

УДК 629.735.0184

## **Определение теплообразования в слоях резины слоистой балки типа торсион при циклическом нагружении**

А.А. Дудченко, Е.А. Башаров

### **Аннотация**

Главной целью работы было определение теплообразования в резиновых слоях слоистой балки типа торсион из композиционных материалов при циклическом нагружении на основе аналитических формул, построенных на основе термоупругой гипотезе Дюамеля-Неймана, теории теплопроводности В.Е. Гейтвуда [1], и теории функции рассеивания при циклическом нагружении элементов конструкции, изложенной в работе В.В. Москвитина [2]. В работе проводится анализ влияния теплообразования на прочностные, жесткостные и адгезионные характеристики в слоях балки различного поперечного сечения, которое может служить причиной усталостного расслоения.

### **Ключевые слова**

многослойная балка, композиционный материал, слои резины, теплообразование, сдвиговая деформация, циклическое нагружение, функция рассеивания, усталостное расслоение.

### **Введение**

При циклическом нагружении слоистой балки типа торсион происходит разогрев слоев от диссипации энергии колебаний в результате циклической вязкости при объемной деформации в слоях. Особенно это характерно для слоев резины. Конструктивно слоистая упругая балка состоит из набора пластин (пакетов) из композиционного материала на основе стеклоткани и углероды, между которыми проложена резина. Резина применена с целью увеличения изгибной жесткости торсиона при разносе несущих слоев, но без существенного повышения крутильной жесткости. Выбор типа резины с высокими диссипативными характеристиками диктуется стремлением получить более высокую степень демпфирования поперечных колебаний торсиона в составе втулки несущего винта вертолета в плоскости его вращения. Но высокая степень диссипации приводит к негативному явлению – образованию существенного температурного поля в слоях резины.

При расчете теплообразования в резиновых слоях должна учитываться конструктивная форма слоистой балки, тип материала слоев композита, температура окружающей среды, наличие конвективного теплообмена с окружающей средой и др.

Если рассматривать слоистую балку эллиптического сечения, то тепловой поток замкнут вдоль всего поперечного сечения и уходит в сторону свободных торцов в осевом направлении. Таким образом можно поставить задачу теплопроводности резины в виде одномерного температурного поля. Если рассматривать слоистую балку прямоугольного сечения с открытыми торцами из стеклопластика, то практически весь тепловой поток от диссипации в резиновых слоях за счет теплопроводности уходит на торцы, где и происходит отвод тепла в окружающую среду. Это связано с тем, что слои стеклопластика имеют очень малую теплопроводность  $\chi = 0,25 - 0,3 \text{ ВмК} / \text{м}$ , которая сравнима с теплопроводностью резиновых слоев – так для плотных технических резин коэффициент теплопроводности составляет  $\chi = 0,2 - 0,3 \text{ ВмК} / \text{м}$ . Если считать, что все слои резины нагреваются равномерно и нет изменения температуры по толщине балки или оно слишком мало, можно поставить задачу теплопроводности теплоизолированной пластины из резины в виде двумерного температурного поля. Использование дифференциального уравнения в частных производных, описывающее 3-х мерное температурное поле, позволяет получить более близкую к реальной картину теплообразования в слоях слоистой балки, однако трудности его разрешения увеличиваются на порядок.

### Постановка задачи

Рассмотрим слоистую балку прямоугольного сечения (Рис.1) длиной  $L$ , которая нагружается циклической нагрузкой в виде поперечной силы:

$$Q(t) = Q_0 \sin \omega t$$

где  $\omega$  – круговая циклическая частота.

В слоях слоистой балки при циклическом нагружении возникают сдвиговые напряжения:  $\tau_s = \tau_0 \sin \omega t$ . Причем можно записать:

$$\tau_s = \frac{6Q_0}{b h^3} \left( \frac{h^2}{4} - y^2 \right) \sin \omega t, \quad (1)$$

где:  $h, b$  – высота и ширина балки,  $0 \leq y \leq h$ .

Причем поперечную силу для прямоугольного сечения можно записать:

$$Q = \int_0^h \tau_s b dy \quad (2)$$

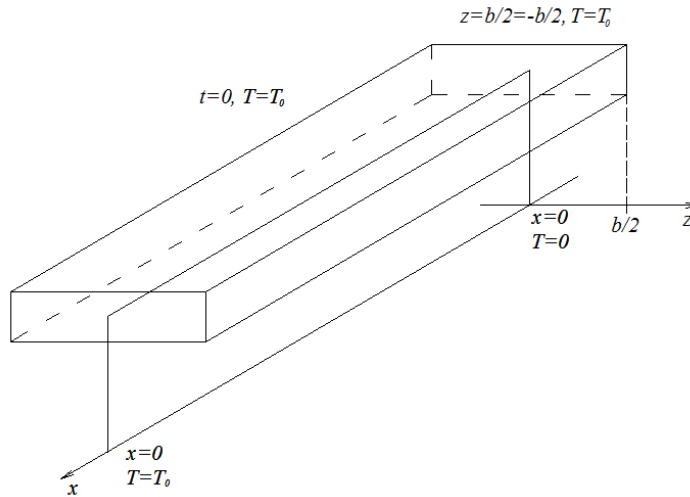


Рис.1 Модель распространения теплового потока в слоистой балке прямоугольного сечения

Теплоотдачу с торцов балки моделируем наличием отрицательного источника тепла с мощностью  $\tilde{W}$  :  $\tilde{W} = k(T - T_0)$ ,  $k = \frac{\chi F_T}{L}$

где  $\chi$  – коэффициенты теплопроводности слоев резины.

$T_0$  – температура окружающей среды,  $F_T$  – суммарная площадь торцов.

Причем в рамках линейной задачи теплопроводности функция  $\tilde{W}$  зависит от температуры  $T$  линейно.

Тогда уравнение теплопроводности запишется в виде параболического дифференциального уравнения в частных производных:

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \chi \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) - k(T - T_0) + W^* \quad (3)$$

где  $W^*$  – функция рассеивания, характеризуется скоростью диссипации энергии колебаний,  $\rho C_p$  – теплоемкость резинового слоя.

Имеем температурное поле зависящее от трех переменных- двух пространственных  $x, z$  (плоская задача теплопроводности) и от времени  $t$ .

В реальных условиях  $\chi$  зависит от температуры  $T$ . Для упрощения задачи флуктуациями свойств материала слоев пренебрегаем и считаем, что  $\chi$  не зависит от температуры.

### Определение функции рассеивания

Рассмотрим слоистую балку при циклическом нагружении. Для любой механической системы можно записать первое начало термодинамики в виде [1] :

$$dU = \delta Q + \sigma_{ij} \delta \varepsilon_{ij} \quad (4)$$

где  $dU$  – полный дифференциал плотности внутренней энергии системы.

$\delta Q$  – приращение количества тепла в 1-це объема.

$\sigma_{ij}, \varepsilon_{ij}$  – тензоры напряжений и деформаций.

$\delta W = \sigma_{ij} \delta \varepsilon_{ij}$  – удельная элементарная работа напряжений.

Второе начало термодинамики запишется:

$$dS = \frac{\delta Q}{T} + \frac{W^*}{T} dt \quad (5)$$

где  $dS$  – полный дифференциал энтропии системы.

$T$  – абсолютная температура.

Введем свободную энергию  $\psi = U - TS$  тогда можно записать [2]:

$$d\psi + SdT + W^* dt = \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij} \quad (6)$$

где  $S = -\frac{D\psi}{DT}$ ,

Тогда (18) можно переписать:

$$W^* = \sigma_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij} + \frac{D\psi}{DT} - \dot{\psi}, \quad \sigma_{ij} = \frac{D\psi}{D\varepsilon_{ij}}$$

$$W^* = \frac{D\psi}{Dt} - \frac{d\psi}{dt} \quad (7)$$

где  $\frac{D\psi}{Dt}$  – полная функциональная производная,  $t$  – время.

$$\frac{D\psi}{Dt} = \frac{D\psi}{D\varepsilon_{ij}} \frac{d\varepsilon_{ij}}{dt} + \frac{D\psi}{DT} \frac{dT}{dt}$$

Запишем функцию рассеивания для циклического нагружения поперечной силой:

$$W^* = W_0^* \sin^2 \omega t, \quad W_0^* = \frac{3\eta Q_0}{b G h^3} \left( \frac{h^2}{4} - y^2 \right) \quad (8)$$

где  $\eta$  – константа материала.

Функция рассеивания или мощность диссипации можно записать:

$$W^* = A\eta \sum_k^N \Delta W_k$$

где  $A$  – температурный эквивалент механической работы,

$\Delta W_k$  – величина рассеиваемой энергии за  $k$  – ый цикл колебания,

$N$  – количество циклов нагружения,

$\eta$  – коэффициент, характеризующий долю рассеянной энергии, которая переходит в тепло.

Для резины  $\eta \approx 0,7 \div 0,8$  т.е. на теплообразование идет до 70-80% диссипированной энергии (из экспериментальных данных). Причем принимаем, что функция рассеивания  $W^*$  не зависит от температуры внутри слоев.

Рассмотрим слоистую балку эллиптического поперечного сечения, которая нагружается циклической нагрузкой в виде крутящего момента вдоль продольной оси  $M(t) = M_0 \sin \omega t$ . Пусть центральный жгут не работает на сдвиг, тогда балку можно представить в виде слоистой трубы эллиптического сечения (Рис.2).

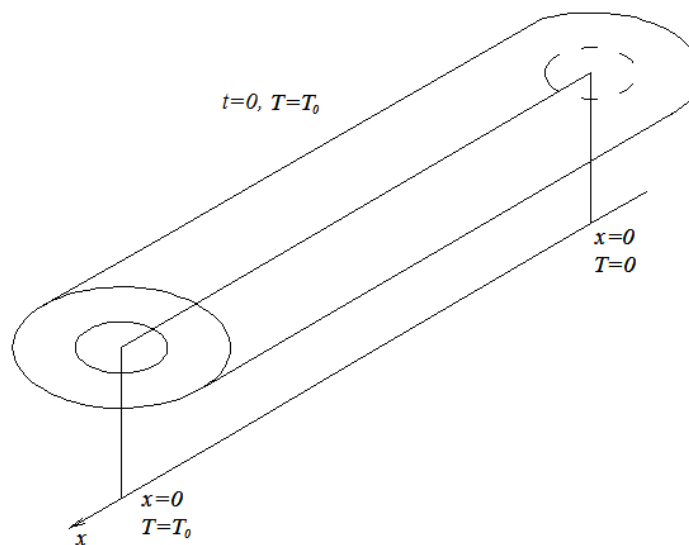


Рис.2 Модель распространения теплового потока в слоистой балке эллиптического сечения

Введем допущение, что слои КМ практически не участвуют в диссипации и их тепловыделением пренебрегаем. Пренебрегаем толщиной слоистой трубы, считая что в любой точке сечения температура постоянна.

Контур эллиптического сечения можно задать уравнениями в параметрическом виде:

$$z = a + b(\cos 2\beta + 2) \sin \varphi, \quad y = -a + b(\cos 2\beta - 2) \cos \varphi$$

где  $a, b$  – большая и малая полуоси эллипса.

$\varphi$  – угол наклона касательной к контуру сечения.

В слоях слоистой балки при циклическом нагружении возникают сдвиговые напряжения:

$$\tau_s = \tau_0 \sin \omega t$$

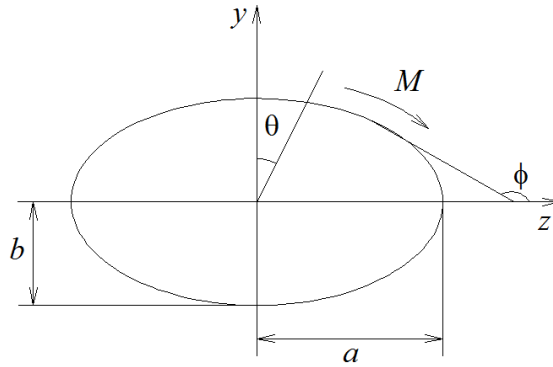


Рис.3 Параметры контура эллиптического сечения

Причем можно записать максимальные напряжения:

$$\tau_s = \frac{M_0}{\pi(ab - a_0b_0)} \sin \omega t, \quad \theta = \frac{a\tau_s}{G(a + 2b)(a - b)} \quad (9)$$

где  $a_0, b_0$  – большая и малая полуоси эллиптического жгута,

$G$  – модуль сдвига слоев,  $\theta$  – угол поворота сечения.

Под действием крутящего момента в слоях балки возникают напряжения:

$$\tau_{13} = \tau_s \cos \varphi, \quad \tau_{23} = \tau_s \sin \varphi$$

Уравнения равновесия и совместности деформаций:

$$\tau_{13} + \tau_{23} = 0, \quad -\gamma_{13} + \gamma_{23} = \theta'$$

В контуре должно выполняться условие:  $\operatorname{tg} \varphi = \frac{\tau_{23}}{\tau_{13}}$

Причем крутящий момент для эллиптического сечения используя выкладки приведенные в работе [2] можно записать:

$$M = \left( 1 - 5 \frac{b^2}{a^2} + \frac{51}{8} \frac{b^4}{a^4} \right) \frac{\pi G \theta' a^4}{2} \quad (10)$$

Тогда уравнение теплопроводности [1] запишется:

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - k(T - T_0) + W^*$$

где  $\chi$  – коэффициент теплопроводности.

Причем функция рассеивания при циклическом нагружении крутящим моментом запишется как:

$$W^* = W_0^* \sin^2 \omega t, \quad W_0^* = \frac{\eta M_0}{2\pi(ab - a_0b_0)G} \quad (11)$$

где  $\eta$  – константа материала,  $\eta = 0,75$  (для резины) [4].

Для решения дифференциального уравнения теплопроводности в частных производных запишем граничные условия на торцах и начальные условия:

$$x = 0: T(x) = 0, \quad x = L: T(x) = T_0, \quad t = 0: T = T_0$$

Тогда решение можно записать в аналитическом виде полученном в работе [2]:

$$T = T_0 + \frac{\beta}{2} \left\{ \frac{1}{B} - \frac{2\omega \sin \omega t + B \cos 2\omega t}{B^2 + 4\omega^2} + e^{-Bt} \left( -\frac{1}{B} + \frac{B}{B^2 + 4\omega^2} \right) \right\} +$$

$$+ \frac{A\beta}{L} \sum_{n=0}^{\infty} \exp(-Bt - A\lambda_n^2 t) \cos \lambda_n x (-1)^{n+1} \lambda_n \int_0^t \exp[(\alpha\lambda_n^2 + B)\zeta] \times$$

$$\times \left[ \frac{1}{B} - \frac{2\omega \sin 2\omega\zeta + B \cos 2\omega\zeta}{B^2 + 4\omega^2} + e^{-B\zeta} \left( -\frac{1}{B} + \frac{B}{B^2 + 4\omega^2} \right) \right] d\zeta$$

где  $A = \frac{\chi}{C_p}$ ,  $B = \frac{k}{C_p}$ ,  $\beta = \frac{W_0^*}{C_p}$ ,  $\lambda_n = \frac{(2n+1)}{2L}$

$\zeta$  – некоторая переменная интегрирования.

Решение в виде контурного графика или поверхности решения также можно найти при помощи численных методов, т.н. методом сеток или методом прогонки.

Для решения дифференциального уравнения теплопроводности (3) в частных производных запишем граничные условия на торцах и начальные условия:

$$x = 0: T = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0$$

$$x = L: T = T_0, \quad z = b/2 = -b/2: T = T_0,$$

$$t = 0: T = T_0$$

Имеем краевую задачу для 2-х мерного температурного поля. Решение краевой задачи будем искать численным методом, т.н. методом сеток.

Суть метода в том что расчетная область накрывается сеткой, узлы которой используются для разностной аппроксимации дифференциального уравнения. В результате вместо поиска непрерывных зависимостей  $T(x, z, t)$  достаточно будет отыскать значение функции в узлах сетки, а ее поведение в промежутках между узлами может быть получено при помощи интерполяции. Получаем систему разностных уравнений:

$$\left( \frac{T_{i,k+1} - T_{i,k}}{\Delta_t} + \frac{T_{j,k+1} - T_{j,k}}{\Delta_t} \right) = \chi \left( \frac{T_{i,k-1} - T_{i,k} + T_{i+1,k}}{\Delta_x^2} + \frac{T_{j,k-1} - T_{j,k} + T_{j+1,k}}{\Delta_z^2} \right) + \Phi_{i,j,k}$$

где  $\Phi_{i,j,k}$  – функция описывающая приток тепла,  $\Phi(\tilde{W}, W^*, \ddot{x}, \ddot{z}, \dot{t}, \ddot{T})$ .

$\Delta_t, \Delta_x, \Delta_z$  – шаг по временной и пространственным координатам.

$$T_{k+1} = T_k + \Delta_t, \quad T_{i+1} = T_i + \Delta_x, \quad T_{j+1} = T_j + \Delta_z$$

где  $T_k$  – функция температуры, известная с предыдущего шага по времени.

$T_{k+1}$  – функция температуры, подлежащая определению при реализации каждого шага по времени.

$T_i, T_j$  – функция температуры, известная с предыдущего шага по пространственным координатам.

$T_{i+1}, T_{j+1}$  – функция температуры, подлежащая определению при реализации каждого шага по пространственным координатам.

В целях упрощения задачи считаем, что шаги по пространственным координатам равны  $\Delta_x = \Delta_z = \Delta$ .

Введем коэффициент  $C$ , характеризующий отношение шагов разностной схемы по  $t$  и  $x, z$ , т.н. коэффициент Куранта, тогда:

$$T_{i,k+1} + T_{j,k+1} = \left[ \left( \frac{C_{i,k}}{2} T_{i-1,k} + (1 - C_{i,k}) T_{i,k} + \frac{C_{i,k}}{2} T_{i+1,k} \right) + \left( \frac{C_{j,k}}{2} T_{j-1,k} + (1 - C_{j,k}) T_{j,k} + \frac{C_{j,k}}{2} T_{j+1,k} \right) \right] + \Phi_{i,j,k}$$

где  $C_i = C_j = \frac{\chi \Delta_t}{\Delta^2}$ .

Общая температура слоев балки  $T_k$  при  $t = k$  будет решением дифференциального уравнения на  $k$  – ом временном слое.

С учетом граничных и начальных условий получаем замкнутую систему разностных алгебраических уравнений. Причем, если  $C < 1$ , то решение всегда устойчиво.

Таким образом для ряда частот  $\omega_n$  циклического нагружения слоистой балки эллиптического сечения можно определить тепловыделение  $\Delta T = (T - T_0)$  для интервала  $t_0 < t < t_n$ , где  $n = 1, 2, 3, \dots$

Время  $t = t_n$  выбирается из условий эксплуатации слоистой балки типа торсион, т.е. задается из среднего полетного времени вертолета на крейсерском режиме, как максимально продолжительном.



### Пример расчета теплообразования слоистой балки типа торсион по приведенной методике

В качестве примера расчета, для подтверждения корректности предлагаемого подхода к определению теплообразования в слоях резины была рассчитана консольная слоистая балка прямоугольного и эллиптического сечения, нагруженная циклической нагрузкой в виде поперечной силы и крутящего момента, по конструкции аналогичная торсиону балочного типа, который используется на несущем винте (НВ) вертолета «АНСАТ» конструкции Казанского вертолетного завода [3].

Консольная слоистая балка состоит из набора слоев стеклоткани Т-39 ТУ6-11-380-76 со связующим 5-211-БН ТУ1-218-17-84 и угольной ленты ЛУ-7 для увеличения прочности при кручении торсиона. Между слоями проложены слои резины марки Р-181 с целью увеличения изгибной жесткости при разносе несущих слоев. В Таб.1 приведены сравнительные теплофизические характеристики используемых материалов [4].

Таб.1

Материал слоев	Плотность $\rho, 10^3 \frac{кг}{м^3}$	Теплопроводность $\chi, \frac{Вт}{м \cdot К}$	Теплоемкость $C_p, \frac{кДж}{кг \cdot К}$	$\eta$
Стеклопластик	2.1	0.25	0.75	0.25
Углепластик	1.7	0.9	2.0	0.15
Стекло-углепластик	1.85	0.35	1.2	0.2
Резина	2.5	0.3	1.38	0.75

В программе MathCAD-12 с использованием встроенного вычислительного блока Given-Pdesolve для решения гиперболических и параболических дифференциальных уравнений был получен ряд решений задачи теплопроводности в слоях резины. При циклическом кручении наблюдается активный рост тепловыделения в слоях балки прямоугольного сечения от деформации, причем в сечениях незамкнутого профиля эта тенденция более выражена. Выходом в такой ситуации может быть внедрение непрерывных нитей углеволокна в резине с помощью которых, за счет их высокой теплопроводности можно существенно повысить отвод теплового потока в окружающую среду в продольном направлении. Тем самым можно существенно понизить тепловыделение в слоях балки и соответственно повысить адгезионную прочность. В Таб.2 и Таб.3 приведены характеристики сечений и величин нагрева, полученные по экспериментальным кривым [4] при поперечном изгибе и кручении соответственно.

**Определение удвоенных амплитуд деформаций и величин нагрева по экспериментальным кривым при циклическом нагружении торсиона частотой  $\omega = 30 Гц$  и  $t = 120 мин$**

Таб.2

Вид сечения и материала	Поперечный изгиб $Q = \pm 2650 Н$						
	$E_x I$ , МПа*м <sup>4</sup>	$m$ , кг/м	$I_0$ , 10 <sup>-6</sup> м <sup>3</sup>	$\varepsilon_{\max}^-$	$\varepsilon_{\max}^+$	$2\varepsilon_{\max}$	$\Delta T$ , °С
а) Стеклопластик							
1. Прямоугольное	0.6017	0.9174	21.36	0.00328	0.00541	0.011	25
2. Эллиптическое	0.7431	1.1398	29.54	0.00185	0.00212	0.005	18
б) Углепластик							
1. Прямоугольное	0.9815	0.8567	14.32	0.00203	0.00218	0.0043	17
2. Эллиптическое	1.2362	0.7338	13.36	0.00163	0.00172	0.0034	16
в) Стекло-углепластик							
1. Прямоугольное	0.6189	0.8952	17.32	0.00421	0.00432	0.009	20
2. Эллиптическое	0.6059	0.7757	21.48	0.00283	0.00295	0.006	19

Таб.3

Вид сечения и материала	Кручение $M = \pm 500 Нм$						
	$GF$ , МПа*м <sup>4</sup>	$m$ , кг/м	$F_0$ , 10 <sup>-6</sup> м <sup>3</sup>	$\gamma_{\max}^-$	$\gamma_{\max}^+$	$2\gamma_{\max}$	$\Delta T$ , °С
а) Стеклопластик							
1. Прямоугольное	0.0183	0.9174	14.52	0.0245	0.0286	0.057	75
2. Эллиптическое	0.1228	1.1398	19.72	0.0052	0.0059	0.012	21
б) Углепластик							
1. Прямоугольное	0.0293	0.8567	10.35	0.0083	0.0092	0.018	25
2. Эллиптическое	0.2454	0.7338	11.32	0.0032	0.0036	0.007	8
в) Стекло-углепластик							
1. Прямоугольное	0.0525	0.8952	11.69	0.0163	0.0165	0.033	52
2. Эллиптическое	0.1655	0.7757	14.82	0.0048	0.0042	0.010	18

В Таб.4 приводятся расчетные максимальные величины нагрева слоев резины в многослойной структуре слоистой балки типа торсион.

**Максимальные значения величин нагрева, полученные при расчете циклического нагружения торсиона частотой  $\omega = 30 Гц$  и  $t = 120 мин$**

Таб.4

Вид сечения и материала	Поперечный изгиб $Q = \pm 2650 Н$					Кручение $M = \pm 500 Нм$				
	$T_{max},$ $^{\circ}C$	$T_0,$ $^{\circ}C$	$\Delta T_P,$ $^{\circ}C$	$\Delta T_G,$ $^{\circ}C$	$\Delta,$ %	$T_{max},$ $^{\circ}C$	$T_0,$ $^{\circ}C$	$\Delta T_P,$ $^{\circ}C$	$\Delta T_G,$ $^{\circ}C$	$\Delta,$ %
а) Стеклопластик										
1. Прямоугольное	48	20	28	25	12	84	20	64	75	14.6
2. Эллиптическое	55	20	35	18	41.5	56	20	36	21	41.6
б) Углепластик										
1. Прямоугольное	41	20	21	17	19.1	54	20	34	25	26.4
2. Эллиптическое	45	20	25	16	36	32	20	12	8	33.3
в) Стекло-углепластик										
1. Прямоугольное	44	20	24	20	16.7	68	20	48	52	7.6
2. Эллиптическое	52	20	32	19	40.6	51	20	31	18	41.9

где:  $\Delta T_G$  — тепловыделение, найденное по графику экспериментальных зависимостей [4].

На Рис.4, 5 и 6 представлены графики значений величин нагрева слоев резины в слоистой балке типа торсион различного поперечного сечения и вида материала.

### Выводы

В результате анализа характера распределения температурного поля вдоль геометрических размеров слоистой балки типа торсион по виду поверхностей решения можно сказать, что максимумы температуры от диссипации в слоях находятся вдоль продольно-поперечной осей симметрии балки которые практически сходят на нет на торцевых поверхностях балки. Более теплонагружена балка, нагруженная циклическим кручением, т.к. при этом нагружении осуществляется значительная сдвиговая деформация слоев резины по сравнению с изгибом. Выявлен факт, что изменение температуры вдоль продольной оси  $x$  происходит медленно по времени, чем вдоль поперечной оси  $z$ . В слоях балки эллиптического сечения, из-за того, что тепловой поток замкнут вдоль всего

поперечного сечения происходит существенное накопление тепловыделения, что может привести к снижению адгезионной прочности слоев при циклическом нагружении.

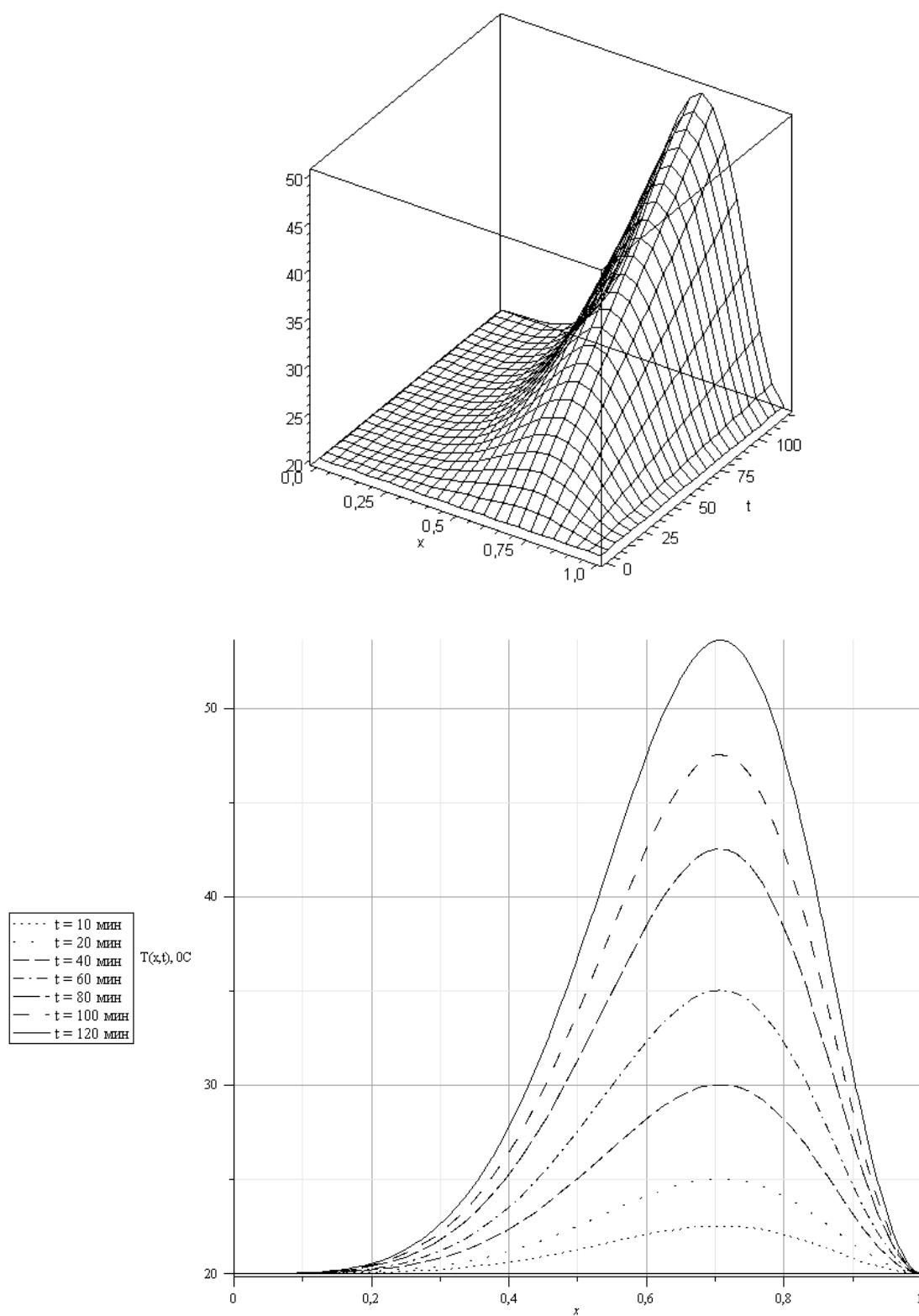


Рис.4 Значения величин нагрева слоев резины в балке эллиптического сечения из стеклопластика при изгибе частотой  $\omega = 30 \text{ Гц}$  и  $t = 120 \text{ мин}$

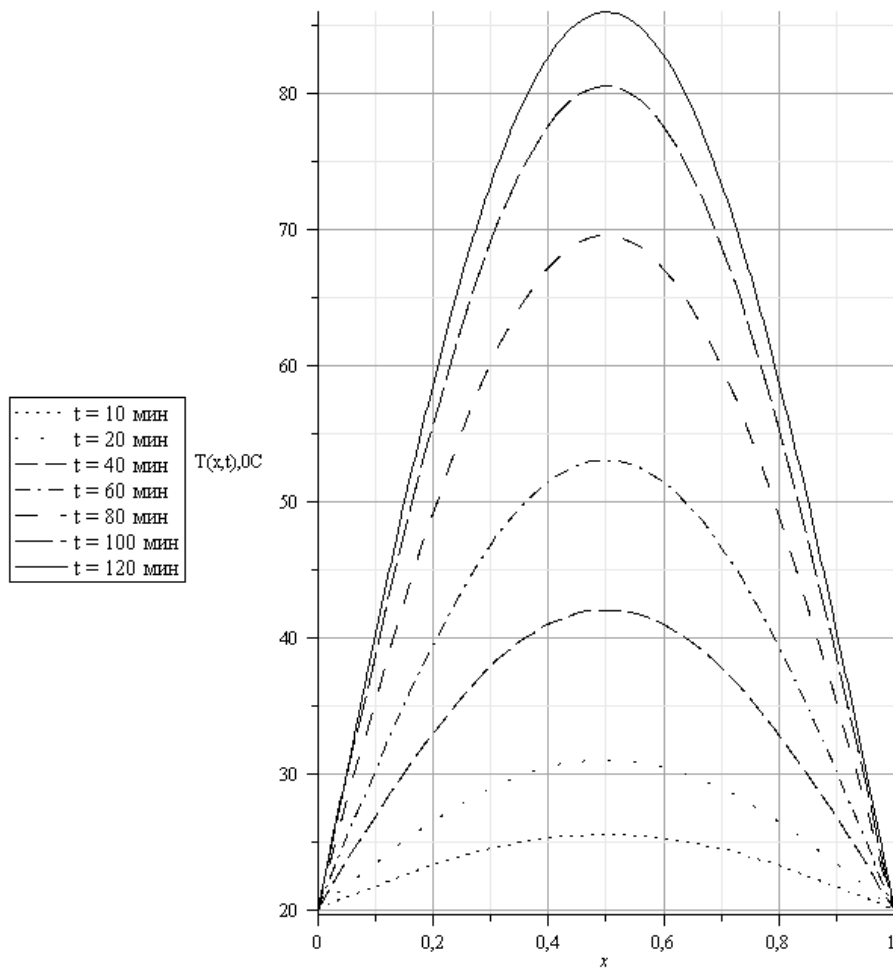
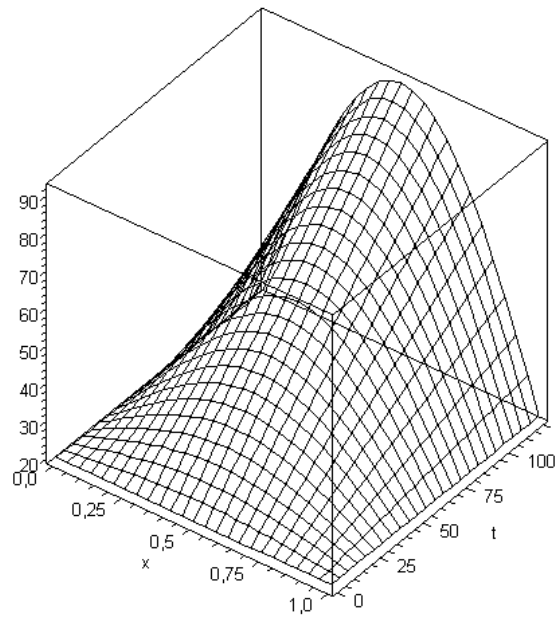


Рис.5 Значения величин нагрева слоев резины в балке прямоугольного сечения из стеклопластика при кручении частотой  $\omega = 30 \text{ Гц}$  и  $t = 120 \text{ мин}$

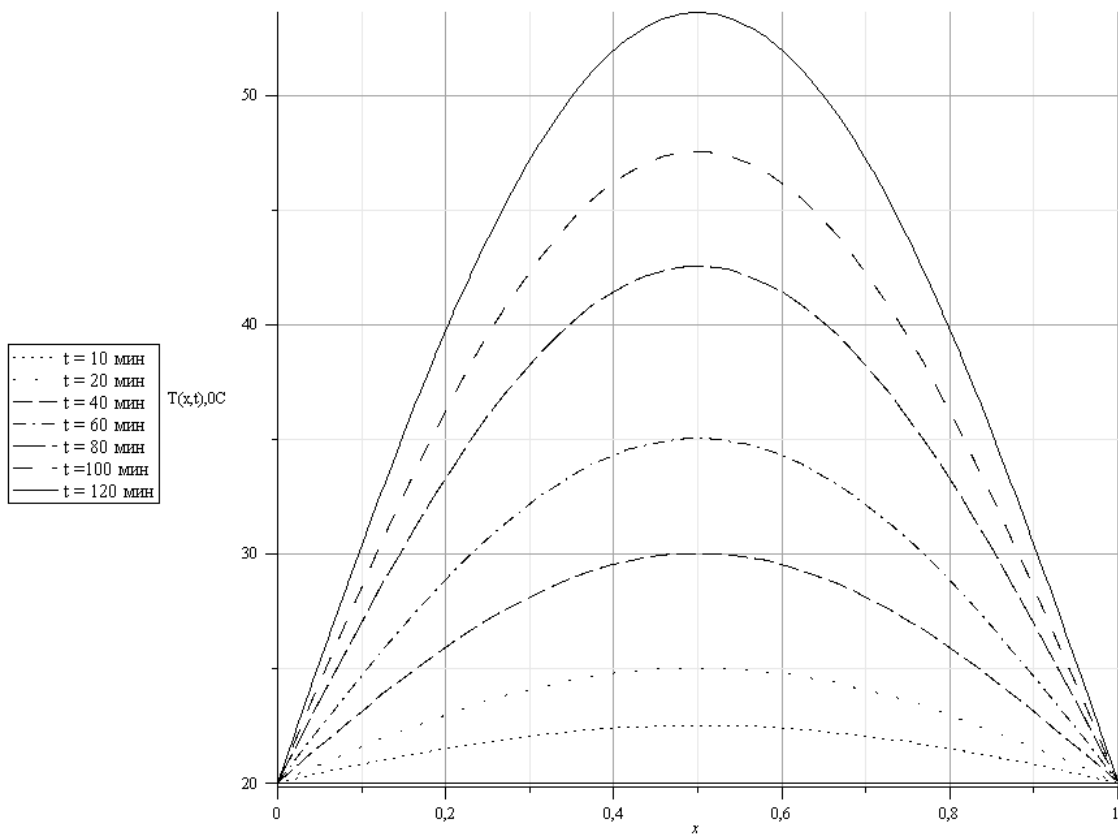
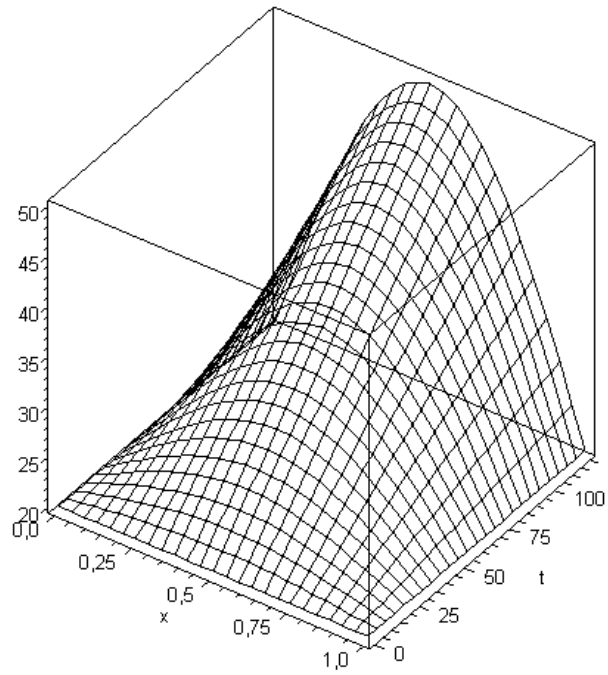


Рис.6 Значения величин нагрева слоев резины в балке прямоугольного сечения из углепластика при кручении частотой  $\omega = 30 \text{ Гц}$  и  $t = 120 \text{ мин}$

### **Библиографический список**

1. Гейтвуд В.Е. Температурные напряжения.-М: Наука. 1959.180С.
2. Москвитин В.В. Циклические нагрузки элементов конструкции.-М: Наука, Главная редакция физ.-мат. лит-ры. 1981.320С.
3. Расчетно-экспериментальное исследование прочности упругих элементов бесшарнирных винтов вертолетов.-Ч.1, Ч.2 / Голованов А.И., Митряйкин В.И., Михайлов С.А., Конюхов А.В., Фетисов Л.В ,Шувалов В.А. Изв.вузов. Авиационная техника. Изд-во КГТУ. 4/ 2001. С.7-11, 1/ 2002 .С.9-10.
4. Воробей В.В., Морозов Е.В., Татарников О.В. Расчет термонапряженных конструкций из композиционных материалов.- М: Машиностроение , 1992.235С.

### **Сведения об авторах**

Дудченко Александр Александрович, профессор Московского авиационного института (государственного технического университета), д.т.н.; Тел. 8-916-423-2046; e-mail: [a\\_dudchenko@mail.ru](mailto:a_dudchenko@mail.ru).

Башаров Евгений Анатольевич, аспирант Московского авиационного института (государственного технического университета); Тел. 8-906-736-4310; e-mail: [bashevg@gmail.com](mailto:bashevg@gmail.com).