

УДК 677.072:536.2

ЗАКОНОМЕРНОСТИ КАПИЛЛЯРНОГО ВПИТЫВАНИЯ ЖИДКОСТИ ПРЯЖЕЙ*

И. П. КОРНЮХИН, А. А. САВЕЛЬЕВ, Д. И. КОРНЮХИН

(Московская государственная текстильная академия им. А. Н. Косыгина)

Закономерности капиллярного впитывания жидкостей текстильными материалами важно знать для оценки эксплуатационных свойств тканей, а также в некоторых технических приложениях, например, для фитилей. Предлагаемый нами метод можно использовать для определения некоторых структурных характеристик материалов.

Объектом исследования служила пряжа. Закономерности капиллярного впитывания в пористых телах, к которым относится и пряжа, впервые теоретически рассматривались, по-видимому, Вошборном [1] на модели круглого цилиндрического капилляра. Основанное на балансе сил дифференциальное уравнение движения фронта жидкости в вертикальных капиллярах со смачиваемыми стенками согласно Вошборну имеет вид

$$2\sigma\cos\theta/r - (8\mu x/r^2) (dx/d\tau) - \rho gx = 0, \quad (1)$$

где σ , μ , ρ — поверхностное натяжение, динамическая вязкость и плотность жидкости;

θ — краевой угол (угол смачивания);

r — радиус капилляра;

x — координата фронта жидкости;

g — ускорение силы тяжести.

В (1) первое слагаемое характеризует капиллярные силы, второе — рассчитанные по формуле Пуазейля [2] силы трения в цилиндрическом канале, а третье — силы тяжести. Применение (1) для описания капиллярного движения в пористых телах имеет принципиальные трудности, поскольку формы каналов в модели Вошборна и в реальных пористых телах существенно различны, причем понятие радиуса r канала строго не определено и, кроме того, физический смысл этой величины не одинаков в двух первых слагаемых уравнения движения. Если в первом слагаемом r характеризует средний радиус r_k кривизны мениска жидкости для круглого цилиндрического канала, равный $r_k = r/2$, то во втором r пропорционален гидравлическому радиусу r_r . Величины r_k и r_r могут различаться довольно значительно, особенно, когда мениск в канале между волокнами имеет седлообразную форму, а главные радиусы кривизны поверхности мениска противоположны по знаку.

* Начало.

Для пористых тел более обоснованным представляется энергетический метод [3]:

$$\sigma \cos \Theta dF - \Delta P_T dV - \rho g x dV = 0, \quad (2)$$

где F и V — площадь поверхности контакта жидкость — твердое тело и объем жидкости в канале;

ΔP_T — потери давления на трение.

Здесь первое слагаемое характеризует работу сил поверхностного натяжения, второе — сил трения и третье — сил тяжести, причем в [1, 3] последние не учитываются. Деля (2) на dV , получаем

$$\sigma \gamma \cos \Theta - \Delta P_T - \rho g x = 0, \quad (3)$$

где $\gamma = dF/dV$ — средняя удельная поверхность канала.

В [3] величина потерь давления на трение рассчитывается по закону Дарси [4]:

$$\Delta P_T = (\mu x / k_1) W, \quad (4)$$

где W — средняя скорость движения жидкости в канале;

k_1 — коэффициент проницаемости пористого тела.

Более информативным представляется другой метод расчета потерь давления на трение, в котором для каналов со слабо изменяющейся геометрией и размерами сечения ΔP_T рассчитывается по формуле [5]:

$$\Delta P_T = (2\mu/k) \int_0^x W (dF/dV)^2 dz. \quad (5)$$

где k — коэффициент формы канала;

z — текущая координата в направлении течения.

Эту формулу с учетом уравнения неразрывности $Wf = \text{const}$ (f — площадь поперечного сечения канала) преобразуем к виду

$$\Delta P_T = 2\mu W x \bar{\gamma}^2 / k, \quad (6)$$

причем

$$\bar{\gamma}^2 = (\bar{f}/x) \int_0^x (dF/dV)^2 dz / f.$$

где f и \bar{f} — текущее и среднее по длине значения площади поперечного сечения канала;

$\bar{\gamma}^2$ — осредненное по длине канала с весом \bar{f}/f значение квадрата удельной поверхности канала.

Подставляя (6) в (3), с учетом определения скорости через координату $W = dx/d\tau$ получаем

$$\sigma \gamma \cos \Theta - (2\mu x \bar{\gamma}^2 / k) (dx/d\tau) - \rho g x = 0. \quad (7)$$

Формулу (6) можно рассматривать как модификацию закона Дарси (4) при условии полного насыщения пор жидкостью. В этом случае значение коэффициента проницаемости

$$k_1 \propto k / (2\sqrt{\gamma^2}). \quad (8)$$

Сопоставление уравнений, основанных на динамическом и энергетическом методах расчета, показывает, что r_k и r_T по порядку величины могут оцениваться как

$$r_k \propto 1/\gamma, \quad r_T \propto 1/\sqrt{\gamma^2}.$$

В исследованиях капиллярного движения жидкости не учитываются силы инерции, влияние которых может быть существенным, если они одинаковы по порядку величины с капиллярными силами или силами трения. При грубой оценке этих сил воспользуемся моделью круглого цилиндрического капилляра, для которого по порядку величины данное равенство имеет вид

$$(\rho x^2/\tau^2) \propto (\sigma/r) \propto (\eta x^2/r^2\tau).$$

Силами инерции можно пренебречь, когда их величина много меньше, например, капиллярных сил:

$$\rho x^2/\tau^2 \ll \sigma/r,$$

откуда

$$\tau \gg \rho r^2/\eta.$$

Несложный расчет показывает, что для капилляров радиусом $r \propto 10^{-4}$ м силами инерции через время $\tau \propto 10^{-2}$ с можно пренебречь, что и принято в рассматриваемом случае.

Интеграл уравнения (7) с начальным условием $x=0$ при $\tau=0$ записывается в виде

$$T = -\ln(1 - X) - X, \quad (9)$$

$$X = x/h, \quad T = k\rho^2 g^2 \tau / 2\eta\gamma\sqrt{\sigma} \cos\Theta, \quad h = \sigma\gamma \cos\Theta / (\rho g), \quad (10)$$

где X и T — безразмерные координата и время;

h — максимальная высота подъема жидкости.

На начальной стадии процесса (при $X \ll 1$) разложение логарифма в ряд Тейлора позволяет привести (9) к виду

$$X^2 = 2T \quad (11)$$

или в размерной форме

$$x = (k\gamma\sigma\tau \cos\Theta/\eta\sqrt{\gamma^2})^{0.5}. \quad (12)$$

Результаты экспериментального исследования [6] капиллярной пропитки органическими жидкостями подтверждают существование зависимости координаты от времени в форме $x \propto \sqrt{\tau}$ согласно уравнению (12).

Для исследования капиллярного движения воды в нитях (пряже) использовалась установка, приведенная на рис. 1, где нить 7 размещена вертикально по оси стеклянной трубки 6 диаметром 10 мм. Верхний конец нити жестко крепится в верхней пробке 9, а нижний свободно проходит через отверстие в пробке 5 и погружается в воду 1, залитую в сосуд 4, герметично соединенный с трубкой 6. Для предотвращения раскручивания нити на нижнем ее конце закреплены рас-

порки 3 из упругой стальной проволоки, упирающиеся в стенки сосуда 4. В нижней части трубки 6 к ней подсоединяется емкость 2 с водой.

Для наблюдения за положением фронта жидкости при пропитке вода в сосуде окрашивалась слабым раствором двуххромовокислого калия. В предварительных опытах установлено, что при использовании этого химического соединения фронты воды и окраски при капиллярном впитывании практически совпадают, в то время как при использовании некоторых других красителей наблюдалось отставание фронта окраски от фронта жидкости (хроматографическое разделение). Для регистрации положения фронта жидкости в нити использовалась миллиметровая шкала 8. На начальной стадии эксперимента время фиксировалось секундомером, а затем с помощью часов.

Перед началом опыта хлопчатобумажная пряжа заправлялась в установку так, что ее нижний конец не касался уровня воды в сосуде 4. Примерно в течение суток воздух в рабочем пространстве насыщался водяными парами за счет испарения жидкости из сосуда 4 и емкости 2 с целью предотвращения испарения влаги из нити в процессе эксперимента. Опыт начинали после погружения нижнего конца нити в воду 1 и считали законченным, если в течение суток положение фронта жидкости не изменялось.

Один из опытов проведен с предварительно раскрученной нитью, для чего к концу последней подвешивали небольшой груз (~ 2 г). Раскручивание продолжалось до прекращения крутильных колебаний. Испытывались также два различных образца этой же, но нераскрученной пряжи.

Результаты экспериментов, приведенные на рис. 2 в координатах $x(\sqrt{\tau})$, где x — текущее значение высоты фронта жидкости, свидетельствуют о том, что максимальная высота h подъема жидкости и скорости движения влаги во всех этих образцах различны. Экспери-

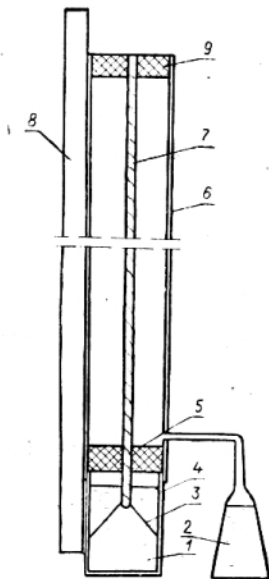


Рис. 1.

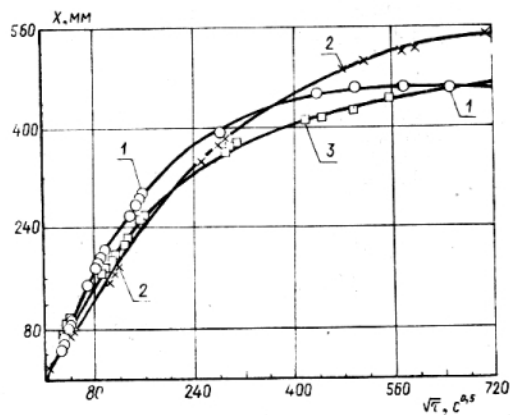


Рис. 2.

ментальные кривые, представленные в такой форме, позволяют согласно (12) линейризовать их начальные участки. Достаточно протяженные линейные участки наблюдаются в случае нераскрученных образцов пряжи (кривые 1, 2); для раскрученного образца (кривая 3), как линейризованную, кривую можно рассматривать лишь в небольшой окрестности начала координат.

По экспериментальным кривым на рис. 2 определяются некоторые характеристики пряжи. По величине максимального подъема h жидкости (10) рассчитывается удельная поверхность γ в окрестности фронта жидкости. Величина γ будет максимальной и обозначится через γ_* . Кроме того, по наклону кривых на начальном, линейризованном, участке в соответствии с (12) рассчитывается комплекс величин $k\gamma/\gamma^2$.

Капиллярные характеристики ряда текстильных материалов оцениваются по времени подъема фронта жидкости на заданную высоту или по высоте подъема за требуемое время. Согласно рис. 2 такая характеристика неоднозначна: если высота подъема соответствует точке пересечения двух кривых, то капиллярные свойства двух образцов можно считать одинаковыми, если ниже, то предпочтение отдается одному образцу, а выше — другому. Предлагаемый нами метод позволяет однозначно определять характеристики капиллярности, хотя и более трудоемок.

По найденным параметрам экспериментальные результаты можно представить в безразмерных координатах $X(T)$, рассчитанных с учетом (10), что и показано на рис. 3 для нераскрученной 1, 2 и раскрученной 3 пряжи.

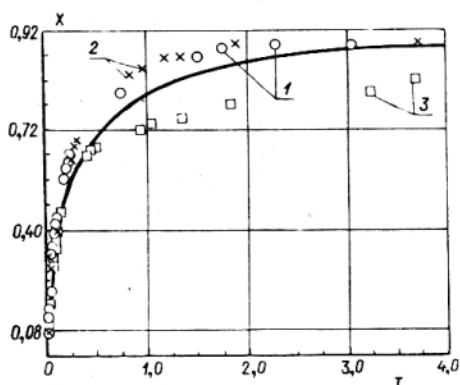


Рис. 3.

В области малых значений X , а также близких 1 опытные данные удовлетворительно описываются теоретическим уравнением (9). В области промежуточных значений X наблюдается существенное отклонение экспериментальных и расчетных значений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фролов В. В. Курс коллоидной химии. — М.: Химия, 1988.
2. Лойцянский Л. П. Механика жидкости и газа. — М.: Физматгиз, 1959.
3. Дерягин Б. В. // Коллоидный журнал. — 1946. Т. 8, № 1-2.
4. Полубаринова-Кочина П. Я. Теория движения грунтовых вод. — М.: Наука, 1977.
5. Clayton P. G. // J. of applied physics. — 1940. V. 7, № 11.
6. Minor F. W., Schwartz A. M. // Text. Res. J. — 1959. V. 29, № 12.

Рекомендована кафедрой промышленной теплоэнергетики. Поступила 04.10.96