УДК 677.021.164

ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ОЧИСТКИ ХЛОПКОВОЙ СМЕСИ В ТРАНСПОРТНЫХ ВОЗДУХОВОДАХ

Ф.Р. КАХРАМАНОВ, В.Д. ФРОЛОВ, Д.Н. САПРЫКИН, С.И. КУРАЧ, Е.Г. ВАВИЛОВ

(Ивановская государственная текстильная академия)

Для очистки хлопковой смеси, как правило, применяются вращающиеся рабочие органы с примыкающими к ним решетками. А транспортные воздуховоды (несмотря на их значительную протяженность) для процесса очистки используются крайне редко.

Простейшим технологическим и конструктивным профилем, вписанным в вертикальный или горизонтальный транспортный воздуховод, может служить воздуховод, последовательно расширяющийся и сужающийся по ходу движения смеси воздуха и волокна (рис.1).

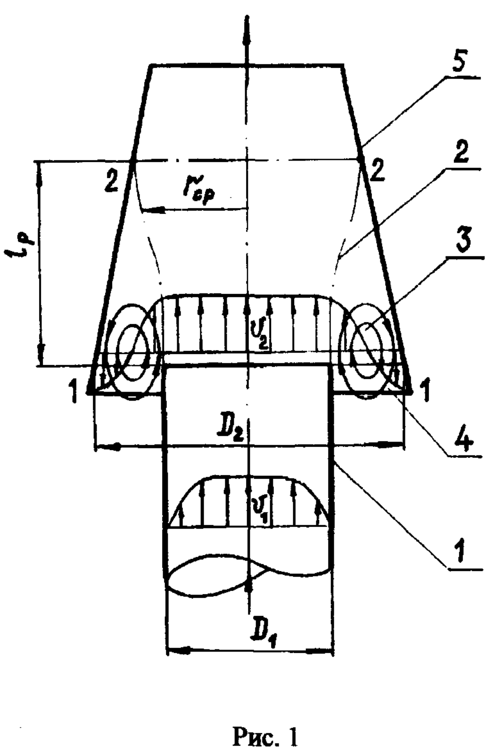

Рис. 1

Наблюдения показывают, что на выходе волокновоздушной струи из транспортной трубы 1 (рис.1, сечение 1–1) образуется отрыв потока 2 от стенок последней, а пространство между струей и стенками заполняется вихрями 3. На некотором расстоянии $l_р$ волокновоздушная струя полностью расширяется и имеет в сечении 2–2 резко неравномерную эпюру скорости, что обусловлено нарушением осесимметричности (искривлением) потока на участке $l_р$. Местное расширение на участке $l_р$ в соответствии с уравнением неразрывности

$$v_2 = \left(\frac{S_1}{S_2}\right) v_1 \qquad (1)$$

приводит к уменьшению скорости потока и, как следствие, повышению давления в направлении движения потока. В уравнении (1) S_1 и S_2– площади воздуховода в сечениях 1–1 и 2–2 соответственно; v_1 и v_2 – скорости потока в данных сечениях. Такие потоки приобретают склонность к возникновению отрывов, так как для потока 2, показанного на рис.1, прежде всего имеет силу закон сохранения массы:

$$\varrho \int_{(S)} v dS = \text{const}. \qquad (2)$$

Если среднюю скорость v_m потока записать в виде выражения

$$v_m = \left(\frac{1}{S}\right)\int_{(S)} v dS,$$

то (2) примет вид

$$\varrho v_m S = \text{const}, \qquad (3)$$

то есть при постоянной плотности ϱ в местах с большей площадью поперечного сечения скорость потока уменьшается. Если учитывать потери Δp_v давления на трение, то в случае реального, обладающего трением потока, по сравнению с потоком, не обладающим вязкостью вдоль линии тока,

$$\xi = p + \frac{\varrho v^2}{2} = \text{const},$$

где p – статическое давление; $\varrho v^2 / 2$– скоростной напор; ξ– полное давление, уравнение Бернулли в расширенном потоке можно записать в виде

$$p_1 + \left(\frac{\varrho}{2}\right)v_{m1}^2 = p_2 + \left(\frac{\varrho}{2}\right)v_{m2}^2 + \Delta p_v. \quad (4)$$

Для более общего случая к обеим частям равенства (4) необходимо добавить компонент, являющийся следствием действия основного закона гидростатики:

$$p_1 + \left(\frac{\varrho}{2}\right)v_{m1}^2 + \varrho\xi h_1 =$$

$$= p_2 + \left(\frac{\varrho}{2}\right)v_{m2}^2 + \varrho\xi h_2 + \Delta p_v, \qquad (5)$$

где h_1 и h_2 – геодезические высоты трубок тока в сечениях 1–1 и 2–2.

Тогда согласно (5) и с учетом соотношения (1) максимально возможное повышение давления

$$\Delta p_v = p_2' - p_2 = \left(\frac{\varrho}{2}\right)v_{m1}^2\left[1 - \left(\frac{S_1}{S_2}\right)\right]^2. \quad (6)$$

Большие потери давления возникают при внезапном расширении потока.

Действительное повышение давления в этом случае

$$p_2 - p = \varrho v_{m2}(v_{m1} - v_{m2}), \qquad (7)$$

а с учетом (6) запишем

$$\Delta p_v = \left(\frac{\varrho}{2}\right)(v_{m1} - v_{m2})^2.$$

Тогда коэффициент потери давления при внезапном расширении поперечного сечения

$$\xi_{vp} = \frac{\Delta p_v}{\left[\left(\frac{\varrho}{2}\right)v_{m1}^2\right]} = \left[1 - \left(\frac{S_1}{S_2}\right)\right]^2. \qquad (8)$$

В действительности потеря давления несколько больше, поскольку внезапное расширение имеет выход вне пределов транспортной трубы в кольцевое отверстие 4 между поверхностями транспортной трубы 1 и конфузорной частью трубы 5, кроме того, не учтены трение о стенки и потери, происходящие при генерации и диссипации турбулентности при расширении потока.

Реальное значение коэффициента потерь давления

$$\xi_{vp} = \beta\left[1 - \left(\frac{S_1}{S_2}\right)\right]^2, \qquad (9)$$

где β= до 1,2.

Необходимо отметить, что потери на трение на границах в зоне отрыва при расширении потока действительно малы в сравнении с потерями, происходящими при генерации и диссипации турбулентности в этой зоне. Диссипация энергии в неравномерном потоке является, в первую очередь, результатом генерации турбулентности в зонах отрыва, что особенно усиливает влияние числа Рейнольдса на изменение положения точки отрыва из-за влияния вязкости. Поэтому очевидно, что потери энергии в неравномерном потоке на единицу веса должны зависеть от геометрии границ и характерного числа Рейнольдса.

Диссипация энергии на единицу веса Нп принимает безразмерный вид при делении на кинетическую энергию, приходящуюся на единицу веса характерного параметра $v^2 / 2\xi$. Безразмерный коэффициент потерь напора определяется из равенства [1]:

$$\xi_m = \frac{H_П}{v^2/2\xi} \tag{10}$$

и является функцией геометрии стенок и числа Рейнольдса. На многих переходных участках, где происходит отрыв, положение точки отрыва определяется в основном очертанием стенок.

Скорость потока, однако, изменяется по сечению и поэтому истинная величина среднего потока количества движения равна

$$\int v\varrho(v\,dS) = \alpha_u V(\varrho v S)$$

или

$$\int v\varrho\,dQ = \alpha_u V(\varrho Q),$$

где v=Q/S– величина средней скорости по поперечному сечению; Q– объем волокно-воздушной смеси; V– вектор средней скорости; $\alpha_u \geq 1$– коэффициент количества движения (или импульса).

Тогда уравнение количества движения для одномерного движения запишется в виде

$$F_{ду} + F_{ту} + F_{му} = (\alpha_u v_y \varrho Q)_2 - (\alpha_u v_y \varrho Q)_1, \tag{11}$$

где $F_д$– результирующая сила, действующая по нормали к контрольной поверхности (может быть определена по нормальным давлениям на контрольной поверхности); $F_т$– результирующая сила, действующая тангенциально к контрольной поверхности (может быть определена по тангенциальным (касательным) напряжениям на контрольной поверхности); $F_м$ – объемная или массовая сила при действии гравитационного или магнитного полей.

Проекция массовой силы равна нулю, касательными напряжениями пренебрегаем ввиду их малости. В этом случае (11) при $\alpha_u = 1$ принимает вид

$$(p_1 - p_2)S_2 = \varrho Q(v_2 - v_1). \tag{12}$$

Диссипация энергии на единицу веса определяется из уравнения энергии

$$H_1 = H_2 + H_П + \Delta H_П, \tag{13}$$

где H_1, H_2– осредненные по весовому расходу величины удельной энергии (кг · мкг), которые можно трактовать так же, как осредненные по весовому расходу величины полного напора (давления) для всех линий тока; $H_П$ – потери механической энергии; $\Delta H_П$– колебания потерь механической энергии.

При отсутствии механической энергии уравнение (13) запишется как

$$\left(\frac{p_1}{\gamma} + h_1 + \frac{v_1^2}{2\xi}\right) - \left(\frac{p_2}{\gamma} + h_2 + \frac{v_2^2}{2\xi}\right) = H_{П_{1-2}}. \tag{14}$$

Если в выражение (14) подставить (12), то потеря напора (давления) согласно теореме Борда запишется в виде

$$H_{П_{1-2}} = \frac{(v_1 - v_2)^2}{2\xi}, \tag{15}$$

или в безразмерном виде, используя (10) и (1):

$$\frac{H_{\Pi_{1-2}}}{v_1^2/2\xi} = \xi_{в.р} = \left[1 - \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2\right]^{-2}. \qquad (16)$$

Экспериментальные результаты подтверждают формулу с точностью до нескольких процентов. Это означает, что потери на трение на границах в зоне отрыва действительно малы в сравнении с потерями, происходящими при генерации и диссипации турбулентности при расширении.

Если диаметр D_2 конфузорной трубы (в сечении 1–1) значительно больше диаметра D_1 транспортной трубы и соблюдается соотношение перекрытия поверхностей 1 и 5, то часть вихревого потока 3 будет выходить за пределы транспортного потока 2, выделяя сорные примеси в зазор кольцевого отверстия 4 (рис.1).

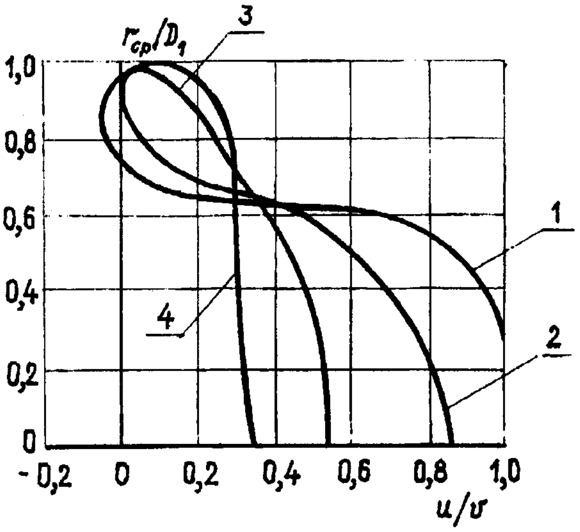

Рис. 2

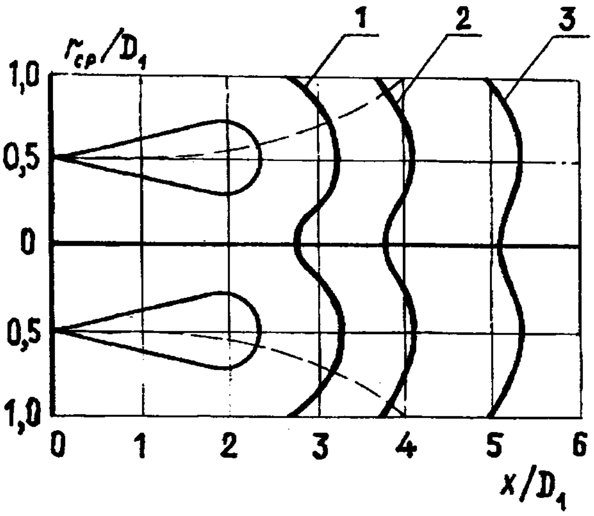

Рис. 3

Экспериментальные профили скорости для различных сечений за внезапным расширением при отношении $D_1/D_2=1/2$ представлены на рис.2 (кривая 1– отношение $x/D_1=1{,}0$; 2– $x/D_1=4{,}0$; 3– $x/D_1=6{,}0$; 4– $x/D_1=8{,}0$).

Профиль границы отрыва, пространственное распределение осредненного давления за расширением и кривые с различными значениями отношения статического давления к скоростному напору $(P/(\varrho v^2/2))$ показаны на рис.3: кривая 1– отношение равно 0,1; 2– 0,2; 3– 0,3. Зона отрыва может распространяться на $3{,}5D_1$, а давление частично приобретает равномерное распределение после точки отрыва и зависит от конусности конфузорной трубы 5.

Таким образом, созданные технологические условия диссипации энергии в неравномерном потоке стали результатом генерации турбулентности в зонах отрыва в виде вихревого потока. Полученные теоретические и экспериментальные решения позволяют регулировать выделение сорных примесей за счет сжатия и расширения потока, а следовательно, его деформации с изменением объема, что способствует выравниванию смеси как по объему, так и по весу.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Chaturvedi M.C.*. Flow characteristics of axisymmetric expansions. Proc. Am. Soc. Civil Engrs.– V. 89, NHY-3, May 1963.

Рекомендована кафедрой начертательной геометрии и черчения. Поступила 21.05.01.