

УДК 677.08

ТЕХНОЛОГИЯ ОЧИСТКИ И СМЕШИВАНИЯ ОТХОДОВ ШЕРСТИ В ТРАНСПОРТНЫХ ВОЗДУХОВОДАХ

В.Д. ФРОЛОВ, Ю.С. ГРИГОРЬЕВА

(Ивановская государственная текстильная академия)

Технологическая новизна предлагаемого решения предусматривает повышение эффективности и регулирования очистительной способности с одновременным применением устройства как переходного от нестандартного технологического положения до общепринятого пневмопровода при использовании его геометрической формы для улучшения смешивания волокнистого потока и выравнивания его по длине.

В результате взаимодействия транспортируемого волоконвоздушного потока с периодически изменяющимися по степени сжатия и расширения конфузурными плоскими соплами (рис. 1-а) возникают поперечные и продольные колебания способствующие сглаживанию скоростей и давлений воздуха в аэродинамическом потоке.

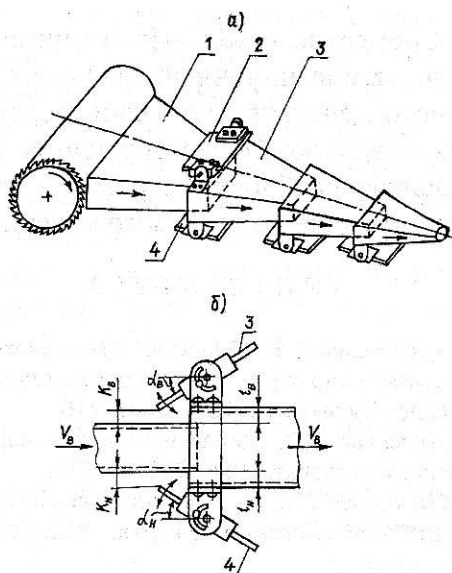


Рис. 1

Структура потока при течении идеального газа в сужающихся соплах хорошо изучена в отдельных специальных отраслях, однако отсутствуют аналоги их эффективного использования в текстильной промышленности.

При дозвуковых скоростях с ростом числа Маха на выходе из сопла 1 (рис. 1-а,б) распределение давлений по периметру и оси изменяется; благодаря эффекту сжимаемости отрицательные градиенты давлений возрастают. При приближении к критической скорости – вблизи ее давления достигают максимальных значений.

Расход волоконвоздушного потока через сопло при постоянных начальных давлении и температуре сохраняется неизменным, если отношение давлений

$$\varepsilon = \frac{P_a}{P_o} < \varepsilon_{кр} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}, \quad (1)$$

где P_a – давление среды; P_o – статическое давление за соплом; k – показатель изэнтропы.

Существенное отличие от идеальной схемы потока отмечается только вблизи выходного сечения сопла, которое не совпадает с критическим.

Для совершенного воздушного потока, подчиняющегося уравнению состояния

$$pV = RT,$$

и изэнтропического процесса удельный расход массы в любом сечении определя-

ется известным соотношением:

$$\bar{m}_T = \frac{m_T}{F} = \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}}} q \sqrt{\frac{P_0}{V_0}} = B_T \sqrt{\frac{P_0}{V_0}}, \text{ кг/с} \cdot \text{м}^2, \quad (2)$$

где m_T – секундная масса смеси; F – площадь выходного сечения сопла; P_0, V_0 – давление и удельный объем заторможенного потока, Н/м^2 и $\text{м}^3/\text{кг}$;

$$q = \frac{e_c}{e_{кр} a_{кр}} = \left(\frac{k+1}{2} \right)^{\frac{1}{k-1}} \lambda \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right)^{\frac{1}{k-1}} -$$

приведенный расход; $\lambda = \frac{c}{a_{кр}}$ – безраз-

мерная скорость (где $a_{кр}$ – критическая скорость, м/с).

Теоретический коэффициент истечения B_T определяется по формуле

$$B_T = q \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}}}. \quad (3)$$

Поскольку процесс истечения из сопла не является изэнтропическим, то действительный удельный расход массы \bar{m} можно вычислить с помощью выражения

$$\bar{m} = B \sqrt{\frac{P_0}{V_0}}, \quad (4)$$

которое отличается от теоретического ($\bar{m} < \bar{m}_T$), а величина B – действительный коэффициент истечения.

Коэффициент расхода определяется отношением

$$\mu^* = \frac{B}{B_T}. \quad (5)$$

Это отношение характеризует отличие действительного процесса от изэнтропического (в основном из-за загромождения проходного сечения сопла пограничным слоем).

Коэффициенты истечения B и расхода μ^* зависят от основных параметров, определяющих развитие пограничного слоя в сопле:

$$B = f_1(\text{Re}, M, k, \text{grad} \bar{P}),$$

$$\mu^* = f_2(\text{Re}, M, \text{grad} \bar{P}),$$

где Re – число Рейнольдса для выходного сечения сопла; $\text{grad} \bar{P}$ – безразмерный градиент давления; k – показатель изэнтропического процесса; M – число Маха, определяемое по отношению давлений в формуле $\epsilon_a = P_a/P_0$.

Исходя из зависимости коэффициента истечения от числа Рейнольдса и отношения давлений ϵ_a установлено, что область практической автомодельности по числу Рейнольдса обнаруживается при $\text{Re}_a > 4 \cdot 10^5$. С уменьшением $\text{Re}_a < 4 \cdot 10^5$ коэффициент истечения интенсивно уменьшается. По мере уменьшения $\epsilon_a < \epsilon_{кр} < 0,546$ продолжается рост коэффициента B . Увеличение коэффициента истечения с уменьшением ϵ_a объясняется изменением структуры пограничного слоя в выходном сечении сопла.

При докритических перепадах давления пограничный слой δ^* непрерывно возрастает вдоль периметра сопла и толщина вытеснения достигает максимального значения в выходном сечении.

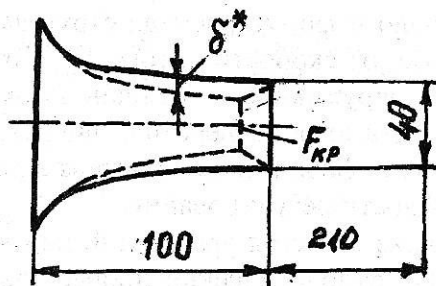


Рис. 2

При сверхкритических перепадах давлений вблизи выходного сечения давление равно критическому, а за соплом – меньше критического. Под действием разности давлений на выходном участке сопла происходит изменение профиля скорости и резкое уменьшение толщины вытеснения слоя (сброс слоя), причем перестройка структуры слоя начинается внутри сопла 1 (рис. 2 – сужающееся сопло), так как возмущение через дозвуковую часть слоя распространяется против течения.

Такая перестройка пограничного слоя и выходного сечения влечет за собой смещение и изменение формы поверхности перехода критического сечения потока по сравнению с докритическим режимом.

Расчет толщины вытеснения показывает (рис. 2), что при $\varepsilon_a = 0,52$ $\delta^* = 0,32$ мм и при высоте сопла 40 мм увеличение коэффициента истечения от 2,02 до 2,07 должно соответствовать уменьшению толщины вытеснения на 0,3 м, что способствует полному исчезновению пристеночного слоя при $\varepsilon_a \approx 0,1$.

Несколько иную структуру имеет волокновоздушный поток, выходящий из сужающегося сопла 1 (рис. 1-а) в зону расширения сопла 2. Многочисленные опытные данные показывают, что сразу за срезом появляются волнообразные колебания струи, приводящие к дроблению потока и его распаду.

При относительно малых скоростях истечения распад струи обусловлен в основном статической неустойчивостью, а с увеличением скорости волокновоздушного потока на струю начинают действовать аэродинамические силы, ускоряющие распад струи и приводящие к дополнительному дроблению волокнистых пучков.

Начало и форма распада струи зависят не только от скорости потока, но и от давления окружающей волокновоздушной среды, диаметра отверстия, чистоты поверхности, физических констант среды и возможности регулирования.

Анализ системы уравнений, характеризующих технологический процесс распада волокновоздушной струи, записанных без учета гравитационных сил и сил трения в

газовой сфере, приводят по данным [1] к следующим безразмерным критериям подобия (параметрам):

$$\frac{P_{II} \Delta c^2 \ell}{\sigma}; \frac{\mu_B}{\sigma P_B \ell}; \frac{P_{II} \Delta c^2}{P_B c_B^2}; \frac{c_B}{\Delta c}, \quad (6)$$

где μ_B – коэффициент вязкости смеси; σ – коэффициент поверхностного натяжения пристенного слоя; $\Delta c = c_{II} - c_B$ – разность скоростей фаз.

При малых скоростях, когда аэродинамические силы влияют менее эффективно, распад струи по данным Релея наступает при условии

$$\ell_\lambda / d_2 = \left[2\pi^2 \left(1 + 3 \sqrt{\frac{\mu_d^2}{P_B \sigma d}} \right) \right]^{0.5}, \quad (7)$$

где l – длина волны, м; d^2 – гидравлический диаметр потока, мм.

При больших скоростях волокновоздушного потока появляются дополнительные силы, растягивающие и искривляющие струю, что приводит к более раннему разрушению потока.

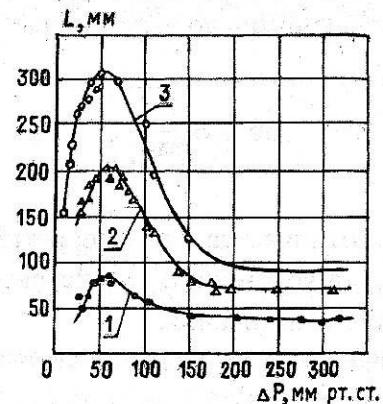


Рис. 3

Из графиков, приведенных на рис. 3, где показана зависимость длины сплошной части воздушной струи от напора перед соплом, видно, что вначале с ростом перепада давлений и скорости длина сплошной струи растет и достигает максимума, а затем падает.

Возникшие в потоке незначительные возмущения приводят к образованию возмущений с самопроизвольно увеличивающейся амплитудой. Этот процесс является ускоряющимся вследствие дополнительных возмущений, создаваемых относительным движением волоконвоздушного потока регулирующим устройством 3 и 4 (рис. 1-а, б) на каждом из сужающихся сопел.

Полное математическое решение задачи о распаде волоконвоздушного потока

$$\ell_B \frac{\partial \omega_2}{\partial r} = -\frac{\partial \pi_B}{\partial \ell} + \mu_B \left(\frac{\partial^2 \omega_2}{\partial \ell^2} + \frac{\partial^2 \omega_2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \omega_2}{\partial r} \right), \quad (9)$$

$$\frac{\partial \omega_1}{\partial \ell} + \frac{\partial \omega_2}{\partial r} + \frac{\omega_2}{r} = 0, \quad (10)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{dr}{dt} = (\omega_2)_{гр}; \mu \left(\frac{\partial \omega_1}{\partial r} + \frac{\partial \omega_2}{\partial \ell} \right) = 0, \\ \pi_B + 2\mu_B \left(\frac{\partial \omega_2}{\partial r} \right)_{гр} = \pi_{II} + \pi_0, \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

где ω_1, ω_2 – пульсационные составляющие скорости в радиальном осевом направлениях; $\pi_B; \pi_{II}; \pi_0$ – пульсационные составляющие давления в волоконвоздушном потоке и пульсации, вызванные в процессе регулирования устройствами 3 и 4 (рис. 1-а).

После распада потока наступает вторичное дробление: образовавшиеся пучки под воздействием аэродинамических сил дробятся на более мелкие.

Исследованиями установлено, что основными критериями, влияющими на распад пучков из волокон в потоке, является число Вебера:

$$\omega_e = \frac{\rho_{II} \Delta c^2 d_{II}}{2\delta};$$

описывается уравнениями неразрывности движения, а граничные условия, записанные через соответствующие пульсационные составляющие скорости и давления, могут быть в этом случае представлены в цилиндрической системе координат в следующем виде:

$$P_B \frac{d\omega_1}{dr} = -\frac{\partial \pi_B}{\partial \ell} + \mu_B \left(\frac{\partial^2 \omega_1}{\partial \ell^2} + \frac{\partial^2 \omega_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \omega_1}{\partial r} \right), \quad (8)$$

и число устойчивости:

$$\Gamma = \frac{2\mu_B^2}{d_{II} \rho_B \delta};$$

где d_{II} – гидравлический диаметр пучка из волокон.

ВЫВОДЫ

На процесс распада пучков из волокон существенное влияние оказывает число Re , при изменении которого меняется эпюра давлений и колебание потока. Распад пучков ведет за собой выделение сорных примесей и более полное смешивание.

Основными технологическими параметрами для регулирования служит изменение линейных K_B, K_H, ℓ_b, ℓ_H и угловых α_B, α_H величин (рис. 1-б).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ктателадзе С.С., Стырикевич М.Л. Гидравлика газожидкостных систем. – М.: Госэнергоиздат, 1958.

Рекомендована кафедрой механической технологии текстильных материалов. Поступила 18.11.02.