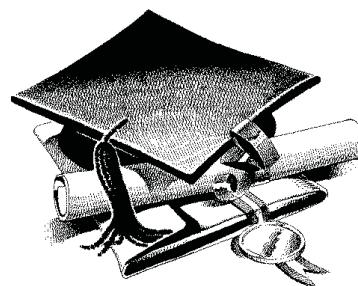


ТОВАРОВЕДЕНИЕ И ЭКСПЕРТИЗА ТОВАРОВ



В.В. САДОВСКИЙ

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ В ОПРЕДЕЛЕНИИ ПОТРЕБИТЕЛЬСКИХ СВОЙСТВ ТРИКОТАЖНЫХ ИЗДЕЛИЙ

Для оценки поведения трикотажных изделий в процессе эксплуатации, а также при проектировании трикотажных полотен из новых видов сырья важно прогнозировать взаимосвязь нагрузок и деформаций при их растяжении. В текстильном материаловедении распространено изучение деформационно-прочностных свойств материалов как вязкоупругого тела с использованием его механических моделей. Особенно широко применяются эти модели для изучения свойств нитей и волокон. Ряд отечественных и зарубежных ученых разработали механические модели также для оценки деформационных свойств трикотажа [1 – 5]. Однако практическое применение этих моделей затруднено, поскольку получаемые по ним зависимости никак не связаны с используемыми на практике параметрами структуры трикотажа.

Известно, что теоретические методы построения математических моделей имеют доминирующее значение, так как позволяют связать деформации и напряжения с параметрами петельной структуры трикотажа. По этому вопросу есть интересные разработки отечественных и зарубежных ученых [2; 6 – 10]. Однако предлагаемые ими модели не нашли применения на практике и редко используются в теоретических исследованиях из-за сложности и низкой точности рассчитываемых параметров. Поэтому проблема теоретического получения математических моделей для описания взаимосвязи напряжений (усилий) и деформаций трикотажа с учетом параметров его петельной структуры и свойств нити была в значительной степени изучена нами в докторской диссертации [11] и С.П. Молиной в кандидатской диссертации [12].

Трикотаж, с точки зрения математического моделирования его свойств теоретическими методами, является весьма сложным объектом. Пространственная форма петли трикотажа неоднозначна в различных состояниях (равновесном и неравновесном) и зависит от таких факторов, как вид нити, условий выработки и отделки, длины нити в петле и ее толщины, что влияет на степень кривизны нитей, нормальное давление в точках их контакта и другие параметры.

В равновесном (недеформируемом) состоянии петля трикотажа находится под воздействием системы внешних сил, действующих на нее со стороны со-

Виктор Васильевич САДОВСКИЙ, доктор технических наук, профессор, первый проректор Белорусского государственного экономического университета.

седних петель, и внутренних сил, противодействующих внешним. При этом величины внешних и соответствующих им внутренних сил и направления их действия в связи с влиянием многих факторов установить с достаточной точностью практически невозможно. При воздействии на трикотаж внешних усилий условия равновесия его петельной структуры изменяются. Петли, изменяя свою конфигурацию и перемещаясь относительно друг друга, образуют новые контактирующие поверхности, причем изменяются величины и направления действия внешних и соответствующих им внутренних сил.

Из изложенного следует, что элементарное звено (петля) как в состоянии покоя, так и при растяжении трикотажа находится под воздействием системы внешних и соответствующих им внутренних сил, неизвестных по величинам и направлениям действия. Математическое описание напряженно-деформированного состояния петли при таких условиях представляет собой сложную задачу, возможно неразрешимую при использовании традиционных методов.

Предлагаем математическую модель элементарного звена (петли) трикотажа, построенную на основе методов механики сплошных сред. Трикотажное полотно рассматривается как регулярная система элементарных звеньев (петель), представляющих собой ячейки-отверстия, соединенные между собой. Для учета параметров петли в проектируемой модели были взяты ее геометрическая модель и методика расчета по ней, которые традиционно применяются при установлении параметров структуры трикотажа [13]. Длина нити в петле, согласно этой методике, складывается из проекций на плоскость криволинейных отрезков (игольной и платинных дуг), дающих в сумме окружность, и одинаковых прямолинейных отрезков (петельных палочек). При этом наклонном петельных палочек пренебрегается. В таком случае для расчета длины нити в петле фактически используется геометрическая модель петли, имеющая вид овала, нижняя полуокружность которого разделена на две равные дуги, разведенные в разные стороны. Если платинные дуги сомкнуть, то получим овал с периметром, равным длине нити в петле (l), высотой (h) и шириной (A), равными соответствующим параметрам петли. Приняв геометрическую модель петли в виде овала, можно будет учесть геометрические параметры петли и рассчитать их по известной методике.

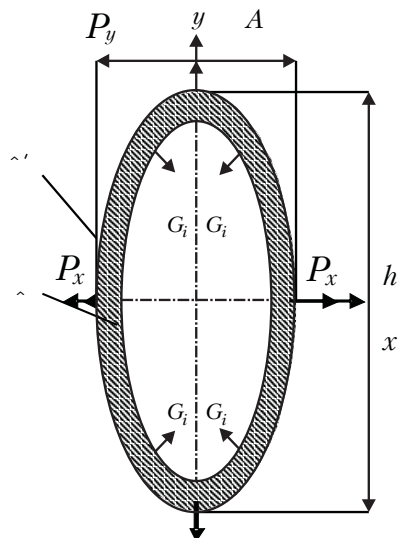


Рис. 1.

Примем, что петля, представленная нами в виде нитяного овала с внутренним (Γ) и внешним (Γ') контурами, находится под действием сосредоточенных сил: внутренних, являющихся нормальными реакциями звеньев предыдущего и последующего петельных рядов (G_i) и внешних сил, сосредоточенных по направлениям деформирования P_x и P_y (рис. 1).

Отметим, что и форма овала, и действующие на него силы заранее неизвестны; неизвестны также точки приложения этих сил. Кроме того, при растяжении трикотажа смещаются точки контакта соседних звеньев, а также точки приложения сил. Решить такую задачу весьма сложно. Поэтому перейдем от дискретного распределения масс

в элементарной ячейке полотна (вдоль нити в петле-овале) и сил на овале к непрерывному распределению. Для этого нитяной овал моделируем материальным слоем — пластинкой с отверстием той же массы, внутренний контур

которой совпадает с внутренним контуром овала, а внешний — с контуром прямоугольника, ограничивающего ячейку (рис. 2). Дискретную нагрузку моделируем эквивалентной распределенной контурной нагрузкой постоянной интенсивности. При этом внутренние к овалу силы (G_i) моделируются распределенной нормальной нагрузкой (q), действующей на контуре отверстия пластинки. Внешние к овалу силы (P_x) и (P_y) заменяются эквивалентными распределенными нормальными нагрузками (P_{xx}^∞) и (P_{yy}^∞) на сторонах прямоугольника, где x , y — декартовы оси.

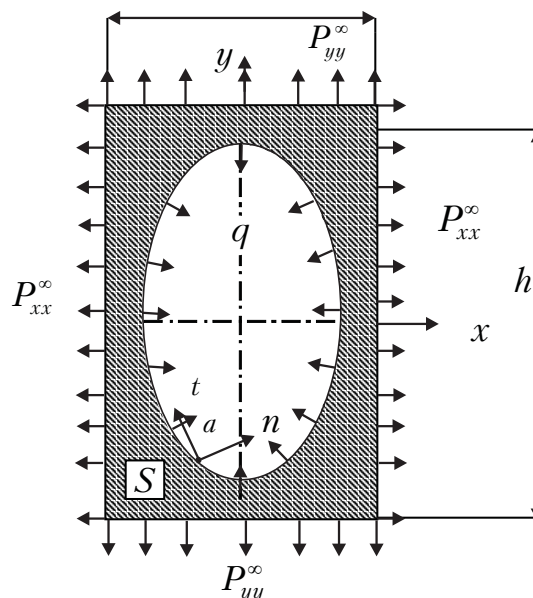


Рис. 2.

В дальнейшем будем полагать, что напряженное состояние нитяного овала определяется напряжениями в пластинке с овальным отверстием. Тем самым расчет прочностных характеристик нитяной петли сводится к аналогичной задаче для пластинки с отверстием (рассматриваемой как неограниченная плоскость с отверстием) при воздействии на нее нормальных контурных и периферийных нагрузок, что позволяет применить методы линейной теории упругости при условии равнопрочности контура отверстия.

В этой теории плоская статическая задача сводится к уравнениям равновесия, соотношениям закона Гука и предствлениям деформаций через градиент перемещений. В декартовых координатах $x_1 = x$, $x_2 = y$ ($\partial_1 = \partial x_1$, $\partial_2 = \partial x_2$) эти соотношения в отсутствие объемных сил при обобщенном плоском напряженном состоянии имеют следующий вид [14]:

$$\begin{aligned} \partial_\beta = P_{\alpha\beta} = 0, \quad P_{\alpha\beta} = \lambda_0 \varepsilon_{\sigma\sigma} \delta_{\alpha\beta} + 2\mu \varepsilon_{\alpha\beta}, \quad 2\varepsilon_{\alpha\beta} = \partial_\alpha u_\beta + \partial_\beta u_\alpha, \\ \lambda_0 = 2\lambda\mu/(\lambda + 2\mu), \quad (\alpha, \beta, \sigma = 1, 2), \end{aligned} \quad (1)$$

где $\partial_\alpha, \partial_\beta$ — символы Кронекера; λ, μ — коэффициенты упругости Ламе; компоненты перемещений u_α , деформаций $\varepsilon_{\alpha\beta}$ и напряжений $P_{\alpha\beta}$ представляют собой средние по толщине пластинки величины, являющиеся функциями двух координат x_1, x_2 :

$$\begin{aligned} u_\alpha(x_1, x_2) &= \frac{1}{h} \int_{-h/2}^{h/2} u_\alpha(x_1, x_2, x_3) dx_3, \\ \varepsilon_{\alpha\beta}(x_1, x_2) &= \frac{1}{h} \int_{-h/2}^{h/2} \varepsilon_{\alpha\beta}(x_1, x_2, x_3) dx_3, \quad P_{\alpha\beta}(x_1, x_2) = \frac{1}{h} \int_{-h/2}^{h/2} P_{\alpha\beta}(x_1, x_2, x_3) dx_3. \end{aligned}$$

Здесь предполагается суммирование по повторяющемуся индексу (при этом напряжение $P_{33} = 0$, а деформация ε_{33} выражается через деформации $\varepsilon_{11}, \varepsilon_{22}$ по формуле $\varepsilon_{33} = -\lambda(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22})\varepsilon/(\lambda + 2\mu)$).

В равнопрочном контуре концентрация напряжений во всех его точках одинакова и он при более высоком уровне нагрузок утрачивает прочность одновременно во всех своих точках. В таком случае равнопрочному контуру отвечают следующие краевые условия:

$$\begin{aligned} P_{11} &= P_{xx}^{\infty}, & P_{22} &= P_{yy}^{\infty}, & P_{12} &= 0 & \text{ на } \infty & \quad (2) \\ p_n &= P_{nn} = q = \text{const}, & p_t &= P_{nt} = 0, & P_{tt} &= \sigma = \text{const} & \hat{\quad}, & q = -k\sigma \quad (0 < k < 1), & \quad (3) \end{aligned}$$

где $p_n, p_t, P_{nn}, P_{nt}, P_{tt}$ — компоненты вектора и тензора напряжений в естественных осях контура Γ (нормали n и касательной t) (рис. 2). Здесь принято, что напряжение q составляет заданную часть от напряжения σ и имеет противоположный с ним знак. В (1) — (3) величины $P_{xx}^{\infty}, P_{yy}^{\infty}, k, \lambda, \mu$ задаются, а напряжения q, σ и форма контура подлежат определению. Из соотношений (1) плоской задачи следуют уравнения равновесия и уравнение совместности в напряжениях $\partial_{\beta} P_{\alpha\beta} = 0, (\partial_{11} + \partial_{22})(P_{11} + P_{22}) = 0, (\alpha, \beta = 1, 2)$. В комплексных переменных $z^1 = z = x + iy, z^2 = \bar{z} = x - iy$ ($\partial_z = \partial / \partial z, \partial_{\bar{z}} = \partial / \partial \bar{z}$), уравнения имеют вид

$$\partial_z P^{11} + \partial_{\bar{z}} P^{12} = 0, \quad \partial_{z\bar{z}} P^{12} = 0, \quad (4)$$

где $P^{\alpha\beta}$ — комплексные компоненты напряжений. Последние связаны с декартовыми компонентами формулами преобразования $P^{\alpha\beta} = P_{\sigma\tau} (\partial z^{\alpha} / \partial x_{\sigma}) (\partial z^{\beta} / \partial x_{\tau})$:

$$P^{11} = \bar{P}^{22} = P_{xx} - P_{yy} + 2iP_{xy}, \quad P^{12} = P^{21} = P_{xx} + P_{yy}.$$

Общее решение уравнений (4) представляется через комплексные потенциалы $\Phi(z), \Psi(z)$ по формулам Колосова [15]:

$$P^{11} = \bar{P}^{22} = -2[z\bar{\Phi}'(\bar{z}) + \bar{\Psi}(\bar{z})], \quad P^{12} = P^{21} = 2[\Phi(z) + \bar{\Phi}(\bar{z})]. \quad (5)$$

В бесконечной области S — внешности отверстия пластинки — напряжения должны быть однозначны и ограничены. Эти условия требуют, чтобы потенциалы представлялись в виде

$$\Phi(z) = A + \sum_{k=1}^{\infty} A_k z^{-k}, \quad \Psi(z) = B + \sum_{k=1}^{\infty} B_k z^{-k}, \quad (6)$$

где постоянные A и B можно считать вещественными; они определяются периферийными нагрузками (2):

$$A = (P_{yy}^{\infty} + P_{xx}^{\infty}) / 4, \quad B = (P_{yy}^{\infty} - P_{xx}^{\infty}) / 2. \quad (7)$$

Контурные условия (3) позволяют получить краевые задачи для потенциалов и задачу для уравнения контура отверстия. Рассматривая естественные оси n, t контура отверстия как декартовы оси x', y' , повернутые на угол α относительно осей x, y (рис. 2), и вводя наряду с z, \bar{z} комплексные координаты $z' = x' + iy', \bar{z}' = x' - iy'$, получим

$$z'^1 = z' = z^1 e^{-i\alpha}, \quad z'^2 = \bar{z}' = z^2 e^{i\alpha}.$$

Следовательно, комплексные напряжения в соответствующих переменных $P'^{\alpha\beta}$ и $P'_{\sigma\tau}$ связаны между собой формулами преобразования $P'_{\alpha\beta} = P_{\sigma\tau} (\partial z'^{\alpha} / \partial z^{\sigma}) (\partial z'^{\beta} / \partial z^{\tau})$, имеющими вид

$$P'_{x'x'} + P'_{y'y'} = P'^{12} = P^{12}, \quad P'_{x'x'} - P'_{y'y'} + 2iP'_{x'y'} = P'^{11} = P^{11} e^{-2i\alpha} \text{ на } \Gamma.$$

Угол α может быть найден из уравнений контура $z = z(s), \bar{z} = \bar{z}(s)$. Действительно, орт касательной к контуру выражается по формуле $dz / ds = e^{i(\pi/2 + \alpha)}$,

откуда искомый угол находится в виде $e^{-2i\alpha} = -d\bar{z} / dz$ на Γ . Итак, связь естественных и комплексных компонентов напряжений на контуре отверстия (с учетом совпадения осей $x' = n, y' = t$) представляется формулами

$$P_{mm} + P_{tt} = P^{12}, P_{mm} - P_{tt} + 2iP_{nt} = -\frac{d\bar{z}}{dz} P^{11} \text{ на } \Gamma.$$

Наконец, подстановка в них напряжений (5) и граничных величин (3) приводит к краевым задачам для потенциалов и задаче для уравнения контура

$$2[\Phi(z) + \bar{\Phi}(\bar{z})] = q + \sigma, \quad 2\frac{d\bar{z}}{dz} [\bar{z}\Phi'(z) + \Psi(z)] = q - \sigma \text{ на } \Gamma. \quad (8)$$

Для решения этих задач отобразим конформно внешность отверстия пластинки (S) на внешность круга единичного радиуса (S') вспомогательной плоскости ζ (с соответствием бесконечно удаленных точек) голоморфной функцией

$$z = W(\zeta) = c\zeta + W_0(\zeta), \quad \zeta = re^{i\theta}, \quad W_0(\zeta) = \sum_{k=0}^{\infty} c_k z^{-k}. \quad (9)$$

Тогда преобразованные потенциалы (6) станут функциями переменной ζ :

$$\Phi(\zeta) = A + \sum_{k=1}^{\infty} a_k \zeta^{-k}, \quad \Psi(\zeta) = B + \sum_{k=1}^{\infty} b_k \zeta^{-k}, \quad (10)$$

а напряжения (5) можно вычислить по формулам

$$P^{11} = \bar{P}^{22} = -2\left[\omega(\zeta) \frac{\bar{\Phi}'(\zeta)}{\omega'(\zeta)} + \bar{\Psi}(\bar{\zeta})\right], \quad P^{12} = 2[\Phi(\zeta) + \bar{\Phi}(\bar{\zeta})]. \quad (11)$$

В соответствии со свойствами конформного отображения ортогональные r и θ -линии плоскости ξ остаются ортогональными и в плоскости z ; в точках контура Γ оси x' и y' совпадают соответственно с нормалью n и касательной t в овальном отверстии. Следовательно, на Γ будем иметь соответствия компонентов напряжений в плоскостях ζ и z , т.е. $P_{rr} = P_{mm}, P_{r\theta} = P_{nt}, P_{\theta\theta} = P_{tt}$. С учетом этого, а также связи компонентов напряжений с потенциалами в ортогональных координатах [16], получим следующие уравнения краевой задачи для потенциалов [17]:

$$P_{mm} - P_{tt} + 2iP_{nt} = -\frac{2\bar{\zeta}W'(\bar{\zeta})}{\zeta W'(\zeta)} \left[\frac{\bar{W}(\bar{\zeta})\Phi'(\zeta) + \bar{\psi}'(\bar{\zeta}) + 2\alpha\Phi'(\zeta)W'(\bar{\zeta})\bar{\Phi}(\bar{\zeta}) - \varphi(\zeta)}{W'(\bar{\zeta})} \right] \quad (12)$$

$$P_{mm} + P_{tt} = 2[\Phi(\zeta) + \bar{\Phi}(\bar{\zeta})] + 2\alpha[\Phi(\zeta) - \bar{\Phi}(\bar{\zeta})]^2 \text{ на } L. \quad (13)$$

Установим порядки для голоморфной функции (9) и для потенциалов (10). В результате получим:

$$\begin{aligned} W(\zeta) &= c\zeta + o(\zeta^0), \quad \varphi(\zeta) = cA\zeta + o(\zeta^{-1}), \quad \psi(\zeta) = cB\zeta + o(\zeta^{-1}); \\ W'(\zeta) &= c + o(\zeta^{-2}), \quad \varphi'(\zeta) = cA + o(\zeta^{-2}), \quad \psi'(\zeta) = cB + o(\zeta^{-2}); \\ \Phi(\zeta) &= \frac{\varphi'(\zeta)}{W'(\zeta)} = A + o(\zeta^{-2}), \quad \Psi(\zeta) = \frac{\psi'(\zeta)}{W'(\zeta)} = B + o(\zeta^{-2}). \end{aligned} \quad (14)$$

Ограниченный на бесконечности потенциал $\Phi(\zeta)$ определяется из выражения (13) с учетом (7) и (10) и равен величине

$$\Phi(\zeta) = A = \frac{1}{4} (P_{xx}^\infty + P_{yy}^\infty). \quad (15)$$

Величина тангенциальной нагрузки (σ) определяется также из выражения (13) с учетом (3) и (15):

$$\sigma = P_{xx}^\infty + P_{yy}^\infty - q. \quad (16)$$

Краевая задача для потенциалов (12) с учетом (3), (15) и равенства $\zeta \cdot \bar{\zeta} = 1$ на контуре Γ при $r = 1$ принимает следующий вид (после перехода к сопряженным величинам):

$$B_* \overline{W'(\zeta)} = \zeta^2 W'(\zeta) \Psi(\zeta), \quad (17)$$

$$\text{где } B_* = \frac{\sigma - q}{2}.$$

Для решения (17) применим метод функциональных уравнений. Представим эту краевую задачу в виде функционального уравнения, справедливого для всей плоскости ζ :

$$B_* \overline{W'(1/\zeta)} = \zeta^2 W'(\zeta) \Psi(\zeta). \quad (18)$$

Находим отображающую функцию $W(\zeta)$ в виде полинома по нечетным степеням ζ с вещественными коэффициентами C_k (что отражает симметрию задачи)

$$W(\zeta) = C\zeta + C_1\zeta^{-1} + C_3\zeta^{-3} + \dots + C_{2n+1}\zeta^{-(2n+1)}, \dots, C_k = \overline{C_k} \quad (k = -1, 1, \dots, 2n+1).$$

Определим показатель n из условия одинаковости порядков левой и правой частей в (18), с учетом формул (14), при ζ стремящемся к бесконечности, в следующем виде: $0(\zeta^{2n+2}) = 0(\zeta^2)$. Это равенство имеет место при условии $2n+2=2$, т.е. при $n=0$. Таким образом, отображающая функция $W(\zeta)$ будет содержать два вещественных параметра C и C_1 и имеет вид:

$$z = W(\zeta) = C\zeta + \frac{C_1}{\zeta} = C\left(\zeta + \frac{1}{\zeta}\right), \quad (19)$$

$$\text{где } l = \frac{C_1}{C}; \quad \zeta = re^{i\theta}.$$

Отделив действительную и мнимую части в формуле (19), получим выражения: $x = C(r + l/r) \cos \theta$; $y = C(r - l/r) \sin \theta$, показывающие, что единичной окружности $r = 1$ соответствует эллипс с полуосями a и b , уравнение которого можно записать в следующем виде:

$$x = a \cos \theta; \quad y = b \sin \theta; \\ a = C(1+l); \quad b = C(1-l); \quad 0 < C < \frac{a+b}{2} < \infty; \quad -1 < l = \frac{b-a}{b+a} < 1,$$

где b, a — большая и малая полуоси эллипса соответственно.

Функция $\Psi(\zeta)$ определяется из выражения (18) с учетом (19) и имеет вид:

$$\Psi(\zeta) = \frac{\sigma - q}{2} \frac{1 - l\zeta^2}{\zeta^2 - l}. \quad (20)$$

С учетом найденных формул (15), (19), (20) для функций $\Phi(\xi)$, $W(\xi)$ и $\Psi(\xi)$ из выражений (12), (13) получаем, что физические компоненты напряжений и поворотов имеют следующий вид:

$$P_{rr} - P_{\theta\theta} + 2iP_{r\theta} = \frac{2(\sigma - q)}{2} \frac{\xi}{\xi} \frac{1 - l\xi^2}{\xi^2 - l}; \quad (21)$$

$$P_{rr} = 2A + B_* \frac{l(1 + r^4) \cos 2\theta - (1 + l^2)r^2}{r^4 - 2lr^2 \cos 2\theta + l^2} - \frac{[\omega_{xy}^\infty]^2}{2\alpha}; \quad (22)$$

$$P_{\theta\theta} = 2A - B_* \frac{l(1 + r^4) \cos 2\theta - (1 + l^2)r^2}{r^4 - 2lr^2 \cos 2\theta + l^2} - \frac{[\omega_{xy}^\infty]^2}{2\alpha}. \quad (23)$$

Из выражения (21) при $\xi \rightarrow \infty$, используя условие (2) и выражения для B_* в (17), получим уравнение для нормальной контурной нагрузки

$$q = \frac{P_{xx}^\infty + P_{yy}^\infty}{2} - \frac{P_{xx}^\infty - P_{yy}^\infty}{2l}. \quad (24)$$

Вдоль оси абсцисс, где $\theta = 0$, полярный радиус связан с абсциссой X выражением $r = x \pm \sqrt{x^2 - 4c^2 l} / 2c$. Компоненты поля напряжений (при $c = 1$) из формул (22), (23) будут иметь следующий вид:

$$P_{rr} = 2A - \frac{(\omega_{xy}^\infty)^2}{2\alpha} + B_* \frac{lx(x + \sqrt{x^2 - 4l}) - 2(1 + l^2)}{\sqrt{x^2 - 4l}(x^2 - \sqrt{x^2 - 4l})}; \quad (25)$$

$$P_{\theta\theta} = 2A - \frac{(\omega_{xy}^\infty)^2}{2\alpha} - B_* \frac{lx(x + \sqrt{x^2 - 4l}) - 2(1 + l^2)}{\sqrt{x^2 - 4l}(x^2 + \sqrt{x^2 - 4l})}.$$

Выражения (25) для каждого значения x , изменяющегося в пределах, соответствующих изменениям параметров петли A и B до максимальных величин (A_{\max} и B_{\max}), учитывают:

1) размеры элементарного звена — параметром l , зависящим от изменения петельного шага A и высоты петли h при различных видах и направлениях деформирования;

2) ориентацию элементарного звена по отношению к плоскости материала — параметром ω_{xy}^∞ ;

3) свойства упругости нити — параметром $\alpha = (1 - \nu^2)/E$, где ν — коэффициент Пуассона нити, $\nu = \epsilon_{сж}/\epsilon_p$, $\epsilon_{сж} = 100(d_p - d_y)/d_p$; E — модуль жесткости нити при растяжении (определяется по выражению $E = \sigma_i/\epsilon_i$, $i = 1, \dots, N$);

4) плотность внутренних напряжений — параметром $B_* = 1 / 2(\sigma - q)$, где σ и q — соответственно тангенциальные и нормальные компоненты напряжений в точках контура элементарного звена, определяются из выражений (16) и (24);

5) внешние усилия на элементарное звено — параметром $A = 1 / 4(P_{xx}^\infty + P_{yy}^\infty)$. Поскольку при растяжении элементарного звена по длине нагрузкам P_{yy}^∞ сопротивляются две петельные палочки, а при растяжении по ширине нагрузкам P_{xx}^∞ — платинная дуга, то $P_{yy}^\infty = 2P(\epsilon)$, $P_{xx}^\infty = P(\epsilon)$, где $P(\epsilon)$ — функция деформации нити при растяжении.

Напряжение (нагрузка) на контуре элементарного звена определяется векторным суммированием P_{rr} и $P_{\theta\theta}$ для каждого соответствующего значения x .

Полученные математические модели (25) в дальнейшем могут быть успешно использованы для получения кривых растяжения трикотажных полотен. Для этого необходимо описать овалами элементарные звенья (петли) в соответствии со структурой переплетения и тем самым учесть их взаимное расположение по отношению друг к другу в каждом виде и раппорте переплетения.

Литература

1. *Кобляков, А.И.* Структура и механические свойства трикотажа / А.И. Кобляков. — М: Легкая индустрия, 1973.
2. *Бенцман, А.А.* Об устойчивости формы петли в трикотаже / А.А. Бенцман, В.Н. Гарбарук // Изв. вузов ТЛП. — 1969. — № 3. — С. 105.
3. *Гарбарук, В.Н.* Моделирование деформационных свойств трикотажа / В.Н. Гарбарук: учеб. пособие. — Л.: ЛТИ им. Ленсовета, 1977.
4. *Молгачев, А.Р.* Некоторые результаты реологического подхода к описанию составных частей деформации трикотажного полотна / А.Р. Молгачев, М.Л. Абельский, В.Н. Гарбарук // Изв. вузов ТЛП. — 1970. — № 5.
5. *Fletcher, H.M.* Three methods for Measuring Elastik Recovery of knit Fabrik / H.M. Fletcher, S.H. Roberts // Text. Res. J. — 1964. — N 6. — P. 649.
6. *Leaf, G.A.V.* An analysis of the stresses in some approximations to a simple knitted loop of monofilament Jarn / G.A.V. Leaf, A. Glaskin // Journal of the Textile Institute. — 1953. — Vol. 44. — N 11.
7. *Walz, F.* Krafterverheethisse in der Strickmoshe / F. Walz // Melliand Textilberichte. — 1985. — N 9.
8. *Cook, D.L.* The Load-Extension properties of warm knitted Fabrics / D.L. Cook, P. Grosberg, S. Bacher // Text. Res. J. — 1961. — Vol. 1. — P. 636.
9. *Hearle, J.W.S.* Structural Mechanics of Fibers, Jarns and Fabrics / J.W.S. Hearle, P. Grosberg, S. Bacher // Wily Interscience. — 1969. — Vol. 1. — P. 411, 456.
10. *Kawabata, S.* The Finite Deformation Theory of Plain-Weave Fabrics. Part 1. The Biaxial-Deformation Theory / S. Kawabata, M. Niwa, H. Kamai // Journal of the Textile Institute. — 1973. — N 1. — P. 21–46.
11. *Садовский, В.В.* Механические свойства и структура трикотажа при растяжении: методы оценки, изучение и прогнозирование: автореф. дис. ... д-ра техн. наук: 05.19.01 / В.В. Садовский; С-ПГУТ и Д. — СПб., 1996. — 46 с.
12. *Молина, С.П.* Разработка математических моделей для описания взаимосвязи деформаций и напряжений при растяжении трикотажа: автореф. дис. ... канд. техн. наук: 05.19.01 / С.П. Молина; АмГУ. — Благовещенск, 1996. — 16 с.
13. *Далидович, А.С.* Основы теории вязания / А.С. Далидович. — М.: Легкая индустрия, 1970.
14. *Мухелишвили, Н.И.* Некоторые основные задачи математической теории упругости / Н.И. Мухелишвили. — М.: Наука, 1966.
15. *Колосов, Г.В.* Применение комплексных диаграмм и теории функций комплексной переменной к теории упругости / Г.В. Колосов. — М.: ОНТИ, 1935.
16. *Лаврентьев, М.А.* Проблемы гидродинамики и их математические модели / М.А. Лаврентьев, Б.В. Шабат. — М: Наука, 1977.
17. *Бондарь, В.Д.* Плоская задача геометрически нелинейной теории упругости / В.Д. Бондарь. — Новосибирск: Наука, 1980.