УДК 677.31.021.137:535.3

ДИНАМИКА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ РАСТИТЕЛЬНОЙ ПРИМЕСИ ПРИ ОЧИСТКЕ ШЕРСТЯНОЙ ЛЕНТЫ ОПТИЧЕСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Б.Е. БЕЛЫШЕВ, Е.В. ГРЯЗНОВА, А.В. ШЕПЕЛЕВ

(Московский государственный текстильный университет им. А.Н. Косыгина)

Оптический метод очистки чесаной шерстяной ленты, предложенный в [1], при улучшении показателей физико-механических свойств волокон обеспечивает практически полное удаление из нее растительных примесей. В [2] применительно к указанному методу определены оптические характеристики шерстяного волокна и растительных примесей в видимом и ближнем ИК-диапазоне, наиболее существенном для возникновения пиролиза примесей.

В настоящей работе на основе полученных характеристик рассчитывается тепловой режим примеси с учетом его динамики и неоднородного характера распределения температуры в примеси.

Статистический анализ, проведенный для примесей различного вида, показал, что размеры подавляющего числа включений составляют порядка 5мм в длину и 0,5мм в диаметре. Очевидно, что при данной геометрии примеси процессом теплопередачи через ее торцы можно пренебречь. Тогда уравнение теплопроводности в цилиндрических координатах будет иметь вид

$$\frac{\partial T(r,t)}{\partial t} = a\left[\frac{\partial^2 T(r,t)}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial T(r,t)}{\partial r}\right] + \frac{\omega}{c\gamma}, \tag{1}$$

где r – радиальная координата; t – время; $a = \lambda/\varrho$ – коэффициент температуропроводности примеси; λ – теплопроводность примеси; c – теплоемкость примеси; ϱ – плотность примеси; ω – объемная плотность мощности эффективных тепловых источников, возникающих вследствие поглощения примесью оптического излучения.

Задаче соответствуют граничные условия третьего рода: тепловой поток пропорционален разности температур T_c среды и температуры T(R, t) примеси на поверхности:

$$\frac{\partial T(R,t)}{\partial x} = H\left[T_c - T(R,t)\right]. \tag{2}$$

Здесь $H = \lambda/\alpha$; α – коэффициент теплообмена; R – радиус соринки.

Решение уравнения теплопроводности с указанным граничным условием запишем так:

$$T(r,t) = \frac{1}{4}\frac{\omega R^2}{\lambda}\left(1 + 2/Bi - r^2/R^2\right) - \sum_{n=1}^{\infty}\left(\omega R^2/\lambda\mu_n\right)A_n J_0\left(\mu_n r/R\right)\exp\left(-\mu_n^2 F_0\right), \tag{3}$$

где $Bi = \alpha/\lambda\ R$ – критерий Био; $F_0 = at/R^2$ – число Фурье;

$A_n = \dfrac{2Bi}{\left(\mu_n^2 + Bi^2\right)J_0\left(\mu_n\right)}$; μ_n – корни характеристического уравнения;

$$\frac{J_0(\mu)}{J_1(\mu)} = \frac{\mu}{Bi}; \quad J_0, J_1 \text{ – функции Бесселя.}$$

Средняя температура цилиндра определяется из очевидного условия

$$T(t) = \frac{2}{R^2}\int_0^R rT(r,t)dr \qquad (4)$$

и согласно (3) и (4) равняется

$$T(t) = \frac{1}{8}\frac{\omega R^2}{\lambda}(1 + 4/Bi) - \sum \frac{\omega R^2}{\lambda} B_n \exp(-\mu_n^2 F_0), \qquad (5)$$

где $B_n = \frac{4Bi^2}{\mu_n^2(\mu_n^2 + Bi^2)}$.

Для примеси λ = 0,125 Вт/м·град; ϱ = =500 кг/м^3; с = 1250 Дж/кг·град; в соответствии с чем критерий Фурье $F_0 = at/R^2 = \lambda t/c\varrho R^2 \cong 1{,}6$. Коэффициент α теплообмена при движении шерстяной ленты со скоростью порядка 1 м/с не превышает величины 1,8 Вт/м·град; при этом $Bi = \alpha R/\lambda \cong \cong 3{,}6 \cdot 10^{-3}$.

Малая величина критерия Био даст возможность аппроксимировать точное решение, задаваемое формулой (3). При $Bi \to 0$ все коэффициенты $A_n \to 0$, за исключением коэффициента A_1, который стремится к единице [3].

В этом случае решение (3) приобретает вид

$$T(r,t) = \frac{\omega R^2}{4\lambda}\left(1 + \frac{2}{Bi} - \frac{r^2}{R^2}\right) - \frac{\omega R^2}{\mu_1 \lambda}\exp(-2BiF_0). \qquad (6)$$

Безразмерный параметр BiF_0 имеет численное значение $5{,}8 \cdot 10^{-3}$, что позволяет в (6) ограничиться лишь первым членом в разложении экспоненты в ряд Тейлора:

$$\exp(-2BiF_0) \cong 1 - 2BiF_0.$$

Из такого разложения следует, что для соответствующих рассматриваемой задаче критериев Bi, F_0 среднюю температуру примеси с приемлемой точностью можно считать линейно зависящей от времени:

$$T_{cp}(t) = \frac{\omega}{c} t. \qquad (7)$$

Последняя формула фактически означает, что процессы теплопередачи в окружающую среду пренебрежимо мало понижают среднюю температуру примеси при ее нагреве излучением.

Наиболее важное значение для возникновения пиролиза примеси имеет температура ее поверхности и тонкого приповерхностного слоя.

Размеры примеси малы (сравнимы с толщиной пограничного слоя воздуха), поэтому при точном решении задачи нестационарной теплопроводности необходимы граничные условия четвертого рода: равенство температур и тепловых потоков граничащих сред, то есть воздуха и примеси.

При используемых интенсивностях световых полей коэффициент экстинкции (бугеровское поглощение) не зависит от интенсивности. Поэтому плотность мощности тепловых источников экспоненциально зависит от пространственной координаты и одномерное уравнение теплопроводности для примеси будет иметь вид

$$\frac{\partial T_1(x,t)}{\partial t} = a_1 \frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2} + \frac{\sigma J(t)}{c\gamma} e^{-\sigma x}, \qquad (8)$$

где σ – бугеровский коэффициент поглощения (начало координат находится на поверхности примеси, координатная ось x направлена в глубь примеси).

Уравнение теплопроводности для воздуха является однородным:

$$\frac{\partial T_2(x,t)}{\partial t} = a_2 \frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2}. \qquad (9)$$

Граничные условия запишутся следующим образом:

$$T_1(0,t) = T_2(0,t), \qquad (10)$$

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1(0,t)}{\partial x} = \lambda_2 \frac{\partial T_2(0,t)}{\partial x}, \qquad (11)$$

где $\lambda_{1,2}$ – коэффициенты теплопроводности.

Будем считать, что в начальный момент времени температуры обеих сред одинаковы и равны нулю, а интенсивность греющего излучения не зависит от времени.

Решение данной задачи, полученное методом интегрального преобразования Лапласа, представим в виде [4]:

$$T_1(x,t) = \frac{J}{c(1+k)}\left\{\frac{2\sqrt{t}}{\sqrt{\pi a_1}} - \frac{1}{a_1\sigma}\left[1 - e^{a\sigma^2 t}\left(1 - \operatorname{erf}\sqrt{a_1\sigma^2 t}\right) + \right.\right.$$

$$+ \frac{x}{2\sqrt{\pi a_1}}\int_0^t \left[\frac{2\sqrt{t}}{\sqrt{\pi}} - \frac{1}{\sqrt{a_1\sigma^2}} e^{a_1\sigma^2 t} \operatorname{erf}\sqrt{a_1\sigma^2 \tau}\right] \frac{e^{-\frac{x^2}{4a_1(t-\tau)}}}{(t-\tau)} d\tau +$$

$$\left.\left. + \frac{kx}{2\sqrt{\pi a_1}\,\sigma a_1}\int_0^t \left[1 - e^{a_1\sigma^2 t}\right] \frac{e^{-\frac{x^2}{4a_1(t-\tau)}}}{(t-\tau)} d\tau \right]\right\}, \qquad (12)$$

где k – коэффициент относительной тепловой активности.

Температуру поверхности примеси можно получить из выражения (12). В случае x = 0 она имеет вид

$$T_1(0,t) = \frac{J}{c(1+k)}\left\{\frac{2\sqrt{t}}{\sqrt{\pi a_1}} - \frac{1}{a_1\sigma}\left[1 - e^{a_1\sigma^2 t}\left(1 - \operatorname{erf}\sqrt{a_1\sigma^2 t}\right)\right]\right\}. \qquad (13)$$

Очевидно, что именно температура на поверхности примеси имеет определенное значение для начала пиролиза, так как оптическое разрушение (пиролиз) примеси начинается именно с поверхности.

В реальных условиях очистки шерстяной ленты оптическим излучением средняя температура примеси зависит от времени согласно (7). Однако температура на поверхности примеси вследствие теплообмена поверхности с пограничным слоем воздуха не может быть аппроксимирована указанной линейной зависимостью от времени, так как поверхность успевает частично остывать в результате теплообмена с пограничным слоем воздуха. В связи с этим температура поверхности примеси при воздействии на нее оптическим излучением хотя и возрастает, но медленнее, чем по линейному закону.

По всей видимости, при воздействии на примесь очень мощного излучения в течение короткого промежутка времени процессом теплопередачи в воздухе можно было бы пренебречь и температура поверхности примеси определялась бы поступившей на примесь световой энергией и не зависела бы от длительности светового импульса. Увеличение же длительности светового импульса при пропорциональном снижении его мощности приводит к уменьшению температуры по сравнению с температурой при коротком импульсе той же энергии.

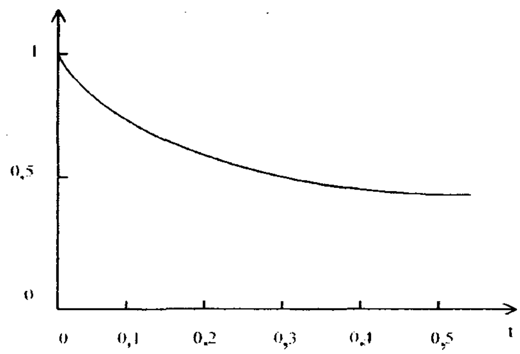

Рис.1

На рис.1 приведен график зависимости относительной температуры поверхности от длительности светового импульса при условии постоянства энергии импульса, построенный согласно формуле (13). Температура поверхности при малой длительности импульса принята за единицу.

Видно, что при длительности светового импульса порядка 0,2...0,5 с (примерно столько составляет время фактического воздействия в реально существующей экспериментальной установке) температура поверхности почти в 2 раза меньше той температуры, которую имела бы поверхность при быстром нагреве.

Таким образом, повышение скорости движения ленты позволит снизить необходимую для ее очистки мощность светового излучения и существенно повысить экономическую эффективность метода за счет снижения энергозатрат.

ВЫВОДЫ

1. В результате проведенных исследований решена задача теплопроводности с учетом динамики теплового режима примеси и неоднородного характера распределения в ней температуры.

2. Рассчитаны средняя температура примеси и пространственное распределение температуры по сечению примеси, а также определена динамика температуры поверхности примеси.

3. Показано, что повышение скорости движения шерстяной чесаной ленты может привести к существенному уменьшению необходимой для очистки мощности светового излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Протасова В.А., Белышев Б.Е.*// Изв. вузов. Технология текстильной промышленности. – 1995, № 3.С. 17...19.

2. *Белышев Б.Е., Грязнова Е.В., Шепелев А.В.* // Изв. вузов. Технология текстильной промышленности. – 1999, № 3.С. 15 - 18.

3. *Лыков А.В.* Теория теплопроводности. – М.: Гостехтеоретиздат, 1967.

4. *Чернов С.П., Шепелев А.В.*// Вестник МГУ. Сер.3, Физика. Астрономия. – 1983, №1, т.24. С. 41...47.

Рекомендована кафедрой технологии шерсти. Поступила 15.02.02.