

ТЕХНОЛОГИЯ ОБРАБОТКИ ВОЛОКНИСТЫХ ОТХОДОВ

В.Д. ФРОЛОВ, Ю.В. ДУНАЕВА, Э. ОЮУНЗАЯ, А.Г. ПЕЧНИКОВА

(Ивановская государственная текстильная академия,
Монгольский технологический университет)

В процессе очистки шерсти на чесальной машине с барабаном 1, рабочим 2 и съемным 3 валиками, технологические возможности данного устройства используются не в полной мере (рис.1-а,б,в,г). От направления вращения валиков, их взаимной скорости, от положения относительно поверхности барабана 1, а также воздействия наиболее активных технологических зон на волокнистый материал, будет зависеть эффективность работы всего комплекса.

Будем рассматривать съемный валик 3 с радиусом a как круговой цилиндр, прилегающий к плоскости барабана 1, совпадающей с осью y (рис.1-а). В реальных условиях несжимаемый волокнисто-воздушный поток, создаваемый вращающимся барабаном 1, перемещается параллельно оси y со скоростью v . Граничное условие заключается в том, что функция тока ψ постоянна относительно стенки барабана 1 и потому имеет одно и то же значение и на плоскости, и на поверхности цилиндра 3. Для больших $|Z|$ комплексный потенциал Ω должен стремиться к vz .

Положим $Z=A/\xi$ (A вещественно).

Тогда

$$Z = A \frac{\xi - i\eta}{\xi^2 - \eta^2}, \quad X = \frac{A\eta}{\xi^2 - \eta^2},$$

$$Y = \frac{A\xi}{\xi^2 - \eta^2},$$

$$\xi = -\frac{AY}{X^2 + Y^2}, \quad \eta = -\frac{AX}{X^2 + Y^2}. \quad (1)$$

Преобразование (1) похоже на инверсию, поскольку $|Z||\xi| = |A|$, то есть посто-

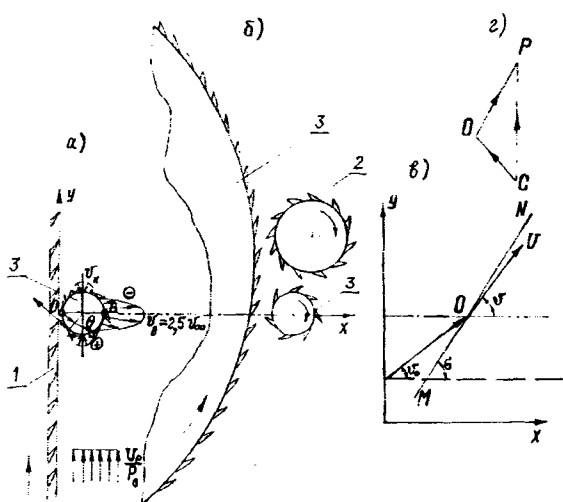


Рис. 1

янно. Если ξ обходит окружность вокруг начала координат, то и Z тоже, но в другую сторону. Преобразование переводит внутреннюю область каждой из этих окружностей во внешнюю область другой. Кроме того, при этом преобразовании все окружности, не проходящие через начало координат, переходят в окружности, а проходящие через начало координат – в прямые.

Положив $Z=A/\xi$, видим, что ось u переходит в ось ξ . Окружность переходит в прямую, параллельную оси ξ . Какую именно, определяем, взяв $Z = 2ia$.

Отсюда

$$\xi = -iA/2a. \quad (2)$$

Необходимо выразить значение A таким образом, чтобы значение ξ стало равным $i\pi/2$, то есть

$$A = -\pi a. \quad (3)$$

Тогда

$$Z = -\frac{\pi a}{\xi}. \quad (4)$$

Если $Z \rightarrow \infty$, то ω стремится к

$$v_0 Z = -\pi a v_0 / \xi, \quad (5)$$

что соответствует дипольному источнику в начале координат.

Для того, чтобы значение ω стало дей-

$$\omega = \pi a v \left(\frac{1}{\xi} + \frac{1}{\xi - i\pi} + \frac{1}{\xi - 2i\pi} + \frac{1}{\xi + 2i\pi} + \dots \right) = -\pi a v \operatorname{cth} \xi = \pi a v \operatorname{cth} \frac{\pi a}{Z}.$$

Если этот ряд удовлетворяет всем условиям, то он действителен при $Z = X$ и стремится к $v_0 z$ при $|Z| \rightarrow \infty$, что и требовалось доказать.

ствительным на границах $\eta=0$ и $\eta=i\pi/2$, необходимо добавить дополнительные члены. Для $\eta=0$ это условие выполняется автоматически, а для $\eta=i\pi/2$ достигается добавлением

$$-\pi a v_0 / (\xi - i\pi). \quad (6)$$

Функция (6) аналитична при $0 \leq \eta \leq \pi/2$ и потому допустима, однако она нарушает условие при $\eta=0$. Поэтому

$$-\pi a v_0 / (\xi + i\pi).$$

Делая контуры C_m все больше, охватываем все больше полюсов и добавляем к сумме все больше членов, а интегрирование приводит к остаточному члену. Если он стремится к нулю, то, при некотором фиксированном числе $R_m \rightarrow \infty$ сумма сходится и становится равной $f(z)$.

Тогда

$$\left| \int_{C_m} \frac{Z f(t)}{t(t-Z)} dt \right| < \frac{M|Z|2\pi Z}{R_m - |Z|} \rightarrow 0. \quad (7)$$

Таким образом,

$$f(Z) = f(0) + \lim \{P_m(z) - P_m(0)\}. \quad (8)$$

Используя (7) и (8), получаем

Радиус-вектор на окружности равен $2a \sin \theta$, а $Z = 2a \sin \theta e^{i\theta}$.

Следовательно,

$$\xi = -\frac{1}{2} \pi \cos \operatorname{ec} \theta e^{-i\theta} = -\frac{1}{2} (\operatorname{ctg} \theta - i), \quad (9)$$

$$\omega = -\pi a v_0 \operatorname{cth} \left(\frac{1}{2} \pi i - \frac{1}{2} \pi \operatorname{ctg} \theta \right) = \pi a v_0 \operatorname{th} \left(\frac{1}{2} \pi \operatorname{ctg} \theta \right).$$

Таким образом, ω действительно и необходимо найти скорость вдоль оси Z :

$$q = \left| \frac{d\omega}{dZ} \right| = \left| \frac{v_0 \pi^2 a^2}{Z^2 \operatorname{Sh}^2 \pi a/Z} \right|. \quad (10)$$

Если Z действительно и стремится к нулю, то $q \rightarrow 0$, откуда вытекает, что скорость равна нулю на линии касания съемного валика 3 с плоскостью барабана 1 в точке O (рис.1-а).

В верхней точке B окружности $Z = 2ia$, $\xi = i\pi/2$:

$$\bar{P} = \frac{P - P_0}{\rho \frac{v_0^2}{2}} = \frac{P - P_0}{P_g} = (1 - 2,25 \sin^2 \theta), \quad (12)$$

где P_g – динамическое давление; P – статическое давление.

Форма обтекаемых тел и скоростной режим рабочих органов в технологии чесания таковы, что в данном случае в потоке образуются ударные волны. Если контур обтекаемого тела в виде съемного валика 3 имеет крутой излом, то при движении по жесткой границе в направлении течения величина v скачком увеличивается, а ударная волна начинается в точке излома контура.

Рассмотрим соотношения на таких линиях разрыва (рис.1-в). Возьмем в качестве

течения волокнисто-воздушной смеси решение задачи о стационарном радиальном течении вязкой жидкости в плоском конфузоре в точке O с плотностью ρ_0 , давлением P_0 и скоростью v_0 ; угол между направлением вектора скорости и осью x равен ϑ_0 . Далее волокнисто-воздушная смесь проходит через ударную волну MN , угол наклона которой в точке O к оси x равен σ .

В этом случае величины v , ρ , ϑ , P в точке O за ударной волной связаны с v_0 , ρ_0 , ϑ_0 , σ равенствами

$$v^2 = v_0^2 \cos^2(\sigma - \vartheta_0) + \frac{1}{v_0^2 \sin^2(\sigma - \vartheta)} [1 - W_0^2 \cos^2(\sigma - \vartheta_0)]^2, \quad (13)$$

$$\rho = \frac{\rho_0 v_0^2 \sin(\sigma - \vartheta_0)}{1 - W_0^2 \cos^2(\sigma - \vartheta_0)}, \quad \vartheta = \sigma - \operatorname{artg} \left[\frac{\rho_0 \operatorname{tg}(\sigma - \vartheta)}{\rho} \right],$$

$$P = Q_0 \left[\frac{2v_0^2}{\chi + 1} \sin^2(\sigma - \vartheta_0) - \frac{\chi - 1}{2\chi} (1 - W) \right],$$

где $W = \sqrt{\frac{\chi - 1}{\chi + 1}} v.$

Если ударная волна определяет область возмущенного течения от области с рав-

номерным исходным потоком, вектор скорости которого параллелен оси x , то $v_0 = v_x$, $\vartheta_0 = 0$, $Q_0 = 1$ и соотношения (13) принимают более простую форму:

$$\begin{aligned} v^2 &= v_\infty^2 \cos^2 \sigma + \frac{1}{\sin^2 \sigma} (1 - W_\infty^2 \cos^2 \sigma)^2, \\ Q &= \frac{v_\infty^2 \sin^2 \sigma}{1 - W_\infty^2 \cos^2 \sigma}, \quad \vartheta = \sigma - \arctan\left(\frac{tg \sigma}{Q}\right), \\ P &= \frac{2v_\infty^2}{\chi + 1} \sin^2 \sigma - \frac{\chi - 1}{2\chi} (1 - W_\infty^2). \end{aligned} \quad (14)$$

Пусть при $t = 0$ сорная частица находится в начале координат. Сопротивление действует по касательной к траектории движения в направлении, противоположном движению. Следовательно, сопротивление выражается вектором $-m\chi v$, где m — масса частицы, χ — константа (рис.1-г).

Приравняв произведение массы на ускорение величине действующей силы, получим

$$m\ddot{X} = -mgk - m\chi\dot{X}, \quad (15)$$

где k — направляющий вектор, идущий вертикально вверх, или

$$\ddot{X} + \chi\dot{X} = -gk. \quad (16)$$

После преобразований (16) имеет вид

$$\frac{d}{dt} (\dot{X}e^{\chi t}) = -ge^{\chi t}k.$$

Откуда

$$\left| X + \frac{gt}{\chi}k - \frac{g}{\chi^2}(1 - e^{-\chi t})k \right| = \frac{V}{\chi}(1 - e^{-\chi t}), \quad (21)$$

$$\dot{X}e^{\chi t} - \frac{g}{\chi}e^{\chi t}k + V + \frac{g}{\chi}k, \quad (17)$$

где V — скорость при $t = 0$.
Из (17)

$$\dot{X} = e^{-\chi t}V - \frac{g}{\chi}(1 - e^{-\chi t})k \quad (18)$$

и

$$X = \frac{V}{\chi}(1 - e^{-\chi t}) - \frac{gt}{\chi}k + \frac{gt}{\chi^2}(1 - e^{-\chi t})k, \quad (19)$$

так как при $t = 0$ $X = 0$.

Из (19) видно, что в момент времени t все сорные частицы, выпущенные из точки O со скоростью V , окажутся на окружности, центр которой лежит на расстоянии

$$\frac{gt}{\chi} - \frac{g}{\chi}(1 - e^{-\chi t}). \quad (20)$$

Действительно,

то есть

$$|\overline{CO} + X| = CP = \frac{V}{\chi} (1 - e^{-\chi t}). \quad (22)$$

Дифференцируя (16) по времени, имеем

$$\dot{\alpha} + \chi\alpha = 0,$$

то есть, если ускорение при $t = 0$ равно α_0 , то

$$\alpha = \alpha_0 e^{-\chi t}. \quad (23)$$

Из (18) получаем

$$u = u_0 e^{-\chi t}, \quad (24)$$

где u – горизонтальная составляющая скорости и u_0 – ее начальное значение.

Если d – расстояние, пройденное в горизонтальном направлении за время t , то

$$d = \frac{u_0}{\chi} (1 - e^{-\chi t}), \quad (25)$$

где $d = u$.

Следовательно,

$$e^{-\chi t} = 1 - \frac{\chi d}{u_0}. \quad (26)$$

Тогда (23) можно представить как

$$\alpha = \alpha_0 \left(1 - \frac{\chi d}{u_0} \right). \quad (27)$$

Таким образом, направление ускорения не меняется во время движения, а равенство (22) не зависит от направления вектора скорости, что предопределяет выпад сорной частицы со съемного валика 3, а повторное касание выпуклой частицы рабочего валика 2 осуществляет ускоренное отделение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фролов В.Д. Аэродинамика текстильных машин // Текст лекций №2. 1989. С. 26.

Рекомендована кафедрой механической технологии текстильных материалов. Поступила 04.06.02.