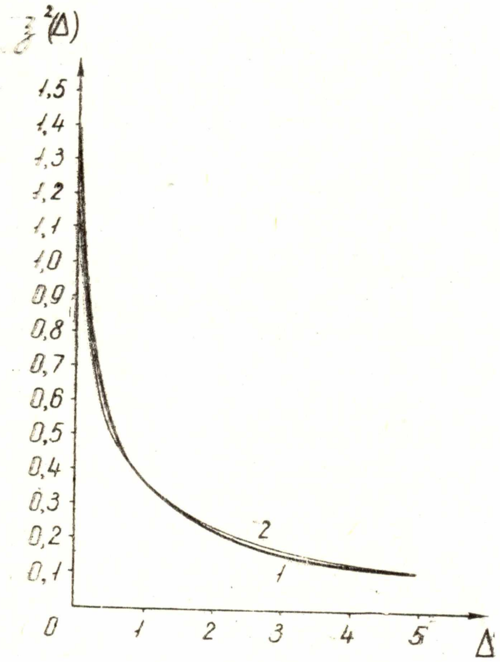

Рис. 2. Зависимость $\zeta^2(\Delta)$:
1 — $\zeta^2(\Delta)$ по Кайзеру;
2 — $\zeta^2(\Delta) = \left(1,18\,\frac{1 - e^{-1,5\Delta^{0,5}}}{1,5\Delta^{0,5}}\right)^2$.

Заметим, что здесь не рассматривается случай диффузии, интенсивной настолько, что размер отражающего участка следа становится значительно меньше длины 1-й зоны Френеля [6].

Зависимость мощности эхо-сигнала от параметров локатора и от линейной плотности электронов в метеорном следе

Подставив (26) в (21), получим

$$
\varepsilon(t) = A_1\,\frac{P_t G^2 \lambda^3}{R^3}\,\alpha^2 \left(\frac{1 - e^{-1,5\Delta^{0,5}}}{1,5\Delta^{0,5}}\right)^2 e^{-2(\kappa a)^2} e^{-\frac{32\pi^2 D t}{\lambda^2}} \,.\, \eta^2, \tag{27}
$$

где

$$
A_1 = \frac{1,18^2}{32\pi^2}\left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 = 3,5 \cdot 10^{-28}.
$$

При слабой диффузии $\zeta \approx 1$ и $\varepsilon \sim \dfrac{\lambda^3}{R^3}\alpha^2$, что совпадает с (5). При сильной диффузии (Δ — велико)

$$e^{-1,5\Delta^{0,5}} \ll 1 \text{ и } \varepsilon(t) \sim \frac{1}{\Delta}.$$

И так как

$$\Delta = \frac{16\pi^2 D R^{1/2}}{V\lambda^{3/2}}, \tag{1}$$

то

$$\varepsilon(t) = A_2 \frac{P_i G^2 \lambda^{4,5} V}{DR^{3,5}} \alpha^2 e^{-2(\kappa a)^2} e^{-\frac{32\pi^2 Dt}{\lambda^2}} \eta^2, \tag{28}$$

где

$$A_2 = \frac{1,18^2}{32\pi^4}\left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 \frac{1}{1,5^2 \cdot 16} \approx 0,98 \cdot 10^{-30},$$

то есть

$$\varepsilon \sim \frac{\lambda^{4,5} V}{DR^{3,5}} \cdot \alpha^2. \tag{29}$$

При дальнейшем рассмотрении вопроса ограничимся случаем отсутствия резонанса (точнее, случаем горизонтальной поляризации радиоволн относительно следа) и примем $\eta = 1$.

Сравнивая (29) с (5), видим, что зависимость мощности эхо-сигнала от λ и R в случае интенсивной диффузии становится более резкой, чем при отсутствии диффузии; вместе с тем эта зависимость менее сильная, чем это следует из (4) и (9).

Кроме того, как видно из сравнения (29) с (4) и (9), мощность эхо-сигнала пропорциональна скорости (а не квадрату скорости) и обратно пропорциональна коэффициенту диффузии (а не квадрату коэффициента диффузии).

Этот вывод справедлив при рассмотрении мощности эхо-сигнала, полученного от участка следа с данной линейной плотностью электронов; такая постановка вопроса имеет физический смысл в ряде случаев, в том числе при сравнении результатов наблюдения на разных длинах волн.

Зависимость мощности эхо-сигнала от параметров радиолокатора и от массы и скорости метеорного тела

Выразив линейную плотность электронов в метеорном следе через массу метеорного тела [1],

$$\alpha = \frac{\beta m \cos\chi}{\mu H} \cdot \frac{p}{p_m}\left(1 - \frac{1}{3}\frac{p}{p_m}\right)^2, \tag{30}$$

где p—атмосферное давление в точке с линейной плотностью электронов α; p_m—давление на характеристической высоте (то есть на высоте, соответствующей максимуму α), равное

$$\left.\begin{aligned} p_m &= \frac{Q m^{1/3}}{V^2}\cos\chi; \\ Q &= \frac{2gl}{\Lambda A}; \end{aligned}\right\} \tag{31}$$

l—энергия, необходимая для разогрева, расплавления и испарения 1 *г* метеорного вещества; g—ускорение силы тяжести; Λ—коэффициент теплопередачи; А—коэффициент формы метеорного тела, зависящий от формы и плотности метеорного тела.

Остальные обозначения, входящие в (30) и (31), расшифрованы выше (см. (6) и (1)).

Подставляя (30) в (27), получим

$$\varepsilon(t) = 3{,}5\,.\,10^{-28}\,\frac{P_i G^2 \lambda^3}{R^3}\left(\frac{\beta m \cos\chi}{\mu H}\right)^2\left(\frac{p}{p_m}\right)^2\left(1 - \frac{1}{3}\,\frac{p}{p_m}\right)^4 \cdot$$

$$\cdot\left(\frac{1 - e^{-1{,}5\Delta^{0{,}5}}}{1{,}5\Delta^{0{,}5}}\right)^2 e^{-2(\kappa a)^2} e^{-\frac{32\pi^2 Dt}{\lambda^2}} \qquad (32)$$

как оговорено выше, полагаем $\eta = 1$).

При слабой диффузии ($\Delta \ll 1$) формула (32) принимает вид

$$\varepsilon(t) = 3{,}5\,.\,10^{-28}\,\frac{P_i G^2 \lambda^3}{R^3}\left(\frac{\beta m \cos\chi}{\mu H}\right)^2\left(\frac{p}{p_m}\right)^2\left(1 - \frac{1}{3}\,\frac{p}{p_m}\right)^4 e^{-2(\kappa a)^2}\cdot e^{-\frac{32\pi^2 Dt}{\lambda^2}}. \qquad (33)$$

В случае приема отражений из области характеристической высоты $h \approx h_m$:

$$\varepsilon(t) \approx A_2\,\frac{P_i G^2 \lambda^3}{R^3}\left(\frac{\beta m \cos\chi}{\mu H}\right)^2 \cdot e^{-2(\kappa a)^2}\cdot e^{-\frac{32\pi^2 Dt}{\lambda^2}}, \qquad (34)$$

где

$$A_2 = A_1\left(\frac{2}{3}\right)^4 = 0{,}69\cdot 10^{-28},$$

то есть (при $\kappa a \ll 1$):

$$\varepsilon \sim \frac{\lambda^3 \beta^2}{R^3 H^2}\, m^2. \qquad (35)$$

В случае приема из области высот $h > h_m$, причем $p \ll p_m$, формула (32) принимает вид

$$\varepsilon(t) = 3{,}5\cdot 10^{-28}\,\frac{P_i G^2 \lambda^3}{R^3}\left(\frac{\beta m \cos\chi}{\mu H}\right)^2\left(\frac{p}{p_m}\right)^2 \cdot e^{-2(\kappa a)^2}\cdot e^{-\frac{32\pi^2 Dt}{\lambda^2}}, \qquad (36)$$

и с учетом (31)

$$\varepsilon(t) \approx 3{,}5\cdot 10^{-28}\,\frac{P_i G^2 \lambda^3}{R^3}\left(\frac{\beta}{\mu H}\right)^2 \frac{V^4 m^{4/3}}{Q^2}\, p^2 e^{-2(\kappa a)^2}\cdot e^{-\frac{32\pi^2 Dt}{\lambda^2}},$$

то есть (при $\kappa a \ll 1$)

$$\varepsilon = \frac{\lambda^3 \beta^2 V^4}{R^3 H^2}\, m^{4/3} p^2. \qquad (37)$$

При интенсивной диффузии $e^{-1{,}5\Delta^{0{,}5}} \ll 1$ и выражение (32) с учетом (1) приобретает вид

$$\varepsilon(t) = A_3\,\frac{P_i G^2 \lambda^{4{,}5} V}{R^{3{,}5} D}\left(\frac{\beta m \cos\chi}{\mu H}\right)^2\left(\frac{p}{p_m}\right)^2\left(1 - \frac{1}{3}\,\frac{p}{p_m}\right)^4 e^{-2(\kappa a)^2} e^{-\frac{32\pi^2 Dt}{\lambda^2}}, \qquad (38)$$

где

$$A_3 = \frac{A_1}{1{,}5^2 16\pi^2} = 0{,}98\cdot 10^{-30}.$$

В случае приема из области $h \approx h_m$:

$$\varepsilon(t) \approx 0{,}2 \cdot 10^{-30} \frac{P_i G^2 \lambda^{4,5} V}{R^{3,5} D} \left(\frac{\beta m \cos \chi}{\mu H}\right)^2 e^{-2(\kappa a)^2} e^{-\frac{32\pi^2 D t}{\lambda^2}}, \qquad (39)$$

то есть (при $\kappa a \ll 1$):

$$\varepsilon \sim \frac{\lambda^{4,5} V \beta^2}{R^{3,5} H^2 D} m^2. \qquad (40)$$

При приеме из области $h > h_m$ (причем $p \ll p_m$)

$$\varepsilon(t) = 98 \cdot 10^{-32} \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 \frac{P_i G^2 \lambda^{4,5} V}{R^{3,5} D} \left(\frac{\beta}{\mu H}\right)^2 \frac{m^{4/3} V^4}{Q^2} p^2 e^{-2(\kappa a)^2} e^{-\frac{32\pi^2 D t}{\lambda^2}}, \qquad (41)$$

то есть (при $\kappa a \gg 1$):

$$\varepsilon \sim \frac{\lambda^{4,5} V^5 \beta^2}{R^{3,5} H^2 D} m^{4/3} p^2. \qquad (42)$$

Формулы (35), (37), (40) и (42) дают представление о характере зависимости мощности эхо-сигнала от некоторых параметров метеора, атмосферы и локатора при расположении нормально отражающего участка в области характеристической высоты и в области, расположенной выше h_m, как в условиях слабой, так и в условиях интенсивной диффузии (при выполнении неравенства $2(\kappa a)^2 \ll 1$).

Сравнивая (35) с (37) и (40) с (42), можно отметить, что для отражений из высоких слоев ($h > h_m$, $p \ll p_m$) характерна более резкая зависимость мощности сигнала от скорости метеорного тела и более слабая зависимость мощности от массы метеорного тела, чем для отражений, приходящих из области характеристической высоты.

Из сопоставления (35) с (40) и (37) с (42) следует, что повышение диффузии приводит к некоторому усилению зависимости мощности эхо-сигнала от длины волны, наклонной дальности до метеорного следа и скорости метеорного тела.

Рассмотрим более подробно зависимость $\varepsilon(V)$.

Зависимость мощности эхо-сигнала от скорости метеорного тела

Рассмотрим вначале прием нормально-отраженных сигналов из области, лежащей над характеристической высотой ($h > h_m$; $p \ll p_m$). Этот случай представляет практический интерес, в частности, при изучении радиоэхо, пришедших с больших дальностей.

В случае слабой и сильной диффузии имеем соответственно (см. (37) и (42))

$$\varepsilon \sim \beta^2 V^4 \qquad (43)$$

и

$$\varepsilon \sim \beta^2 V^5. \qquad (44)$$

Вероятность ионизации может быть представлена в виде [1]

$$\beta = d V^n, \qquad (45)$$

где d и n—постоянные.

Численное значение показателя n в настоящее время еще не установлено. Теоретические работы дают приблизительно $n \approx 1$ [7, 8, 9]. Попытки определить n по экспериментальным данным приводят к противоречивым результатам; экспериментально найденные значения n лежат в пределах $n = 0 \div 5{,}6$ [10, 11].

Таким образом, (43) и (44) с учетом (45) могут быть представлены в виде

$$\varepsilon \sim V^{2(n+2)} \tag{46}$$

и

$$\varepsilon \sim V^{2(n+2{,}5)}, \tag{47}$$

и хотя точное значение n неизвестно, совершенно очевидно, что зависимость мощности эхо-сигнала от скорости метеорного тела чрезвычайно сильная как в случае слабой, так и в случае интенсивной диффузии.

Это подтверждает положение, высказанное Б. Ю. Левиным, о важной роли физического фактора [12]. Полученный результат ясен и из физических соображений: с увеличением скорости увеличивается α_m и происходит сдвиг $\alpha(h)$ в сторону больших высот [13]; поэтому при $h > h_m$ увеличение V должно привести к резкому увеличению α, а следовательно, и ε.

Перейдем к рассмотрению приема сигналов из слоя в области характеристической высоты. Для выяснения зависимости $\varepsilon(V)$ следует учесть, что R, H и D являются функциями высоты, а характеристическая высота является функцией скорости метеорного тела.

Воспользовавшись экспериментально найденными зависимостями $h_m(V)$ [1], $H(h_m)$ [1] и $D(h)$ [14] и полагая $R \approx \dfrac{h}{\sin\chi}$, можно путем ряда аппроксимаций найти следующие приближенные зависимости [15]:

$$\begin{aligned} h_m(V) &\sim V^{0{,}15}; \\ H(V) &\sim V^{0{,}54}; \\ D(V) &\sim V^{2{,}36}. \end{aligned} \tag{48}$$

С учетом (45) и (48) получим для случая слабой диффузии (см. (35))

$$\varepsilon \sim \frac{\beta^2}{R^3 H^2} \sim V^{2(n-0{,}75)} \tag{49}$$

и для случая интенсивной диффузии (см. (40))

$$\varepsilon \sim \frac{\beta^2 V}{R^{3{,}5} H^2 D} \sim V^{2(n-1{,}5)}. \tag{50}$$

Таким образом, в случае приема нормально-отраженных эхо из слоя, примыкающего к h_m, мощность эхо-сигнала зависит от скорости метеорного тела (но эта зависимость значительно более слабая, чем в случае $h > h_m$). Делать более определенные выводы в настоящее время еще не представляется возможным из-за отсутствия надежных данных о величине показателя n. Но если ориентироваться на данные, полученные теоретическим путем [7, 8, 9] ($n \approx 1$), то зависимость $\varepsilon(V)$ в случае слабой диффузии будет иметь характер (49):

$$\varepsilon \sim \sqrt{V}, \tag{51}$$

а в случае интенсивной диффузии (см. (50))

$$\varepsilon \sim \frac{1}{\sqrt{V}}. \tag{52}$$

Из (51) и (52) следует интересный вывод, касающийся селективности радиолокационных наблюдений. Сравним метеорные тела с различными скоростями. Переход к метеорным телам с большими скоростями в области малых V приводит к увеличению мощности эхо-сигнала, так как в этом случае коэффициент диффузии сравнительно невелик (медленные метеоры испаряются на относительно малых высотах), и справедлива формула (51).

С увеличением скорости увеличивается характеристическая высота, что связано с увеличением коэффициента диффузии; когда диффузия становится весьма интенсивной, дальнейшее увеличение скорости метеорного тела приводит к уменьшению мощности эхо-сигнала (52). Следовательно, существует оптимальное значение скорости $V_{\text{опт}}$, которому соответствует $\varepsilon = \varepsilon_{\max}$ (при данных m и χ). Значит, имеет место селективность радиолокационных наблюдений по скорости метеорных тел, на что уже было обращено внимание Ю. А. Лощиловым, Хофмейстером и др.

Однако, если справедливы зависимости (51) и (52), то роль такой селективности невелика, так как зависимость $\varepsilon(V)$ слабая, а зависимость численности обнаруженных метеоров $N(V)$ будет еще слабее, так как, грубо говоря, $N \sim \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}$.

Некоторые замечания

Выше была рассмотрена зависимость наибольшего значения мощности эхо-сигнала от некоторых параметров локатора, метеора и атмосферы при нормальном отражении радиоволн от ионизированного метеорного следа в предположении, что начальный радиус следа a мал по сравнению с длиной волны, и можно считать, что $2\left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)^2 \ll 1$.

Это условие выполняется в области малых высот; в области же больших высот оно выполнимо лишь для сравнительно больших длин волн.

При малых длинах волн зависимость ε от λ и V в области больших V будет, по-видимому, более резкой, чем это следует из полученных выше формул (если величина показателя $n \gtrsim 1$).

В некоторых случаях необходимо знать, какого уровня достигает мощность по истечении времени $t = T_{\min}$ после образования следа (точнее, после прохождения метеорного тела через середину 1-й зоны Френеля). Время $T_{\min}$, необходимое для регистрации метеора (обнаружения или измерения какого-либо параметра), характеризует оперативность системы. В случае высокооперативных систем, работающих на сравнительно длинных волнах (например, на $\lambda \approx 10$ *м*), в условиях слабой диффузии $\frac{32\pi^2 D T_{\min}}{\lambda^2} \ll 1$ (и $2(ka)^2 \ll 1$); при этом справедливы выводы, полученные выше.

В случае же низкооперативной системы и сравнительно короткой волны в условиях интенсивной диффузии величина $\varepsilon(T_{\min})$ будет существенно зависеть от сомножителя $e^{-\frac{32\pi^2 D T_{\min}}{\lambda^2}}$ и характер зависимости $\varepsilon(T_{\min})$ от V будет иным, чем в предыдущем случае. Подробное рассмотрение этого вопроса здесь не приводится.

Выводы

1. Получено уточненное выражение для мощности эхо-сигнала в условиях нормального отражения радиоволн от ионизированного метеорного следа (27).

2. В условиях интенсивной диффузии мощность эхо-сигнала $\varepsilon \sim \frac{1}{\Delta}$, а не $\frac{1}{\Delta^2}$, как это следует из работы Хокинса [3].

3. Мощность эхо-сигналов, принятых из области характеристической высоты в условиях интенсивной диффузии, пропорциональна

$$\varepsilon \sim \frac{\lambda^{4.5} V}{R^{3,5} D} \beta^2;$$

зависимость ε от λ и R оказывается более резкой, чем при слабой диффузии, когда имеет место соотношение:

$$\varepsilon \sim \frac{\lambda^3}{R^3} \beta^2;$$

однако, зависимость $\varepsilon(\lambda, R, D, V)$ менее сильная, чем у Хокинса

$$\varepsilon \sim \frac{\lambda^6 V^2}{R^4 D^2}.$$

4. Мощность эхо-сигналов, пришедших из области, расположенной над h_m (при $p \ll p_m$), в сильной степени зависит от скорости метеорного тела:

$$\varepsilon \sim \beta^2 V^4 \sim V^{2(n+2)} \text{ — при слабой диффузии}$$

и

$$\varepsilon \sim \beta^2 V^5 \sim V^{2(n+2,5)} \text{ — при сильной диффузии.}$$

5. Зависимость мощности эхо-сигнала, принятого из области $h \approx h_m$, от скорости метеорного тела оказывается более слабой, чем в случае $h > h_m$:

$$\varepsilon \sim V^{2(n-0,75)} \text{ — при слабой диффузии}$$

и

$$\varepsilon \sim V^{2(n-1,5)} \text{ — при сильной диффузии.}$$

6. Подтверждаются предположения о селективности радиолокационных наблюдений метеоров по скорости метеорных тел.

Так, если вероятность ионизации пропорциональна скорости в первой степени ($n \approx 1$), то

$\varepsilon \sim \sqrt{V}$ — при слабой диффузии (т. е. в случае медленных метеоров)

и

$\varepsilon \sim \frac{1}{\sqrt{V}}$ — при интенсивной диффузии (т. е. в случае быстрых метеоров).

Однако при $n \approx 1$ селективность по скорости выражена слабо.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kaiser T. R. Radio-echo studies of meteor ionization, J. Adv. Phys., 2, N 8, 495, 1953.
2. Hawkins G. S. Radar echoes from meteor trails under conditions of severe diffusion, Proc. I. R. E., N 9, 1192, 1956.
3. Ловелл Б. и Клегг Д., Радиоастрономия, И. Л., 1953.
4. Перегудов Ф. И. О влиянии скоростей метеоров на часовое число в условиях радионаблюдения, А. Ж., **35**, 888, 1958.
5. Богомолов А. Ф. Основы радиолокации, Сов. радио, 1954.
6. Flood W. A. Meteor echoes at ultra—high frequencies, Journ. Geophys. Res. 62, N 1, 79, 1957.
7. Massey H. S., Sida D. W., Collision processes in meteor trails, Phil. Mag., 46, N 373, 190, 1955.
8. Sida D. W. Atomic collisions in meteor trails, „Meteors", Ed by T. R. Kaiser, p. 26, 1955.
9. Лощилов Ю. А. Применение теории атомных столкновений к процессам ионизации в метеорных следах, Изв. Астрон. обсерв. Одесского университета, **5**, вып. 1, 39, 1959.
10. Evans S. Scale heights and pressures in the upper atmosphere from radio—echo observations of meteors, M. N. R. A. S., **114**, N 1, 63, 1957.
11. Hawkins G. S. Meteor ionization and its dependence on velocity, Astr. J., **124**, N 1, 311, 1956.
12. Левин Б. Ю. Физическая теория метеоров и метеорное вещество в солнечной системе, Изд. АН СССР, 1956.
13. Фиалко Е. И. К вопросу о зависимости линейной плотности электронов в метеорном следе от скорости и массы метеорного тела, Известия Томского политехнического института, т. 105, 250, 1960.
14. Greenhow J. S., Neufeld E. L., The diffusion of ionized meteor trails in the upper atmosphere, Journ. Atm. Terr. Phys., **6**, N 2—3, 133, 1955.
15. Фиалко Е. И. Влияние скорости метеора на мощность эхо-сигнала, Известия Томского политехнического института, т. 105, 260, 1960.