

ВЛИЯНИЕ ПРОИЗВОДНЫХ ФАЗ ВТОРИЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ НА СПЕКТР СИГНАЛОВ, РАССЕЯННЫХ ТУРБУЛЕНТНОЙ СРЕДОЙ

Спектр сигналов в доплеровских системах зондирования атмосферы обычно однозначно связывают с распределением радиальных скоростей элементарных рассеивателей в объемном элементе разрешения системы [1, 2]. В качестве элементарных рассеивателей в свободной атмосфере рассматривают случайные флуктуации $\varepsilon_1(x, y, z, t)$ диэлектрической проницаемости среды (x, y, z – прямоугольные пространственные координаты, t – время).

Результаты многих экспериментальных исследований показывают, что ширина спектра скоростей по радиолокационным данным, как правило, больше, чем следует из результатов прямых контактных измерений [2-5]. При измерениях на коротких интервалах времени экспериментально наблюдаются спектры с несколькими экстремумами [6], которые существуют в течение времени, значительно превышающего время однократного зондирования. Исследователи подвергают сомнению длительное существование резких скачков диэлектрической проницаемости в атмосфере [7], отраженные сигналы которых могли бы объяснить выбросы в спектрах.

В работе [8] показано, что учет волнового поля, рассеянного в полусферу, обращенную к источнику падающей волны, приводит к эквивалентной структуре элементарных источников вторичных волн в виде линейных решеток (рис.1). Оси решеток направлены вдоль вектора рассеяния, период решеток постоянен и составляет величину $\lambda/2$, где λ – длина волны. Амплитуды и фазы (продольное положение) решеток случайны и определяются реализацией $\varepsilon_1(x, y, z, t)$ в рассеивающем объеме.

Ниже рассматривается влияние динамики парциальных решеток как источников вторичного поля на спектр рассеянных сигналов при наличии гидродинамического переноса среды в объеме рассеяния.

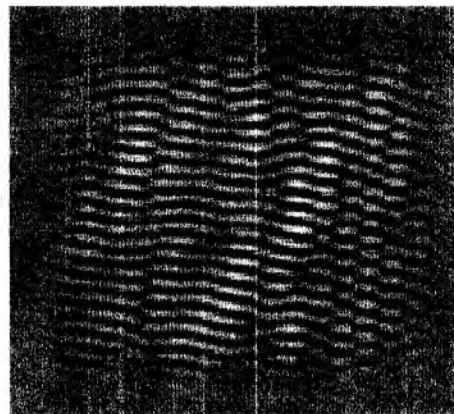


Рис. 1

1. Связь рассеянных сигналов с характеристиками источников вторичных волн

В работе [9] получено общее выражение для поля, рассеянного турбулентной средой:

$$\vec{E}_s(\vec{r}) = \frac{k}{4\pi} \int_V \frac{e^{jk|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \varepsilon_1(\vec{r}') [\vec{n}[\vec{E}_0(\vec{r}')\vec{n}]] d^3r', \quad (1)$$

где \vec{E}_0 и \vec{E}_s – векторы напряженности поля падающей и рассеянной волн; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; \vec{n} – единичный вектор, направленный из переменной точки интегрирования r' в сторону точки наблюдения r ; $d^3r' \equiv dx'dy'dz$.

Поместим начало координат в центр рассеивающего объема V (рис.2). Будем считать, что зондирование осуществляется вдоль оси x из точки $x = R$, $y = 0$, $z = 0$, а регистрация рассеянного поля ведется в некоторой окрестности этой точки на плоскости $x = R$. Характерный размер области рассеяния $L \ll R$.

Структура источников вторичного излучения (линейных решеток) описывается выражением [8]:

$$\varepsilon_s(x, y, z) = F(y, z) \cdot f(x) \cos(bx) = |\varepsilon_g| \exp\{j\varphi_g\} \cdot f(x) \cos(bx), \quad (2)$$

где $F(y, z)$ – комплексная функция, определяющая амплитуду $|\varepsilon_g|$ и начальную фазу φ_g колебаний параметра ε_s при фиксированных y, z ; $f(x)$ – огибающая решеток; b – модуль вектора рассеяния, при обратном рассеянии $b = 4\pi/\lambda$.

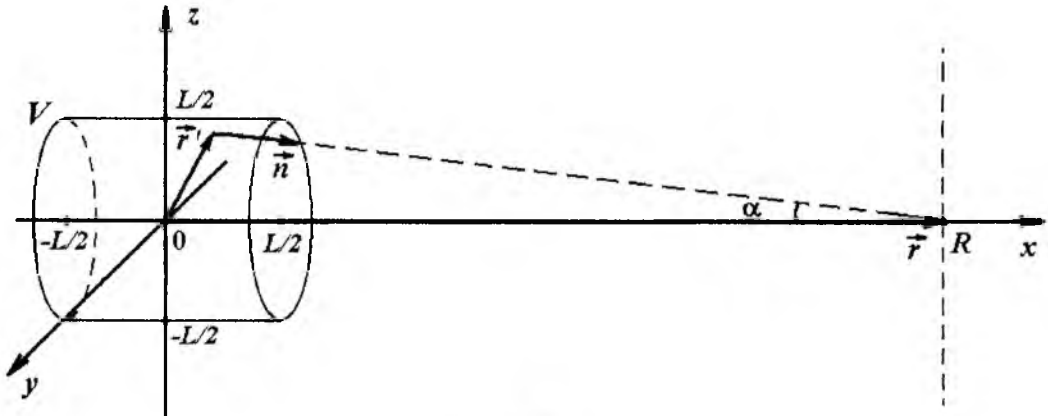


Рис. 2

Подставляя (2) в (1), в декартовых координатах запишем:

$$\vec{E}_s(R, 0, 0) = \frac{k}{4\pi} \iiint_{XYZ} \frac{e^{jk[(R-x)^2 + y^2 + z^2]}}{(R-x)^2 + y^2 + z^2} F(y, z) \cdot f(x) \cos(bx) \cdot [\vec{n}[\vec{E}_0(x, y, z)\vec{n}]] dx dy dz, \quad (3)$$

где X, Y, Z – области интегрирования по координатам x, y, z .

В предположении, что падающая волна плоская, при обратном рассеянии и малых углах α двойное векторное произведение

$$[\vec{n}[\vec{E}_0\vec{n}]] = \vec{E}_0(\vec{n}\vec{n}) - \vec{n}(\vec{n}\vec{E}_0) = \vec{E}_0. \quad (4)$$

Раскладывая выражение $(R-x)^2 + y^2 + z^2$ в биномиальный ряд и ограничиваясь первыми двумя членами разложения, получим:

$$(R-x)^2 + y^2 + z^2 = (R-x) + \frac{1}{2} \frac{(y^2 + z^2)}{(R-x)} + \dots \approx (R-x) + \frac{y^2 + z^2}{2R}. \quad (5)$$

Полагая в знаменателе выражения (3)

$$(R-x)^2 + y^2 + z^2 \approx R,$$

с учетом (4) и (5)

$$\begin{aligned} \vec{E}_s(R, 0, 0) &= \frac{k}{4\pi} \iiint_{XYZ} \frac{e^{jk[(R-x) + \frac{y^2 + z^2}{2R}]} }{R} F(y, z) \cdot f(x) \cos(bx) \vec{E}_0 dx dy dz = \\ &= \vec{E}_0 \frac{e^{jkR}}{R} \frac{k}{4\pi} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} f(x) \cos(bx) \cdot e^{-jkx} dx \iint_{YZ} F(y, z) \cdot e^{jk \frac{y^2 + z^2}{2R}} dy dz. \end{aligned} \quad (6)$$

Обозначим первый интеграл в (6) как $I_X = |I_X| \arg\{I_X\}$. Тогда

$$\vec{E}_s(R,0,0) = \vec{E}_0 \frac{e^{jkR}}{R} \frac{k}{4\pi} I_X \iint_{YZ} F(y,z) \cdot e^{jk \frac{y^2+z^2}{2R}} dydz. \quad (7)$$

Можно считать, что $|I_X|$ определяет амплитуду, а $\arg\{I_X\}$ – фазу сигнала, рассеянного всем объемом в целом.

Двойной интеграл в (7) соответствует интегралу Кирхгофа-Френеля и учитывает амплитуды $|\varepsilon_g|$ и фазы φ_g коэффициента отражения каждой парциальной решетки.

Частота сигнала, рассеянного i -й парциальной решеткой, определяется производной его полной фазы и равна:

$$\omega_i = \omega_0 + \frac{d\varphi_{gi}}{dt},$$

здесь $d\varphi_{gi}/dt$ – сдвиг частоты при отсутствии радиального переноса рассеивателей, т.е. не связанный с эффектом Доплера.

В общем случае измеряемый сдвиг частоты парциального сигнала

$$\Delta\omega_i = \frac{d\varphi_{gi}}{dt} + 2\pi \frac{2v_{pi}}{\lambda},$$

где v_{pi} – радиальная скорость гидродинамического переноса рассеивателей, формирующих i -ю решетку. Тогда кратковременный спектр рассеянных сигналов:

$$S(\omega - \omega_0) = \sum_{i=1}^N |\varepsilon_{gi}(\Delta\omega_i)|, \quad (8)$$

где N – общее число решеток в рассеивающем объеме. При суммировании в (8) можно считать, что амплитуды решеток $|\varepsilon_{gi}|$ неизменны в течение времени измерения.

2. Спектры рассеянных сигналов

Выявление численных значений производных фаз $d\varphi_i/dt$ и исследование спектров рассеянных сигналов при заданных изменениях $\varepsilon_1(x,y,z,t)$ проводилось методом машинного моделирования.

Для удобства обработки и представления результатов использовалась двумерная модель реализации неоднородностей $\varepsilon_1(x,y,z,t)$ в сечении $z = const$ в фиксированные моменты времени t_n .

В силу нормального распределения флуктуаций диэлектрической проницаемости в атмосфере [9] распределение величины ε_1 также выбрано нормальным. Корреляционные свойства функции $\varepsilon_1(x,y)$, заданной дискретными значениями, формировались путем умножения ее спектра $G(\vec{k})$ на весовую функцию, соответствующую скорости убывания энергетического спектра турбулентности в реальной атмосфере [9]:

$$w(k) = A |\vec{k}|^{-11/6}, |\vec{k}| \neq 0, A = const, \quad (9)$$

где \vec{k} – волновой вектор.

Полагались отличными от нуля компоненты $G(\vec{k})$, волновые векторы которых соответствуют обратному рассеянию в полусфере [8]:

$$|\vec{k}| = 2b \sin(\Psi / 2), \quad |\Psi| \leq 90^\circ,$$

где Ψ – угол рассеяния.

Обратным двумерным преобразованием Фурье находились эквивалентные структуры вторичных источников $\varepsilon_s(x, y)$ для заданных реализаций $\varepsilon_1(x, y)$.

На рис. 3(а) показана исходная реализация неоднородностей $\varepsilon_1(x, y)$, а на рис. 3(б) – соответствующая ей структура вторичных источников $\varepsilon_s(x, y)$. Обе двумерные функции нормированы и показаны в виде полутонных изображений.

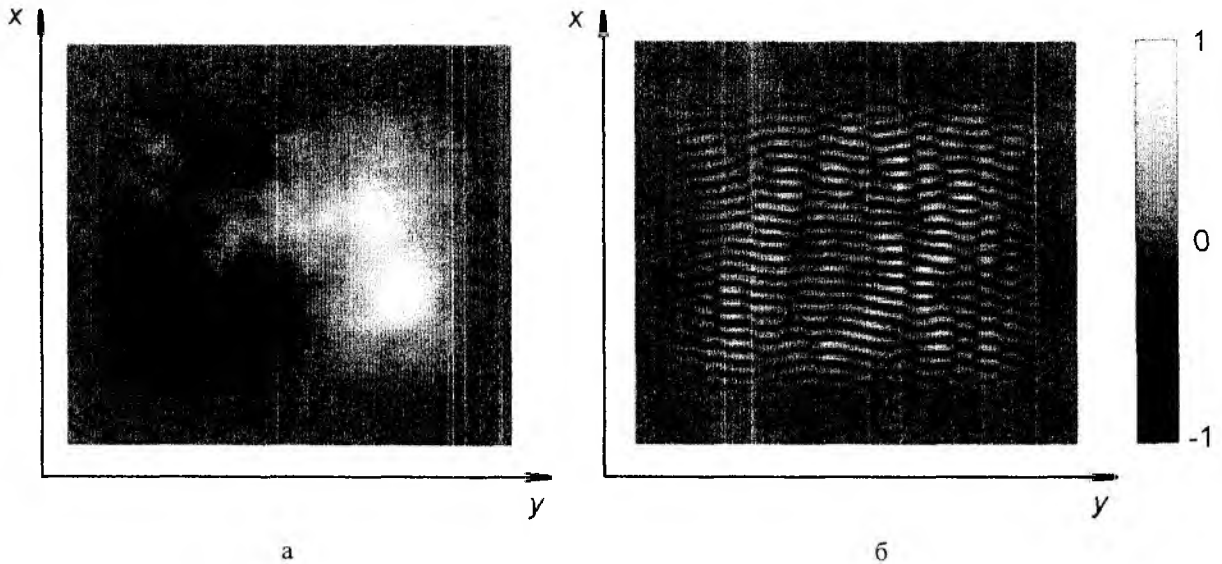


Рис. 3

Интервал корреляции r_k решеток вдоль оси y составляет [8] величину порядка λ . При моделировании принято $\lambda / L = 0,05$. В реальных условиях отношение λ / L много меньше принятого.

Моделирование гидродинамического переноса осуществлялось путем перемещения элементов исходного массива случайных чисел в заданном направлении, присвоении освободившимся элементам случайных значений с тем же законом распределения и последующей весовой обработкой спектра $G(\vec{k})$ в соответствии с (9).

Определение производных фазы осуществлялось методом конечных приращений. По результатам вычислений $|\varepsilon_g|$ и $\Delta\varphi_g / \Delta t$ находились ожидаемые спектры рассеянных сигналов (8).

Проведен модельный эксперимент, в котором осуществлялся продольный и поперечный к направлению зондирования перенос неоднородностей. В первом случае в спектре рассеянного сигнала должна присутствовать единственная спектральная составляющая на доплеровской частоте F_D , во втором – доплеровский сдвиг равен нулю.

Получаемые в результате моделирования спектры сигналов содержат составляющие на указанных частотах и уширяются незначительно. Такой эффект известен [2, 9] и объясняется декорреляцией рассеянных сигналов при частичной смене реализации $\varepsilon_1(x, y)$ в объеме рассеяния.

На практике часто встречается сдвиг ветра, когда его горизонтальная скорость изменяется с высотой. При моделировании сдвига ветра создавались условия, соответствующие вертикальному зондированию при горизонтальном ветре. В этом случае радиальные перемещения неоднородностей отсутствуют и доплеровские сдвиги частоты $F_D = 0$.

Наиболее характерный кратковременный спектр рассеянного сигнала для этого случая представлен на рис.4(а). Частоты ΔF_m и $-\Delta F_m$ соответствуют доплеровским сдвигам при аналогичном разбросе радиальных скоростей в пределах объема рассеяния.

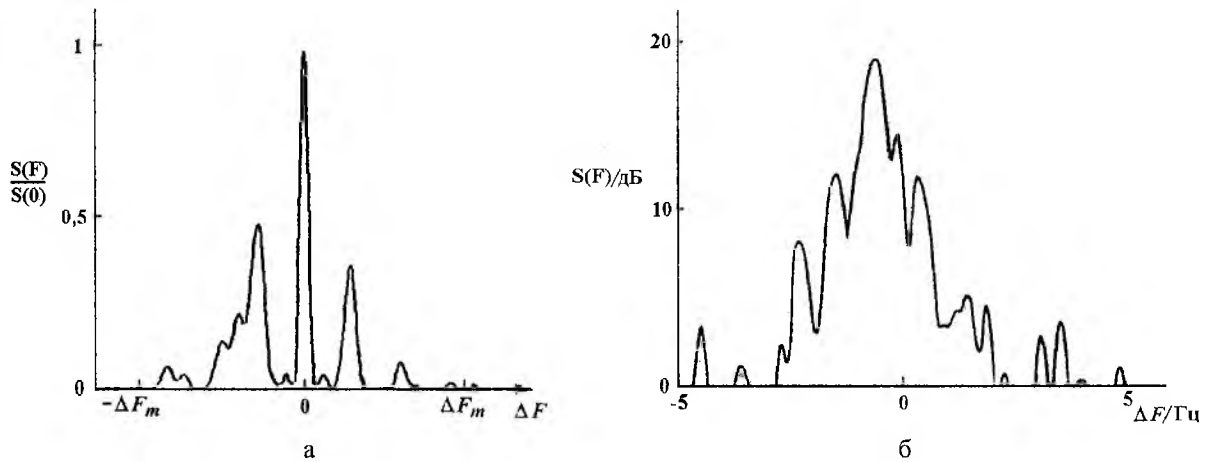


Рис. 4

Центральный максимум в спектре на рис. 4(а) обусловлен сложением парциальных сигналов решеток, фазы φ_g которых не претерпели изменений. Выбросы на частотах, отличных от нулевой, вызваны влиянием регулярных (в течение времени наблюдения) фазовых сдвигов $\Delta\varphi_g / \Delta t$ в отдельных решетках.

Анализ динамики вторичных источников показывает, что изменение фазы φ_{gi} происходит при относительном смещении неоднородностей, формирующих i -ю парциальную решетку на расстояние, соизмеримое с ее интервалом корреляции r_k . Поскольку $r_k \ll L$, изменение фаз, а следовательно, и уширение спектра, возможно при достаточно малом разбросе тангенциальных скоростей.

На рис. 4(б) показан спектр рассеянных сигналов, полученный экспериментально [6] при вертикальном зондировании атмосферы. Вид спектра соответствует полученным при моделировании. Средний сдвиг частоты в спектре на рис. 4(б), очевидно, обусловлен наличием незначительного вертикального ветрового потока.

На практике имеет место разброс как тангенциальных, так и радиальных по отношению к направлению зондирования скоростей ветра. Моделировался случай, соответствующий слабонаклонному зондированию при линейном сдвиге горизонтального ветра. Параметры ветрового переноса выбирались такими, что средний доплеровский сдвиг частоты F_D в этом случае равнялся частоте F_m , соответствующей аналогичному разбросу вертикальных составляющих скорости ветра. Типичный спектр для данного случая представлен на рис. 5(а).

Для выявления характера средних спектров рассеянных сигналов проведен эксперимент, при котором каждому элементу исходного массива давались случайные приращения:

$$\varepsilon_1(x, y) = \varepsilon_{10}(x, y) + \Delta\varepsilon(x, y),$$

причем дисперсия $\sigma_{\Delta\varepsilon}^2 \ll \sigma_{\varepsilon_{10}}^2$. Для сохранения величины дисперсии каждый элемент массива умножался на величину $[\sigma_{\varepsilon_{10}}^2 / (\sigma_{\varepsilon_{10}}^2 + \sigma_{\Delta\varepsilon}^2)]^{1/2}$. Такое изменение реализации $\varepsilon_1(x, y)$ аналогично общему случаю, когда возможны как радиальные, так и тангенциальные перемещения отдельных рассеивателей.

На рис. 5(б) показан средний спектр рассеянных сигналов, полученный по результатам усреднения сорока измерений.

В данном случае можно наблюдать интегральный эффект воздействия на спектр сигналов производных фаз коэффициента отражения решеток и эффекта Доплера.

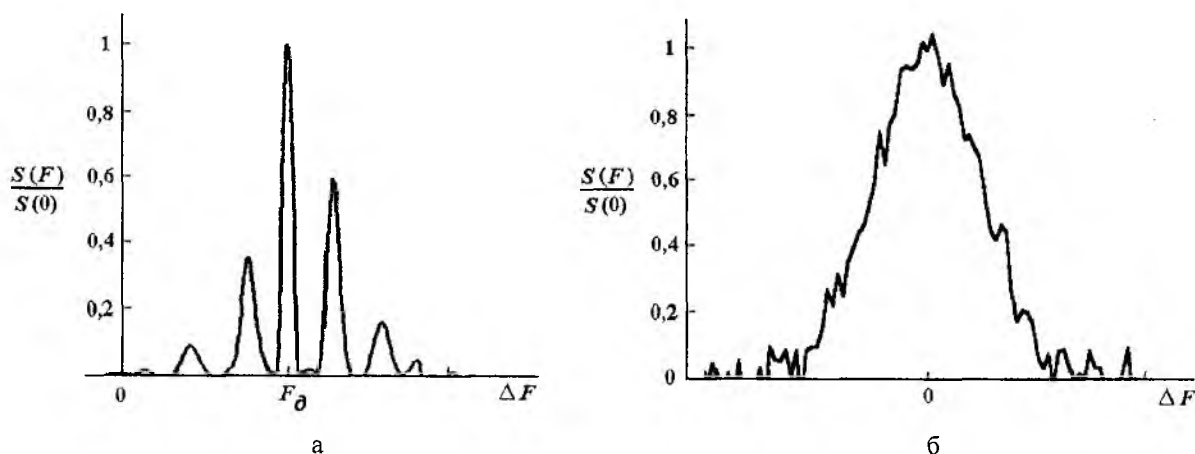


Рис. 5

Полученный спектр хорошо согласуется с гауссовым законом, что подтверждается многими теоретическими и экспериментальными исследованиями [2,10].

Таким образом, спектр сигналов, рассеянных нестационарной турбулентной средой связан не только с радиальными составляющими скоростей рассеивателей, но и с производными фаз коэффициента отражения парциальных источников вторичных волн. Сдвиг частоты, обусловленный производными фаз, не связан с эффектом Доплера и является характерной особенностью метеорологической радиолокационной цели (турбулентной атмосферы).

Величина уширения спектра, связанная с влиянием производной фаз вторичных источников, соизмерима с величиной среднего доплеровского сдвига.

Локальные максимумы в спектре рассеянных сигналов, очевидно, обусловлены текущими сдвигами фаз коэффициента отражения парциальных решеток, причем наибольшие сдвиги фаз претерпевают решетки с малыми амплитудами. Производные фаз коэффициента отражения решеток с амплитудами выше среднеквадратичных практически неизменны.

Список литературы: 1. Степаненко В.Д. Радиолокация в метеорологии. Л.: Гидрометеиздат, 1973. 344 с. 2. Довиак Р., Зрнич Д. Доплеровские радиолокаторы и метеорологические наблюдения. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 512 с. 3. Черников А.А. Радиолокационные отражения от ясного неба. Л.: Гидрометеиздат, 1979. 46 с. 4. Сравнение самолетных и радиолокационных измерений турбулентности в условиях развитой конвекции / Н.К. Винниченко, Ю.В. Мельничук и др. // Тр. ЦАО. 1970. Вып. 100. С. 47 – 54. 5. Мельничук Ю.В., Черников А.А. Измерение ветра и турбулентности в атмосфере по радиолокационным отражениям от ясного неба // Труды ЦАО. 1973. С. 22 – 35. 6. Радиолокационные отражения турбулентной тропосферой на частоте 150 МГц / В.А. Бутько, М.Е. Ровкин и др. // Радиотехника и электроника. 1996. Т. 41. №1. С. 66 – 71. 7. Горелик А.Г., Черников А.А. Измерения скоростей движения источников отражения от ясного неба. М.: Гидрометеиздат, 1968. С. 151 – 156. 8. Петров В.А., Шейко С.А. Эквивалентная структура вторичных источников при обратном рассеянии волн // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-тех. сб. 2002. Вып. 124. С. 36 – 41. 9. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 586 с. 10. Фельдман Ю.И. Мандуровский И.А. Теория флуктуаций локационных сигналов, отраженных распределенными целями. М.: Радио и связь, 1988. 272 с.