

М. А. НАБИЕВ, Т. А. НАГИЕВ
(Сумгаит)

ИЗМЕРЕНИЕ СРЕДНЕЙ СКОРОСТИ ПОТОКА СЫПУЧИХ МАТЕРИАЛОВ МЕТОДОМ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СРЕДНЕГО ЧИСЛА НУЛЕЙ В РАССЕЯННОМ СИГНАЛЕ

Как известно, в общем случае доплеровский метод можно использовать для измерения локальных скоростей материальных сред в любом фазовом состоянии. В конкретном случае задача сводится лишь к выбору длины излучаемой электромагнитной волны в зависимости от параметров рассеивающего потока.

В данной работе исследуется возможность измерения доплеровским методом скорости потока сыпучих материалов при их пневмотранспортировке в плотной фазе. В этом случае целесообразно использовать СВЧ электромагнитные волны [1].

Метод основан на зависимости статистических характеристик рассеянного сигнала от скорости потока. Одной из таких характеристик является среднее число выбросов за нулевой уровень доплеровского сигнала. Следует отметить, что метод определения средней скорости рассеивающего материала по измеренному значению среднего числа выбросов за нулевой уровень доплеровского сигнала известен и для лазерных датчиков исследован в работе [2].

Если количество элементарных рассеивателей в исследуемом объеме велико, а положение каждой из них в пространстве не зависит от положения других, то в силу предельной теоремы теории вероятностей суммарный доплеровский сигнал будет близок к стационарному гауссовому процессу [3]. Примем, что в нашем случае эти условия выполняются. Тогда среднее число выбросов за нулевой уровень $n_{ср}$ определяется следующим выражением [2, 3]:

$$n_{ср} = \frac{1}{\pi} \sqrt{-\frac{d^2\rho(\tau)}{d\tau^2}} \Big|_{\tau=0}, \quad (1)$$

где $\rho(\tau)$ — нормированная корреляционная функция.

В случае непрерывного излучения СВЧ сигналов нормированные функции корреляции определяются выражением, которое можно получить путем соответствующих преобразований из уравнения, приведенного в [4]:

$$\rho(\tau) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G_1^2 G_2^2 \sigma_0 \cos(\omega_d + \omega_{д0}) \tau dx dy}{\left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G_1^4 \sigma_0 dx dy \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G_2^4 \sigma_0 dx dy \right]^{1/2}}, \quad (2)$$

где $\omega_{д0}$ — круговая частота доплеровского сигнала, отраженного от элемента поверхности, находящегося в центре исследуемого участка; ω_d — отсчитываемая относительно $\omega_{д0}$ доплеровская частота, соответствующая элементарному рассеивателю с координатами (x, y) ; G_1, G_2 — диаграммы направленности антенны соответственно в моменты времени t и $t+\tau$; σ_0 — удельное эффективное сечение рассеяния.

Условимся, что частицы материала движутся только в одном направлении, например, по оси x . Следует отметить, что при пневмотранс-

порте в плотной фазе, который в последнее время широко внедряется, это условие соблюдается. В этом случае частицы транспортируемого материала группируются в отдельные сгустки и движутся только в направлении оси трубопровода [5]. Если считать, что характеристики антенны при измерении не меняются, то из (2) получим

$$\rho(\tau) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G^4 \sigma_0 \cos(\omega_{\text{д}} + \omega_{\text{д0}}) \tau dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G^4 \sigma_0 dx dy}. \quad (3)$$

Предположим, что рассеяние происходит от поверхности с мелкими шероховатостями. Подобное рассеяние может быть получено путем выбора соответствующей длины излучаемой волны. Как известно [4], σ_0 в этом случае определяется следующим выражением:

$$\sigma_0 = K_{f0}^2 a_{\text{ш}}^2 b_{\text{ш}}^4 \cos^4 \beta \exp[-b_{\text{ш}}^2 \sin^2 \beta], \quad (4)$$

где K_{f0} — коэффициент Френеля; β — угол падения луча в данной точке; $a_{\text{ш}} = 2\sigma_{\text{н}}/l_{\text{н}}$ и $b_{\text{ш}} = 2\pi l_{\text{н}}/\lambda$ — параметры, характеризующие шероховатости материала и зависящие от следующих параметров: $\sigma_{\text{н}}$ — среднеквадратическое значение высоты частиц относительно условной поверхности, с которой берется информация; $l_{\text{н}}$ — интервал корреляции; λ — длина излучаемой волны.

Допустим, что антенна обладает узкой диаграммой направленности, которая аппроксимируется уравнением

$$G(x, y) = \exp\left\{-\frac{1,58}{R_0^2} \left(\frac{x^2 \cos^2 \beta_0}{\theta_{\beta}^2} + \frac{y^2}{\theta_{\alpha}^2}\right)\right\}, \quad (5)$$

где θ_{α} и θ_{β} — ширина диаграммы направленности антенны на уровне 0,7 по напряженности поля; R_0 — расстояние до центра рассеивающей поверхности.

Нетрудно доказать, что в случае применения остронаправленной антенны при малом угле наклона выражение (4) для $\sigma_0(\beta)$ с достаточной точностью можно записать в виде (не учитываем малые величины высшего порядка)

$$\sigma_0(x, y) = \sigma_0(\beta_0) \left(1 - \frac{4 \sin \beta_0}{R_0} x\right) \exp\left\{-b_{\text{ш}}^2 \cos^2 \beta_0 \left[\frac{2 \sin \beta_0}{R_0} x + \frac{1}{R_0^2} (1 - 4 \sin^2 \beta_0) x^2 + \frac{1}{R_0^2} y^2\right]\right\}. \quad (6)$$

Учитывая (5) и (6), из (3) после несложных преобразований получим

$$\rho(\tau) = \exp\left\{-0,18 \frac{\theta_{\beta}^2 \omega_{\text{д0}}^2}{\sin^2 2\beta_0} \tau^2\right\} \left(\cos \omega_{\text{д0}} \tau + 0,36 \frac{\theta_{\beta}^2 \omega_{\text{д0}}}{\cos^2 \beta_0} \tau \sin \omega_{\text{д0}} \tau\right).$$

С учетом этого уравнения из (1) будем иметь

$$n_{\text{ср}} = \frac{4}{\lambda} \left[1 - 0,36 \frac{1 - 8 \sin^2 \beta_0}{\sin^2 2\beta_0} \theta_{\beta}^2\right]^{1/2} V \sin \beta_0. \quad (7)$$

Из последнего уравнения видно, что среднее число выбросов за нулевой уровень в сигнале, рассеянном мелкими шероховатостями,

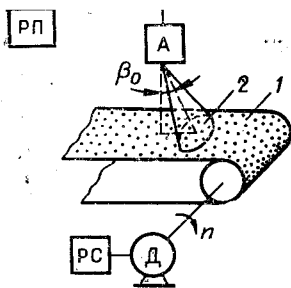


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 — транспортная лента, 2 — объем извлечения информации, А — приемопередающая антенна, Г — генератор СВЧ сигналов, РУ — развязывающее устройство, С — смеситель, БФУ — блок фильтрации и усиления доплеровского сигнала, РП — регистрирующий прибор, Д — двигатель, РС — регулятор скорости.

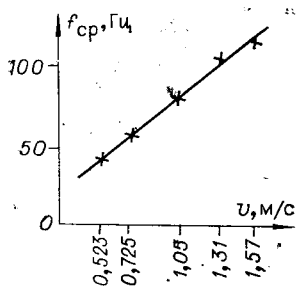


Рис. 2. Результаты экспериментальных исследований.

Время усреднения увеличение скорости потока в m раз приводит к такому же росту средней частоты.

Определены значения параметров, входящих в уравнение (7): $\lambda=3,2$ см, $\beta_0=38^\circ$, $\theta_B=0,377$. После учета этих значений в (7) для скоростей v_1 и v_2 получается соответственно $n_{ср}=42,4$ и $n_{ср}=85$. Отсюда видно, что расчетные данные хорошо согласуются с экспериментальными результатами.

Проведен ряд экспериментов с различными лентами при плавном изменении их скорости в диапазоне 0—2 м/с. Значения средней частоты определялись усреднением показаний электронно-счетного частотомера. Отметим, что полученные в разных экспериментах результаты принципиально не отличаются друг от друга. На рис. 2 приведены результаты одного из них, откуда видно, что изменения скорости рассеивающей поверхности в широком диапазоне приводят к соответствующим изменениям средней частоты доплеровского сигнала.

Таким образом, подтверждается возможность применения метода определения средней скорости потока по измеренному значению среднего числа нулей в доплеровском сигнале в измерениях скоростей потоков сыпучих материалов при их пневмотранспортировке в плотной фазе с использованием СВЧ электромагнитной волны.

ла наклона приемопередающей антенны и не зависит от характеристик рассеивающего материала.

Таким образом, при определенных условиях между средним числом выбросов доплеровского сигнала на нулевой уровень и средней скоростью рассеивающего потока имеется линейная зависимость.

На рис. 1 показана схема экспериментальной установки, где в качестве рассеивающего потока использована транспортная лента, на наружной поверхности которой сплошным слоем наклеены частицы алюмосиликатного сферического катализатора. Число слоев по глубине проникновения волны не превышало 2—3 единиц. Выходной сигнал приемопередающего преобразователя после усиления записывали на фотоленту с помощью самописца типа Н-117. Запись производилась при двух значениях скорости движения транспортной ленты: $v_1=0,523$ м/с и $v_2=1,05$ м/с.

Определялось среднее число выбросов записанного сигнала за нулевой уровень при разных значениях интервала времени усреднения T . Анализ показывает, что при относительно малых значениях параметра T среднее число выбросов за нулевой уровень сильно флуктуирует. Так, например, при $T=1$ число нулей изменяется для скоростей v_1 и v_2 соответственно в пределах 40—47 и 83—95. При выборе более длинного интервала эти пределы сужаются и получается более точная зависимость между скоростью и средней частотой (средним числом нулей). При $T=5,5$ с значения среднего числа нулей соответственно были равны $n_{ср}=44,5$ и $n_{ср}=88,8$.

Таким образом, при достаточно больших значениях времени усреднения увеличение скорости потока в m раз приводит к такому же росту средней частоты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абдуллаев А. А., Набиев М. А., Нагиев Т. А. Некоторые вопросы выбора длины волны в доплеровских измерителях скорости потока.— «За технический прогресс», Баку, 1976, № 11, с. 1—3.
2. Лазерные доплеровские измерители скорости. Отв. ред. чл.-кор. АН СССР Ю. Е. Нестерихин. Новосибирск, «Наука», 1975.
3. Тихонов В. И. Статистическая радиотехника. М., «Сов. радио», 1966.
4. Зубкович С. Г. Статистические характеристики радиосигналов, отраженных от земной поверхности. М., «Сов. радио», 1968.
5. Вертикальный пневмотранспорт гранулированного и порошкообразного материала.— «Обзоры по отдельным производствам химической промышленности», М., 1973, вып. 38.

*Поступила в редакцию
21 января 1977 г.*

УДК 551.521.3 : 551.463.5 : 535.36

И. В. КАМЕНЕВ, М. Б. КУДРЯВЦЕВ
(Новосибирск)

МОДЕЛЬ РАССЕЯНИЯ КОГЕРЕНТНОГО СВЕТА НА ЖИВЫХ КЛЕТКАХ

К настоящему времени имеется ряд работ [1, 2] по рассеянию плоской электромагнитной волны биологическими частицами, в которых клетка рассматривается как однородная сферическая частица с постоянными оптическими свойствами. В то же время представляет значительный интерес задача рассеяния на клетке как на сферической частице с изменяющимся в радиальном направлении показателем преломления. Известно [3], что вклады различных органелл клетки в суммарную интенсивность рассеяния распределены весьма неравномерно, так как для длин волн видимого излучения характерный параметр ρ большинства органелл меньше единицы ($\rho = 2\pi r/\lambda_1$, r — радиус органеллы, λ_1 — длина волны света в среде). Исключение составляют центрально расположенное ядро и небольшой набор субклеточных структур с показателями преломления, близкими к показателю преломления цитоплазмы. Поэтому в нулевом приближении ограничимся двухслойной моделью клетки в предположении постоянства показателей преломления внутренней сферы (ядра) m_i и оболочки (цитоплазмы) m_z . Характерные параметры рассматриваемой модели — радиус оболочки $r_z = 5$ — 10 мкм, показатели преломления оболочки m_z и ядра m_i — близки к показателю преломления среды m_a , в которую помещена клетка; действительные части m_i и m_z намного больше их мнимых частей для длин волн падающего света $\lambda = 0,4$ — $0,63$ мкм, отношение радиусов оболочки и ядра $0 \leq n \leq r_z m_z / (r_i m_i) \leq 1$. Анализ параметров двухслойной модели показывает, что теоретические расчеты можно вести в приближении аномальной дифракции малоуглового рассеяния. В работе приводятся основные математические выкладки решения задачи рассеяния, в результате которого получены выражения для фак-

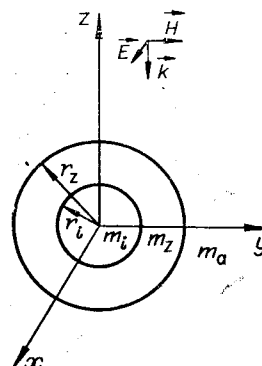


Рис. 1.