

УДК 621.396.96:551.576

Ф.И. Яновский

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РАДИОЛОКАЦИОННОГО СИГНАЛА С ТУРБУЛИЗИРОВАННЫМ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИМ ОБЪЕКТОМ

Исследованы сигналы метеорологических радиолокаторов. Разработаны математические модели эхо-сигналов и доплеровских спектров, учитывающие микроструктуру и динамику рассеивающего объема метеообразования, параметры зондирующего сигнала и условия зондирования. Решена задача учета неполной увлекаемости рассеивателей турбулентными потоками при формировании отраженного сигнала. Обоснована и реализована концепция компьютерного моделирования радиолокационных сигналов.

Обратная задача дистанционного зондирования заключается в том, чтобы по результатам измерения информативных параметров отраженного сигнала определить некоторые характеристики отражающего объекта. Измерение параметров атмосферной турбулентности с помощью радиолокатора является типичным примером такой задачи, имеющей важное прикладное значение, в частности, для авиации. Одна из главных проблем дистанционного зондирования заключается в определении связей между характеристиками эхо-сигналов и состоянием рассеивающих объектов. Для определения этих связей в прямом эксперименте зондируемый объект должен быть доступен для непосредственного измерения его характеристик и управления его состоянием. Однако во многих случаях такое экспериментальное решение сопряжено с непреодолимыми трудностями. Важные практические результаты могут быть получены, если сочетать эксперименты с моделированием.

Физические процессы в атмосфере очень сложны, параметры отраженного сигнала определяются большим количеством факторов. Поэтому при построении моделей обычно используют упрощенные теоретические схемы. Их специализируют в соответствии с практической направленностью работы. Описанные в литературе численные модели эхо-сигналов [1], направлены на формирование сигналов с заданными статистическими характеристиками. Такой подход прост и удобен для решения некоторых задач, но он не позволяет получать новую информацию о форме распределений и спектров эхо-сигналов.

Целью этой статьи является разработка модели процессов обратного рассеяния на турбулизованных метеорологических объектах (облаках и осадках) при зондировании их радиолокационным сигналом. Принятый в данной работе путь моделирования основан на построении моделей процессов формирования эхо-сигналов при взаимодействии зондирующего сигнала с рассеивающим объектом. Это позволяет моделировать не только ситуации, для которых имеются надежные экспериментальные сведения, но и получать новую информацию о характеристиках эхо-сигналов и их связях с параметрами отражающего объекта.

В общей модели формирования эхо-сигналов необходимо учитывать физическую природу рассеивателей (вола, лед, смесь), их форму, распределение по размерам, характеристики турбулентных пульсаций, влияние ветра и т.д. Рассмотрим сначала основные исходные модели, которые будут использованы при решении задачи.

Модели распределения частиц по размерам. Размеры частиц в атмосфере находятся в пределах 10^{-9} – 1 см. Для математического моделирования микроструктуры атмосферы удобно пользоваться плотностью распределения частиц по размерам $n(D)$. Тогда концентрация частиц, диаметр которых больше D ,

$$N(D) = \int_D^{\infty} n(D) dD.$$

Спектр размеров облачных капель часто аппроксимируют гамма-распределением (ГР) и его частным случаем - распределением Хргиана-Мазина (ХМ) [2]. Распределение Маршала-Пальмера (МП) [3], которое также является частным случаем ГР, хорошо описывает спектр размеров капель дождя. С целью коррекции переоценки мелких капель, свойственной распределению МП, в работе [4] введена следующая форма ГР:

$$n(D) = N_0 D^{\mu} e^{-\frac{3,67+\mu}{D_0} D}, \quad (1)$$

где N_0 – постоянный масштабный коэффициент, равный $8000 \text{ мм}^{-1} \text{ м}^{-3}$; D_0 – диаметр, соответствующий медианному объему капли, мм; μ – параметр, определяющий разброс распределения. Величина $n(D)$ является количеством капель с эквивалентным диаметром между D и $D+dD$. Зная ее, нетрудно рассчитать интенсивность и другие характеристики осадков. Однако неточность формулы (1) состоит в том, что в ней использовано значение N_0 , полученное для частного случая МП. В общем случае $N_0 = N_0(\mu)$, причем функция $N_0(\mu)$ заранее не известна. Поэтому используем нормированное распределение. Проинтегрировав выражение (1) в пределах $0 - \infty$ и разделив его правую часть на результат интегрирования, получим:

$$N_n(D, \mu, D_0) = \frac{D^{\mu} \exp\left(-\frac{3,67 + \mu}{D_0} D\right)}{\left(\frac{D_0}{3,67 + \mu}\right)^{\mu+1} \mu!},$$

где значение $\mu = 0$ соответствует распределению МП, а $\mu = 2$ – распределению ХМ.

Модель атмосферной турбулентности. Рассмотрим сначала собственно модель атмосферной турбулентности вне зависимости от рассеивателей, находящихся в турбулированном объеме облака. Мгновенное значение скорости в турбулентном потоке представляем как результат наложения малых колебаний на среднее движение. Уравнение движения для трех компонентов скорости движения воздуха u, v, w принимает вид:

$$u = \bar{u} + u'; \quad v = \bar{v} + v'; \quad w = \bar{w} + w',$$

где $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ – средние значения соответствующих компонентов скорости движения воздуха, а u', v', w' – случайные отклонения от средних значений.

Турбулентные движения имеют очень широкий спектр пространственных масштабов. Ограничим наше рассмотрение лишь инерционным интервалом турбулентности, который в свободной атмосфере простирается от самых малых масштабов до масштабов порядка 1000–1500 м и включает в себя масштабы, представляющие наибольшую опасность для самолетов.

Энергетический спектр турбулентности $\bar{S}(\Omega)$ представляет собой разложение кинетической турбулентной энергии в ряд Фурье по волновым числам Ω . В области волновых чисел, где турбулентность удовлетворяет условию однородности и локальной изотропности, аналитическое выражение спектра, полученное Колмогоровым, записывается в виде «закона минус пяти третьих»:

$$S(\Omega) = C \varepsilon^{2/3} \Omega^{-5/3}, \quad (2)$$

где величина ε – скорость диссипации кинетической энергии турбулентности (СДКЭТ); Ω – пространственная круговая частота, $\Omega = |\bar{\Omega}| = 2\pi / L$, L – масштаб движения; $\bar{\Omega}$ – трехмерный волновой вектор турбулентности.

В любом случае турбулентность представляется суперпозицией вихрей различных масштабов (размеров): от некоторого минимального размера l_{\min} до размера L_m , сравнимого с масштабом потока в целом. Для СДКЭТ в инерционном интервале [5] можно записать:

$$\varepsilon = \frac{C_0 \sigma_w^3}{\bar{l}}, \quad (3)$$

где C_0 – безразмерный числовой коэффициент порядка единицы; σ_w – среднеквадратическое отклонение скорости; \bar{l} – масштаб длины, характеризующий размеры основных энергонесущих вихрей.

Случайные значения пульсаций u_{ki} (продольная компонента i -й пульсации скорости на k -м турбулентном участке) и w_{ki} (вертикальная компонента) подчиняются нормальному закону распределения с нулевым средним [2]. Универсальная постоянная C_0 зависит от направления составляющей вектора скорости, которую необходимо описать. Одномерные спектры \bar{S}_u , \bar{S}_v и \bar{S}_w для компонентов u (вдоль основного потока), v и w (поперек основного потока) также описываются формулой (2), но соответствующие константы принимают другие значения. В области $l \leq l_{\min}$ происходит диссипация кинетической энергии турбулентности (ДКЭТ) в тепло.

Типичные значения скорости ДКЭТ ε в облаках различных типов приведены в работе [2]. Величина ε обычно измеряется в квадратных сантиметрах, умноженных на секунду в минус третьей степени. Диапазон изменения ε довольно широк: 0,5–6,0 $\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-3}$ в высокослоистых и перистослоистых облаках до 1000 $\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-3}$ и больше в кучево-дождевых облаках. Среднеквадратические значения турбулентной скорости в зависимости от масштаба при различных значениях ε , рассчитанные по выражению (3) при $C_0 = 1$, показаны на рис. 1. Спектры турбулентности, рассчитанные в пределах инерционного интервала при различной СДКЭТ ε , показаны на рис. 2.

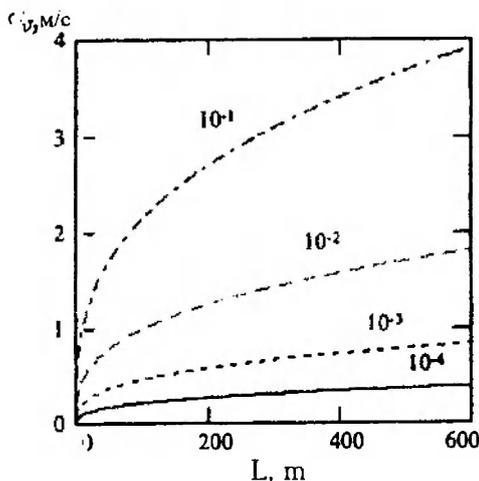


Рис. 1. Турбулентная скорость σ_w как функция масштаба L ; $\varepsilon = 10^{-1} \dots 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-3}$

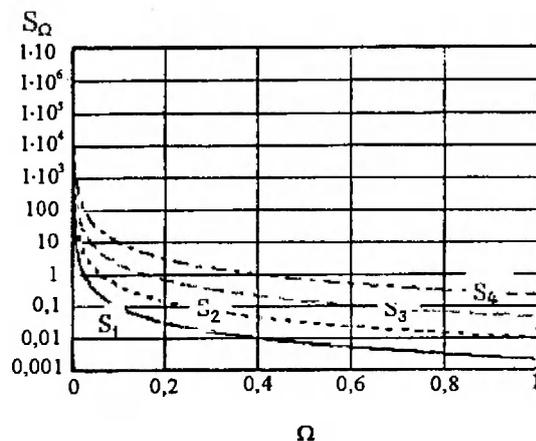


Рис. 2. Спектр турбулентности в инерционном интервале: \bar{S}_1 , \bar{S}_2 , \bar{S}_3 и \bar{S}_4 обозначают $\varepsilon = 1, 10, 100$ и $1000 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-3}$ соответственно

Таким образом, СДКЭТ ϵ является фундаментальным параметром, который характеризует интенсивность турбулентности. Поскольку ϵ не зависит от масштаба турбулентности (в инерционном интервале), то ее удобно использовать как исходный параметр при моделировании. Выполненная на основе ϵ классификация турбулентности с точки зрения ее воздействия на самолет приведена в таблице.

Шкала интенсивности турбулентности по MacCready

Кубический корень из ϵ $\sqrt[3]{\epsilon}, \text{ см}^{2/3}, \text{ с}^{-1}$	<0,6	0,6-1,5	1,5-3,5	3,5-8,2	>8,2
Интенсивность	Незначительная	Легкая	Умеренная	Сильная	Очень сильная

Обнаружение турбулентности радиолокационными методами в облаках и в осадках основано на предположении, что рассеиватели хорошо увлекаются турбулентностью и их движения соответствуют движению турбулентных вихрей. Отсюда следует, что доплеровский спектр, который вызван движением капель, содержит информацию о турбулентности. Однако одна из важных проблем заключается в том, что частицы не полностью увлекаются турбулентным движением. Поскольку мощность обратного рассеяния связана с диаметром частицы, то увеличение размера частиц означает увеличение их вклада в доплеровский спектр. К сожалению, увеличение размера частиц сопровождается также увеличением их инерционности и снижением способности частицы адекватно реагировать на случайные турбулентные движения воздуха.

Базовое предположение автора, на котором основан учет этого эффекта при моделировании, состоит в том, что для каждого размера частиц существует некоторый пространственный масштаб турбулентности L_{\min} такой, что вихри масштаба $L > L_{\min}$ включают в свое движение все частицы с размерами $D < D_0$. И, наоборот, все масштабы турбулентности, меньше чем L_{\min} , не оказывают существенного влияния на движение частицы, если ее размер $D > D_0$. Такой подход впервые был предложен в работе [6]. Он позволяет весь отражающий объем условно разбить на определенное число M_i ячеек, характерный размер которых определяется величиной L_{\min} . Каждой фракции частиц с некоторым средним размером \bar{D}_i соответствует свое значение L_{\min} . Условность такого разбиения заключается в том, что каждая из этих ячеек «размазана» по всему отражающему объему, т.е. частицы одной группы размеров могут физически располагаться в совершенно разных местах внутри рассеивающего объема и частицы разных групп размеров могут физически находиться рядом, причем количество ячеек для разных групп размеров будет разным.

Переход к рассмотрению практически независимых ячеек для каждой фракции распределения частиц по размерам ΔD_i позволяет использовать при описании процессов формирования сигнала от $10^{12} - 10^{18}$ частиц в рассеивающем объеме приближение сравнительно небольшого количества ячеек объемом $\Delta V(\bar{D}_i)$. Это обеспечивает практическую реализуемость моделирования рассматриваемых процессов.

Скорость воздушных потоков в произвольном элементе отражающего объема можно представить в аддитивной форме:

где индекс W обозначает неп пульсационную составляющую скорости ветра, а T – случайную составляющую, обусловленную турбулентностью. Плотность вероятности распределения скорости порывов турбулентных пульсаций для произвольной ячейки $p(v_T)$ может быть представлена следующим образом:

$$p(\bar{v}_T) = \int_{L_{\min}(\bar{D}_i)}^{\infty} \overline{w_g(\bar{v}_T / L, \varepsilon)} \omega(L, \varepsilon) dL, \quad (4)$$

где $w_g(\bar{v}_T / L, \varepsilon)$ – нормальное распределение с нулевым средним и дисперсией

$$\overline{(\bar{v}_T)^2} = C_0 \varepsilon^{2/3} L^{2/3},$$

которая соответствует выражению (3); $\omega(L, \varepsilon)$ – плотность распределения масштабов турбулентных пульсаций.

Для оценки $w_g(\bar{v}_T / L, \varepsilon)$ будем рассматривать L и Ω как функционально связанные случайные величины, причем плотность распределения величины Ω определяется выражением (3) с соответствующей нормировкой. Следовательно,

$$\omega(L, \varepsilon) = \frac{S(\Omega)}{|dL / d\Omega|},$$

откуда нормированная плотность распределения

$$\omega(L) = \frac{2}{3} L^{-1/3} L_m^{-2/3}, \quad 0 < L < L_m,$$

где L_m – максимальный учитываемый масштаб турбулентности, причем зависимость от ε исчезает, если L_m не выходит за пределы инерционного интервала.

Верхний предел интегрирования L_{\max}^i в формуле (4) определяется как наибольший характерный размер рассеивающего объема $L_{\max}^i = \max(L_{\text{rad}}, L_{\text{tang}}^i)$.

Подставим значения $w_g(v_T)$ и $\omega(L)$ в формулу (4). Тогда, опустив пока индексы при L_{\min} и L_{\max} , получим для составляющей турбулентной скорости

$$p(v_T) = \frac{\sqrt{2} \varepsilon^{-1/3} L_m^{-2/3}}{3\sqrt{\pi} \sqrt{C}} \int_{L_{\min}}^{L_{\max}} L^{-2/3} \exp\left(-\frac{v_T^2 \varepsilon^{-2/3} L^{-2/3}}{2C}\right) dL. \quad (5)$$

Чтобы использовать это выражение как плотность распределения, необходима нормировка:

$$p_i^{(i)}(v) = \frac{p^{(i)}(v_T)}{\int_{-v_m}^{v_m} p^{(i)}(v_T) dv_T}, \quad (6)$$

где числитель представляет собой ненормированное распределение, а верхний индекс означает номер интервала; v_m – максимальная турбулентная скорость капли, которая обычно находится в пределах 4 – 10 м/с и является функцией ε . В дальнейшем индекс (i) опускаем с целью упрощения выражений, однако необходимо помнить, что все оценки $p(v_T)$ выполняются для каждого интервала диаметров капель, который определяется величиной $L_{\min, i} = f(D_i)$.

Выполнив интегрирование в формуле (5), получим числитель выражения (6) в следующем виде:

$$p(v_T) = \frac{1}{\pi^{1/2} C_0 L_m^{2/3} \varepsilon^{2/3}} \left[\begin{aligned} & 2^{1/2} \varepsilon^{1/3} L_{\max}^{1/3} C_0^{1/2} \exp\left(-\frac{v_T^2}{2\varepsilon^{2/3} L_{\max}^{2/3} C_0}\right) - \\ & - 2^{1/2} \varepsilon^{1/3} L_{\min}^{1/3} \exp\left(-\frac{v_T^2}{2\varepsilon^{2/3} L_{\min}^{2/3} C_0}\right) + \\ & + \pi^{1/2} v \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{v_T}{2^{1/2} \varepsilon^{1/3} L_{\max}^{1/3} C_0^{1/2}}\right) - \\ & - \pi^{1/2} v \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{v_T}{2^{1/2} \varepsilon^{1/3} L_{\min}^{1/3} C_0^{1/2}}\right) \end{aligned} \right]$$

Знаменатель выражения (6) после выполнения интегрирования представим в виде следующего выражения:

$$\int_{-v_m}^{v_m} p_t(v) = A_0(A_1 - A_2 + A_3 - A_4),$$

где

$$A_0 = \frac{1}{\pi^{1/2} C_0^{1/2} \varepsilon^{2/3} L_{\max}^{2/3}};$$

$$A_1 = 2\sqrt{\pi} \cdot \varepsilon^{2/3} L_{\max}^{2/3} C_0 \operatorname{erf}\left[\frac{v_m \sqrt{2}}{2\varepsilon^{1/3} L_{\max}^{1/3} \sqrt{C_0}}\right]; \quad (7)$$

$$A_2 = 2\sqrt{\pi} \cdot \varepsilon^{2/3} L_{\min}^{2/3} C_0 \operatorname{erf}\left[\frac{v_m \sqrt{2}}{2\varepsilon^{1/3} L_{\min}^{1/3} \sqrt{C_0}}\right]; \quad (8)$$

$$A_3 = \left\{ \begin{aligned} & \varepsilon^{1/3} L_{\max}^{1/3} \sqrt{C_0} v_m + \operatorname{erf}\left(\frac{v_m \sqrt{2}}{2\varepsilon^{1/3} L_{\max}^{1/3} \sqrt{C_0}}\right) \exp\left(\frac{v_m^2}{2\varepsilon^{2/3} L_{\max}^{2/3} C_0}\right) \sqrt{\pi v_m^2} - \\ & - \varepsilon^{2/3} L_{\max}^{2/3} C_0 \sqrt{\pi} \operatorname{erf}\left(\frac{v_m \sqrt{2}}{2\varepsilon^{1/3} L_{\max}^{1/3} \sqrt{C_0}}\right) \exp\left(\frac{v_m^2}{2\varepsilon^{2/3} L_{\max}^{2/3} C_0}\right) \end{aligned} \right\} \exp\left(-\frac{v_m^2}{2\varepsilon^{2/3} L_{\max}^{2/3} C_0}\right); \quad (9)$$

$$A_4 = \left\{ \begin{aligned} & \varepsilon^{1/3} L_{\min}^{1/3} \sqrt{C_0} v_m + \operatorname{erf}\left(\frac{v_m \sqrt{2}}{2\varepsilon^{1/3} L_{\min}^{1/3} \sqrt{C_0}}\right) \exp\left(\frac{v_m^2}{2\varepsilon^{2/3} L_{\min}^{2/3} C_0}\right) \sqrt{\pi v_m^2} - \\ & - \varepsilon^{2/3} L_{\min}^{2/3} C_0 \sqrt{\pi} \operatorname{erf}\left(\frac{v_m \sqrt{2}}{2\varepsilon^{1/3} L_{\min}^{1/3} \sqrt{C_0}}\right) \exp\left(\frac{v_m^2}{2\varepsilon^{2/3} L_{\min}^{2/3} C_0}\right) \end{aligned} \right\} \exp\left(-\frac{v_m^2}{2\varepsilon^{2/3} L_{\min}^{2/3} C_0}\right). \quad (10)$$

Выражения (7) и (8) так же, как (9) и (10) отличаются только заменой L_{\max} и L_{\min} .

Примеры расчетов плотности распределения турбулентной скорости капель приведены а рис.3 для $\varepsilon = 10 \text{ см}^2/\text{с}^3$ и $\varepsilon = 100 \text{ см}^2/\text{с}^3$ при различных значениях L_{\min} .

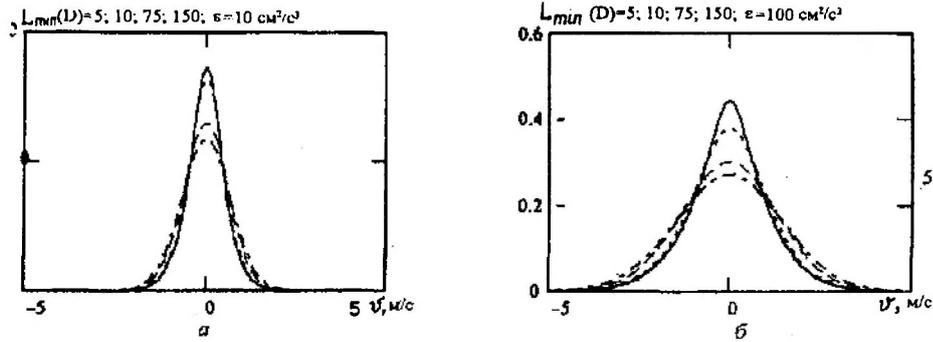


Рис.3. Плотности распределения скорости частиц за счет турбулентности для $\epsilon=10 \text{ см}^2/\text{с}^3$ (а) и $\epsilon=100 \text{ см}^2/\text{с}^3$ (б) при различных $L_{\min}(D)$

В случае некогерентного рассеяния, характерного для радиолокации облаков и осадков в сантиметровом диапазоне волн, принятая мощность ΔI_s^k от рассеивателей рассматриваемой фракции (ΔD_i) в произвольной k -й ячейке может быть представлена следующим образом:

$$\Delta I_s^k(\bar{D}_i) = N_s(\bar{D}_i) P_s(\bar{D}_i) \bar{F}_s(V_i; \epsilon_i; \alpha_1; \alpha_2; \beta), \quad (11)$$

где $\bar{F}_s(V_i; \epsilon_i; \alpha_1; \alpha_2; \beta)$ – усредненное по всем частицам в элементарной ячейке объемом $\Delta V(\bar{D}_i)$ отношение мощности s -компоненты ($s=x; s=y$) волны, отраженной реальными частицами, к мощности волны, отраженной равновеликими сферическими частицами (α_1 и α_2 – углы, характеризующие ориентацию частиц относительно горизонтали и антенны соответственно); V_i – полный объем одной частицы; β – угол ориентации вектора поля излучаемой волны. Величина $N_s(\bar{D}_i)$ имеет смысл количества рассеивателей i -й фракции в k -й ячейке и может быть выражена в виде:

$$N_s(\bar{D}_i) = n(\bar{D}_i) \Delta D_i \Delta V(\bar{D}_i).$$

Второй сомножитель правой части формулы (11) $P_s(\bar{D}_i)$ представляет собой парциальную принятую мощность, которая соответствует одному рассеивателю той же фракции:

$$P_s(\bar{D}_i) = \frac{11}{R^4} \sigma(\bar{D}_i, \lambda, \epsilon_i) K(R, \alpha), \quad (12)$$

где Π – размерный коэффициент, характеризующий энергетический потенциал радиолокатора; $\sigma(\bar{D}_i, \lambda, \epsilon_i)$ – средняя эффективная площадь рассеяния одной эквивалентной частицы i -й фракции; λ – длина волны. В выражении (12) учтено также ослабление излучения на трассе K , являющееся функцией дальности R и коэффициента затухания α .

Значение парциальной составляющей принятого сигнала, т.е. напряжения на входе приемника, которое вызвано обратным рассеянием рассматриваемой фракции частиц от всего рассматриваемого объема, с точностью до постоянного множителя может быть записано в виде:

$$\Delta E_s(\bar{D}_i) = \sum_{k=1}^{M_i} \sqrt{\Delta I_s^k(\bar{D}_i)} \cos \left(\omega t + 2\pi \frac{2(v_{T,i} + \bar{v}_{r,i} + \bar{v}_L)^r}{\lambda} t \right),$$

где $v_{r,i}$ – скорость падения частиц размера \bar{r}_i ; v_L – скорость относительного движения радиолокатора и рассеивающего объекта как единого целого; верхний индекс r означает проекцию вектора, стоящего в скобках, на луч. Если величины $\bar{v}_{r,i}$, \bar{v}_L , а также углы, характеризующие направление движения локатора и распространения излучения, считать случай-

ми, то тем самым можно учесть случайные возмущения (например, связанные с вибрациями).

Общее значение принятого сигнала от всех частиц, находящихся в рассеивающем объеме на заданной дальности, определяется следующим выражением:

$$E_s(t) = \sum_i \Delta E_s(\vec{r}_i) = \sum_i \sum_{k=1}^{M_i} \sqrt{\Delta I_s^k(\bar{D}_i)} \cos \left(\omega t + 2\pi \frac{2(v_{T,k} + \bar{v}_{r,i} + \bar{v}_L)^r}{\lambda} t \right). \quad (13)$$

Для удобства численного моделирования можно упростить выражение (13), учитывая, что оно описывает узкополосный случайный процесс. Такое упрощение позволяет выразить амплитуду и фазу сигнала через характеристики рассеивателей в отражающем объеме. Доплеровский метеорологический радиолокатор обычно содержит два синхронных детектора, что позволяет определять направление движения цели. После подавления высокочастотных составляющих сигнала на выходе фильтров остаются усредненные значения напряжений, которые можно представить следующим образом:

$$I(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_i \sum_{k=1}^{M_i} \sqrt{\Delta I_s^k(\bar{D}_i)} \cos \left(2\pi \frac{2(v_{T,k} + \bar{v}_{r,i} + \bar{v}_L)^r}{\lambda} t \right); \quad (14)$$

$$Q(t) = -\frac{1}{\sqrt{2}} \sum_i \sum_{k=1}^{M_i} \sqrt{\Delta I_s^k(\bar{D}_i)} \sin \left(2\pi \frac{2(v_{T,k} + \bar{v}_{r,i} + \bar{v}_L)^r}{\lambda} t \right), \quad (15)$$

где $I(t)$ и $Q(t)$ – соответственно синфазная и квадратурная составляющие эхо-сигнала $U(t) = I(t) - jQ(t)$. Коэффициент $1/\sqrt{2}$ в уравнениях (14) и (15) введен для того, чтобы сумма мощностей в квадратурных каналах соответствовала принятой мощности, усредненной за период высокочастотного сигнала.

Предложенный подход позволяет дать общее теоретическое описание процессов формирования сигналов, отраженных от объемно-распределенных метеорологических объектов.

Предложенная выше теоретическая схема оказывается наиболее эффективной при ее системной компьютерной реализации. Это означает, что моделирование формирования последовательности сигналов может осуществляться независимо от моделирования процессов прохождения сигналов по трактам радиолокатора и обработки сигналов. Моделирование должно завершаться накоплением, причем полученная совокупность сигналов складывается из подсовокупностей, описываемых различными наборами «внешних» параметров (координатами рассеивающего объема, длиной волны, параметрами турбулентности, параметрами микроструктуры рассеивающего объема, шириной луча и т.д.). Моделирование процессов формирования каждого сигнала от определенного рассеивающего объема осуществляется как совокупность параллельных вычислительных процедур, описывающих процессы в отдельных пространственных ячейках.

Приведем этапы моделирования.

1. Задают распределение частиц по размерам.
2. Распределение частиц $n(D)$ разбивают на m интервалов $[D_{i-1}; D_i]$, $i=1; 2; \dots; m$ с шагом ΔD_i , в каждом интервале определяют среднее значение \bar{D}_i .
3. Определяют минимальные пространственные масштабы турбулентности, которые увлекают рассеиватели данного размера. Выполненные расчеты позволяют аппроксимировать значения пространственных масштабов L_{\min} движений воздуха, которые увлекают капли диаметром D степенной функцией $L_{\min}(D) = 1,24D^3 - 19D^2 + 104D$. На основании этого вы-

числяют элемент объемом (ячейка) $\Delta V_i = [L_{\min}(\bar{D}_i)]^3$ и число таких ячеек в j -м отражающем объеме N_j' .

4. Определяют эффективную отражающую поверхность каждой элементарной ячейки по формуле

$$\sigma(\bar{D}_i) = n(\bar{D}_i) \Delta D_i \Delta V_i \sigma(\bar{D}_i), \quad (16)$$

где $\sigma(\bar{D}_i)$ – эффективная площадь рассеяния капли диаметром \bar{D}_i ; произведение $n(\bar{D}_i) \Delta D_i$ дает концентрацию капель данного диаметра в одной ячейке.

5. Строят плотность вероятности распределения скорости порывов турбулентных пульсаций в соответствии с формулой (4), значения безразмерной константы C могут быть различными для разных составляющих скорости.

6. Определяют случайные значения скоростей турбулентных пульсаций $v_T^{r,k}$ для k -й элементарной ячейки, удовлетворяющие распределению (4).

7. Для учета неппульсационной составляющей скорости ветра к полученному значению $v_T^{r,k}$ добавляют значение v_w^j , которое определяется пространственным полем ветра. Получение этого значения при моделировании обеспечивается обращением к соответствующей программе или в простейшем случае может быть задано в исходных данных. Скорость падения частиц $v_{r,i}$ для каждого интервала диаметров частиц рассчитывают по известной модели [8].

8. Определяют общий сигнал, связанный со всеми рассеивателями интервала ΔD_i , а затем сигнал от всех рассеивателей на заданной дальности \bar{R}_j . В аргумент косинуса формул (9) и (10) может также быть введено слагаемое $\Phi(t)$, которое учитывает изменение фазы сигнала, не вызванное движением рассеивателей.

Один из вариантов программы реализован на языке Turbo-Pascal 6.0. Программа состоит из модулей следующего содержания:

- функции и процедуры для моделирования метеообстановки и формирования отраженного сигнала;
- декларация и начальная инициализация глобальных констант и переменных;
- функции и процедуры для построения и управления оболочкой;
- функции и процедуры для управления файлами;
- графический пакет;
- функции и процедуры для статистической обработки полученных данных.

Основной файл служит только для запуска программы и инициализации графического драйвера. Такая структура удобна, с одной стороны, для завязки программы в общую структуру более высокого иерархического уровня, а с другой стороны, она удобна для изменения или замены отдельных частей программы.

Программа позволяет моделировать пачки сигналов, отраженных от разрешаемого объема облака или дождя. В дальнейшем эти сигналы обрабатываются статистическими методами.

Исходными данными при моделировании являются:

- технические параметры радиолокатора (длина волны λ , длительность импульса τ , ширина луча θ , мощность излучения в импульсе, чувствительность приемника);
- условия зондирования (дальность R , угол места φ , коэффициент затухания);
- характеристики зондируемого объекта (форма распределения рассеивателей по размерам, СДКЭТ ε и д. р.).

Модель позволяет проводить различные исследования характеристик сигналов, отраженных от метеорологических целей. В рамках этой статьи мы лишь иллюстрируем некоторые возможности модели, оставляя более детальный анализ результатов для отдельной публикации.

Графики зависимостей эффективной площади рассеяния (ЭПР) ячейки от размеров капель приведены на рис.4. Следует подчеркнуть, что рассматривается элементарная ячейка, ЭПР которой определяется выражением (16).

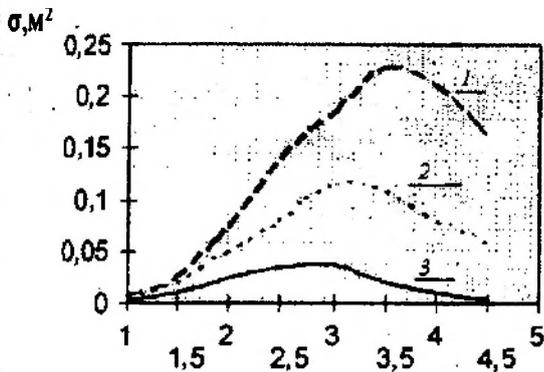


Рис. 4. ЭПР элементарной ячейки как функция размера частиц: 1 - $I=25 \text{ мм/ч}$; 2 - $I=15 \text{ мм/ч}$; 3 - $I=5 \text{ мм/ч}$

С ростом размеров рассеивателей увеличивается площадь рассеяния и объем элементарной ячейки. В то же время рост размеров рассеивателей сопровождается уменьшением их концентрации. Сначала с увеличением радиуса капель их ЭПР растет быстрее, чем концентрация падает. Потом эти два противоположных процесса уравниваются и в дальнейшем преобладает спад концентрации капель в элементарной ячейке.

Увеличение интенсивности дождя I сопровождается увеличением концентрации более крупных капель. Это приводит к повышению максимальной эффективной площади рассеяния ячейки, причем указанный максимум сдвигается в область больших размеров частиц.

Важным результатом моделирования является получение амплитуд и фаз отраженных сигналов при различных заданных метеорологических ситуациях и состояниях отражающего объекта.

Поэтому в ходе опытных исследований модели были сформированы эхо-сигналы, соответствующие различной степени турбулизованности облака. Параметром турбулентности является СДКЭТ ε . Были сформированы пачки из 30 отраженных импульсов для четырех значений ε . На временных диаграммах этих сигналов отчетливо видно увеличение разброса амплитуды отраженного сигнала при увеличении СДКЭТ ε . Автокорреляционные функции полученных реализаций эхо-сигналов изображены на рис.5.

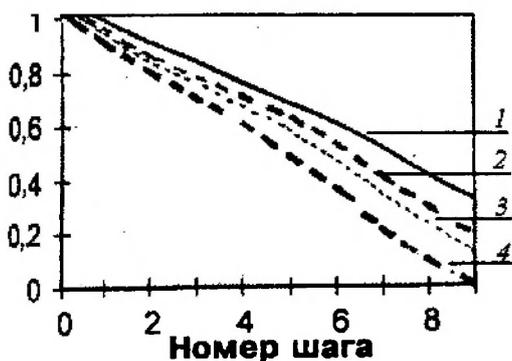


Рис. 5. Автокорреляционная функция эхо-сигнала: 1 - СДКЭТ = $1 \text{ см}^3/\text{с}^2$; 2 - СДКЭТ = $10 \text{ см}^3/\text{с}^2$; 3 - СДКЭТ = $100 \text{ см}^3/\text{с}^2$; 4 - СДКЭТ = $1000 \text{ см}^3/\text{с}^2$

Как и следовало ожидать, наблюдается увеличение скорости спада автокорреляционной функции при увеличении СДКЭТ ϵ .

На основе разработанной модели (после ее верификации путем сравнения с данными натуральных экспериментов) можно накапливать априорную информацию для разработки алгоритмов обнаружения, измерения и распознавания зон турбулентности.

Таким образом, при разработке модели обратного рассеяния радиолокационного сигнала облаками и осадками необходимо принимать во внимание множество факторов, одна из наибольших трудностей вызывает корректный учет влияния турбулентности на поведение рассеивателей. Поэтому основное внимание в статье уделено разработке и анализу модели турбулентности с учетом неполной увлекаемости частиц воздушными потоками. Получены плотности вероятности турбулентных пульсаций, воздействующих на частицы разных размеров при разных интенсивностях турбулентности. Исследованы некоторые статистические характеристики отраженных сигналов с помощью модели. Модель дает возможность установить связь между состоянием цели и параметрами эхо-сигналов для решения обратной задачи дистанционного зондирования. Разработанная модель основана на учете прямого взаимодействия зондирующего сигнала с метеорологическим объектом. Это дает возможность моделировать не только ситуации, для которых имеются надежные экспериментальные данные, но также получать практически новую информацию о характеристиках эхо-сигналов и их взаимосвязях с параметрами отражающего объекта. Модель адекватно отображает метеорологическую ситуацию по крайней мере на качественном уровне. В дальнейшем планируется верификация модели на основе сравнения с данными наземного доплеровско-поляриметрического радиолокатора в международном исследовательском центре радиолокации при Делфтском техническом университете в Нидерландах.

Список литературы

1. Zrnic D.C. Simulation of weatherlike doppler spectra and signals.// J. Appl. Meteorology.-1975. –Vol 14. – №4. – P.619-620.
2. *Облака и облачная атмосфера: Справочник / Под ред. И.П. Мазина и А.Х. Хргиана*.-Л.: Гидрометеиздат, 1989. – 648 с.
3. *Rogers R.R. A Short Course in Cloud Physics.* Pergamon Press.–1976. –232 p.
4. *Ulbrich C.W. Natural variations in the analytical form of the raindrop size distribution*// Journal of Climate and Applied Meteorology.–1983. –Vol 22. – № 10.– P.21–37.
5. *Винниченко Н.К., Пинус Н.З., Шметер С.М., Щур Г.Н.* Турбулентность в свободной атмосфере. – Л.: Гидрометеиздат, 1968. – 336 с.
6. *MacCready P. Standardization of gustiness values from aircraft*//J. Appl. Meteorology.–1964.– № 5. –P. 165 – 166.
7. *Фишман Б.Е., Яновский Ф.И.* К теории формирования радиолокационных сигналов от метеорологических объектов // Радиотехника. –1983. –№ 11. – С. 56–57.
8. *Атлас Д.* Успехи радарной метеорологии.–Л.: Гидрометеиздат, 1964.–208 с.

Стаття надійшла до редакції 20 січня 1997 року



Фелікс Йосипович Яновський (1946) закінчив Київський інститут інженерів цивільної авіації в 1968 році. Доктор технічних наук професор міжнародного університету цивільної авіації, відвідуючий професор Делфтського технічного університету (Нідерланди), консультант науково-дослідних та конструкторських підприємств радіолокаційного профілю.

Основні наукові інтереси в галузях: радіолокації, дистанційного зондування природних середовищ, обробки сигналів, розпізнавання образів, адаптивного вимірювання фізичних величин, електрики атмосфери, радіолокаційної метеорології, радіолокаційної поляриметрії. Має близько 300 публікацій в цих галузях, 36 винаходів, 27 наукових робіт опубліковано у США, Великій Британії, Франції, Нідерландах, Німеччині, Італії, Ізраїлі.

Лауреат Державної премії України в галузі науки та техніки. Академік Транспортної академії України, дійсний член Нью-Йоркської академії наук та Академії електромагнетизму (Кембрідж), почесний член Інституту електро-радіо-інженерів (IEEE), член Європейського геофізичного товариства.

Felix J. Yanovsky was born on 1946 in Kiev, Ukraine. He received the M.Sc. degree from the Kiev Civil Aviation Engineering Institute (KCAEI) in 1968, Ph.D. degree from the Moscow Civil Aviation Engineering Institute (MCAEI) in 1979, D.Sc. degrees in Aviation meteorology and in Radar & Radionavigation from KCAEI (1992) and MCAEI (1993) respectively. He is currently a full professor of the Kiev International University of Civil Aviation, visiting professor of the Delft University of Technology (The Netherlands) and is involved in consultancy work for several research and design firms of radar profile.

His research interests include radar-locations, remote sensing of natural media, signal processing, pattern recognition, adaptive measuring of physical quantities, electricity of atmosphere, radar meteorology, radar polarimetry. About 300 scientific papers in these fields have been published by him and 36 patents for inventions are obtained.

He is the State Prize Laureate of Ukraine in the field of science and technology, Academician of the Transport Academy of Ukraine, Active member of the New-York Academy of Sciences and Electromagnetics Academy (Cambridge), Senior Member of IEEE, member of the European Geophysical Society.