

677.052.484.001.5

**ВЛИЯНИЕ ВОЗДУШНЫХ ПОТОКОВ НА СОРООТЛОЖЕНИЯ
В ПРЯДИЛЬНОМ РОТОРЕ**

Г.В. БАШКОВА, А.П. БАШКОВ, Г.И. ЧИСТОБОРОДОВ

(Ивановская государственная текстильная академия)

Характерным браком пневмомеханической пряжи является муарность, то есть периодическая неровнота, вызываемая отложениями микропыли и сора в желобе ротора прядильной камеры. Помимо первоначальной засоренности питающей ленты на интенсивность отложений влияет характер воздушных потоков, транспортирующих волокно и сорные примеси в прядильной камере.

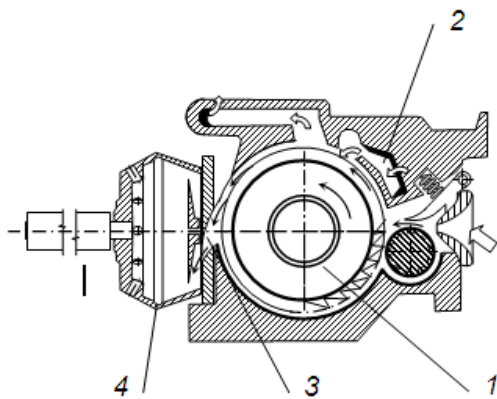


Рис. 1

Воздушные потоки инициируются вращением дискретизирующего барабанчика 1 (рис. 1 – устройство прядильной камеры) и вентиляторами технологической аспирации, подпитка потока воздухом осуществляется через канал 2. Сформированный в зазоре между дискретизирующим барабанчиком и корпусом камеры двухфазный волоконно-воздушный поток через конфузур 3 транспортирующего канала выбрасывается в виде свободной турбулентной струи в полость прядильного ротора 4. Проходя через резко сужающийся асимметричный конфузур с углом схо-

ждения 50° , двухфазный поток в значительной степени турбулизуется. Стабилизирующим фактором, уменьшающим вихреобразование, является наличие в потоке распрямленных волокон, которые, очевидно, имеют скорость пульсаций меньшую, чем пыль и сорные примеси, движущиеся с такой же скоростью, что и воздушные микровихри. При переходе из конфузур в полость ротора за счет взаимодействия струи с вращающимся вместе с ротором воздухом она закручивается в вихревую трубку. Таким образом, волоконно-воздушный поток представляет собой размытую вихревую трубку, состоящую из элементарных вихревых нитей. Турбулизация позволяет сорным частицам и пыли отделиться от волокна и за счет центробежных сил раньше его осесть на стенках ротора и в волоконсорном желобе.

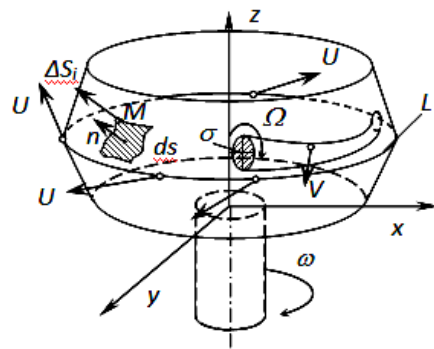


Рис. 2

Согласно теореме Коши-Гельмгольца угловую скорость вращения вихря можно записать так:

$$\omega = \frac{1}{2} \operatorname{rot} V = \frac{1}{2} \Omega, \quad (1)$$

$$U = \Phi(\theta)\lambda,$$

$$\theta = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}, \quad (4)$$

$$\lambda = xi + yj + zk.$$

а интенсивность вихревого шнура с поперечным сечением σ (рис. 2 – вихревой шнур в векторном поле внутри ротора):

$$I = \int_{\sigma} \Omega_m d\sigma, \quad (2)$$

где m – одна из координат x, y, z ; V – вектор скорости в некоторой точке замкнутого контура как функция координат и времени $V=f(x, y, z, t)$.

При установившемся течении соблюдается принцип неразрывности вихревой трубки:

$$\operatorname{div} \Omega = \frac{\partial \Omega_x}{\partial x} + \frac{\partial \Omega_y}{\partial y} + \frac{\partial \Omega_z}{\partial z} = 0,$$

то есть

$$\Omega \sigma = \operatorname{const}. \quad (3)$$

Это значит, что вихрь никогда не обрывается, он может, опираясь на твердые границы (стенки ротора), сворачиваться в кольцо или спираль. Можно сказать, что при попадании вихревой трубки двухфазного потока внутрь ротора, где действует векторное поле центробежной силы, образуется потенциал объемно распределенных масс с внешними границами в форме эллипсоида вращения. Векторное поле цилиндрическое с радиальной θ и касательной λ координатами и обладает следующими свойствами:

Вдоль замкнутого контура L вихрь возле площадки ds (рис. 2) можно отобразить пространственным интегралом [1], характеризующим его циркуляцию:

$$\Gamma = \oint_L V ds = \oint_L (V_x dx + V_y dy + V_z dz), \quad (5)$$

при этом

$$ds = -\frac{\partial z(x, y)}{\partial x} i - \frac{\partial z(x, y)}{\partial y} j + k, \quad (6)$$

а слагаемые $\frac{\partial z(x, y)}{\partial x}$ и $\frac{\partial z(x, y)}{\partial y}$ непрерывны, то есть непрерывно меняется вектор нормали n , что собственно и обусловлено геометрией ротора.

На площадке ds в точке M_i проведем нормальный к поверхности вектор ΔS_i . Тогда при заданных функциях вихря $V_{(M)}$ и векторного поля $U_{(M)}$ через площадку ds будут наблюдаться потоки векторного поля и вихря [2]:

$$\Theta_U = \iint_S U ds = \lim_{\Delta S_i \rightarrow 0} \sum_{i=1}^n U(\tilde{M}_i) \Delta S_i, \quad (7)$$

$$\Theta_V = \iint_S V ds = \lim_{\Delta S_i \rightarrow 0} \sum_{i=1}^n V(\tilde{M}_i) \Delta S_i. \quad (8)$$

С учетом (6):

$$\Theta_U = \iint_S U ds = \iint_S \left[-U(x, y, z(x, y)) \frac{\partial z(x, y)}{\partial x} i - U \frac{\partial z}{\partial y} j + Uk \right] dx dy, \quad (9)$$

$$\Theta_V = \iint_S V ds = \iint_S \left[-V(x, y, z(x, y)) \frac{\partial z(x, y)}{\partial x} i - V \frac{\partial z}{\partial y} j + V k \right] dx dy. \quad (10)$$

Условием существования поверхностных интегралов считается, что $z(x, y)$, $\frac{\partial z(x, y)}{\partial x}$, $\frac{\partial z(x, y)}{\partial y}$ непрерывны,

то есть непрерывно меняется вектор нормали n (рис. 2). Тогда выражения (9) и (10) с использованием оператора Гамильтона

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{k} \quad (11)$$

запишутся в следующем виде:

$$\Theta_U = \iiint_S U ds = \iiint_S -(\nabla U) z dx dy, \quad (12)$$

$$\Theta_V = \iiint_S V ds = \iiint_S -(\nabla V) z dx dy. \quad (13)$$

Векторное поле центробежной силы обладает свойствами потенциала, то есть для него существует функция $W(r)$, обладающая свойством $U = \text{grad}W$, то есть

$$W(r) - W(r_0) = \int_{r_0}^r U dr, \quad (14)$$

где r – радиальная координата внутри ротора.

Следовательно, векторное поле неоднородно и обладает дивергенцией, которая в точке M_i будет определяться как

$$\text{div}U_M = \lim_{\Delta \rightarrow 0} \frac{\iiint_S U ds}{D}, \quad (15)$$

где D – объем полости ротора.

Таким образом, если $\Delta U \rightarrow 0$, можно записать уравнение Лапласа для векторного поля в прядильном роторе

$$\Delta U_M = \text{div}(V \text{grad}U_M). \quad (16)$$

Принимая условие (16), можно использовать оператор Лапласа для функций U и V :

$$\Delta_M U = \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial U}{\partial z}$$

$$\iiint_D [U_M \Delta_M V - V_M \Delta_M U] dD = \iint_S \left[U_M \left(\frac{\partial V}{\partial n} \right)_M - V_M \left(\frac{\partial U}{\partial n} \right)_M \right] dS, \quad (20)$$

Отсюда, величина $\iiint_S U ds$ есть скаляр-

ный поток векторного поля. Таким образом, каждой точке из области потока в момент времени t ставится в соответствие плотность $\rho_{(M, t)}$ и вектор скорости $v_{(M, t)}$ потока. Тогда плотность потока, пропорциональная отложениям, равна

$$u = \rho v = \iiint_S \rho v dS = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta m}{\Delta t}, \quad (17)$$

где Δm – масса отложений (массой воздуха можно пренебречь), выпадающих на площадку поверхности ротора ds за время Δt . Волокнистая часть отложений выводится из ротора с пряжей, сорные примеси и пыль за счет адгезии с поверхностью остаются в роторе.

Понятие дивергенции позволяет описать в дифференциальной форме изменение плотности отложений в отдельной точке M :

$$\text{div} \rho_{(M, t)} v_{(M, t)} = - \frac{\partial \rho_{(M, t)} D}{\partial t}. \quad (18)$$

Проанализировать динамику отложений при взаимодействии двух потоков: Θ_U и Θ_V (12), (13) можно, используя формулу Остроградского, записав выражение (15) в интегральной форме [2]:

$$\iiint_D \text{div}(V \text{grad}U_M) dD = \iint_S V_M \text{grad}U_M \cdot \mathbf{n} dS. \quad (19)$$

и

$$\Delta_M V = \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial z} = 0,$$

тогда выражение (19) в окрестностях точки M запишется как

где n – вектор нормали к единичной площадке dS .

Из теории потенциалов равномерно распределенных масс известна формула логарифмического потенциала, выражающая плотность обложения некоторой поверхности:

$$u_M = \iint_{(S)} \ln \frac{1}{r} \rho_M dS, \quad (21)$$

где функция $u(M)$ непрерывна и дифференцируема.

Учитывая, что перенос масс потоком Θ_v постоянный и равен C , приравняв правую часть выражения (20) к формуле (15) и учитывая выражение (21), а также $dx dy = dS$, получим

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{\iint_S -\ln \frac{1}{r} (\nabla U) z dx dy}{D} + C = -\frac{\partial \rho}{\partial t}. \quad (21)$$

При постоянной частоте вращения ротора можно допустить, что

$$\iint_S -\ln \frac{1}{r} (\nabla U) z dx dy + C = -\frac{\partial m}{\partial t}. \quad (22)$$

Решением уравнения (15) при заданных координатах, плотности и скорости потока будет функция вида:

$$m = C + a e^{\frac{b}{t}}, \quad (23)$$

где a и b – коэффициенты, зависящие от содержания в питающей ленте пыли и сорных примесей и от технологических параметров прядильной камеры.

При постоянной величине C подачи волокна в ротор примерно столько же материала выводится при образовании пряжи и в выражении (23) при оценке отложений ее можно не учитывать.

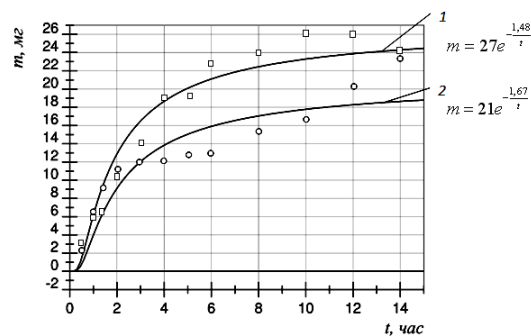


Рис. 3

Полученная зависимость подтверждена экспериментально [3] и на графике рис. 3 показаны зависимости массы соротложений в прядильном роторе от времени его работы при переработке ленты с однобарабанной чесальной машины (кривая 1) и двухбарабанной чесальной машины (кривая 2). При аппроксимации зависимостей методом линейной анаморфозы были определены коэффициенты a и b .

ВЫВОДЫ

1. Выявлен характер воздушных потоков в прядильной камере и получены математические зависимости переноса и распределения волокон в объеме прядильного ротора.

2. Теоретически получена и экспериментально подтверждена зависимость массы соротложений в прядильном роторе от времени его работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мхитарян А.М., Ушаков В.В., Баскакова А.Г., Трубенко В.Д. Аэрогидромеханика. – М.: Машиностроение, 1984.
2. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике для инженеров и учащихся втузов. – М.: Наука, 1986.
3. Башкова Г.В. Исследование динамики соротложений в желобе прядильной камеры // Изв. вузов. Технология текстильной промышленности. – 1985, № 6.

Рекомендована кафедрой механической технологии текстильных материалов. Поступила 02.06.08.