

ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПОВЫШЕНИЯ НАДЕЖНОСТИ И КАЧЕСТВА ИЗДЕЛИЙ

УДК 621.787

DOI 10.21685/2307-4205-2017-1-5

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ В ЗОНЕ ИЗНАШИВАНИЯ ПРИ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ СБОРКЕ

О. М. Батищева, В. А. Папшев, Г. А. Родимов

Введение

Как известно, трибологические характеристики и прочность контактных связей при сборке существенно зависят от теплофизической ситуации в зоне сопряжения. При этом максимальная температура поверхности контакта ($T_{\max}$) в общем случае определяется суммой исходной температуры (T_0), среднеповерхностной температурой (T_n) и температурой вспышки ($T_{\text{всп}}$) [1–3]:

$$T_{\max} = T_0 + T_n + T_{\text{всп}}. \quad (1)$$

Анализ теплофизических особенностей резания, поверхностного пластического деформирования и ряда других процессов с применением ультразвука показывает, что при расчете среднеповерхностной температуры (T_n) наряду со стационарными источниками (T_c) необходимо учитывать вклад высокочастотных периодических источников ($T_{\text{уз}}$) и диссипативное повышение температуры ($T_{\text{дис}}$) [1–3]:

$$T_n = T_c + T_{\text{уз}} + T_{\text{дис}}. \quad (2)$$

Методика оценки температуры в зоне изнашивания

Для оценки температуры в зоне изнашивания предложен теоретическо-экспериментальный метод с использованием основных положений теории непрерывно действующих источников.

При расчетах принята следующая схематизация процесса:

1. Нормальный полосовой источник с эффективной мощностью q и коэффициентом сосредоточенности k перемещается по адиабатической поверхности полубесконечного тела. Ширина источника l_u равна ширине индентора.

2. Распределение удельного теплового потока в зоне трения принято по экспоненциальному закону.

Температура от действия мгновенного линейного источника через время t в бесконечном теле (рис. 1) описывается зависимостью [4]

$$T(x, y, t) = \frac{q_1}{4\pi\lambda t} \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{4at}\right], \quad (3)$$

где λ – коэффициент теплопроводности, (кал)/(см·с·град.); a – коэффициент температуропроводности; $a = \frac{\lambda}{c\gamma}$ [см²/с]; c – теплоемкость, (кал)/(г·град.); γ – удельный вес, г/см³.

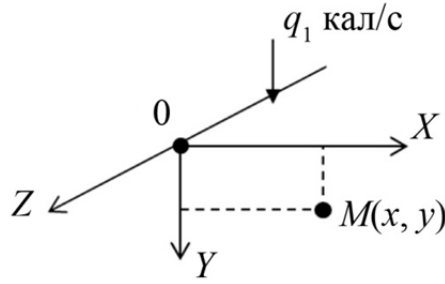


Рис. 1. Схема непрерывно действующего источника

Для мгновенного нормально-полосового источника на поверхности полубесконечного тела

$$q_n = q_0 \exp^{-kx_u^2}, \quad (4)$$

где q_n – удельный тепловой поток в любой точке оси z в пределах источника (кал/см²·с); q_0 – наибольший удельный тепловой поток (кал/см²·с).

Для установления связи между законом распределения нормального полосового источника и его эффективной мощностью q_1 , разобьем всю площадь, занятую источником, на элементы длиной l_u и шириной dx_u и подсчитаем количество тепла $l_u dx_u q_n$, уходящего в единицу времени на любой элемент площади (рис. 2).

Сумма таких элементарных количеств тепла, распространяющихся на всю площадь, занятую нормальным полосовым источником, будет равна эффективной мощности источника

$$q_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} q_n l_u dx = q_0 \exp(-kx_u^2) l_u dx_u, \quad (5)$$

где q_n – удельный тепловой поток в любой точке оси Z в пределах источника; q_0 – наибольший удельный тепловой поток.

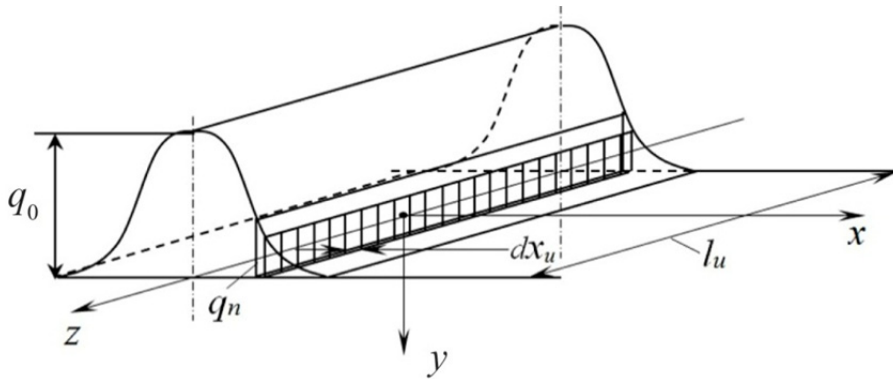


Рис. 2. Схема распределения температур от действия мгновенного линейного источника.

Применим подстановку:

$$kx_u^2 = z^2; \quad \sqrt{kx_u^2} = z; \quad \sqrt{k} dx_u = dz;$$

$$q_1 = q_0 l_u \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-z^2} \frac{dz}{\sqrt{k}} = \frac{q_0 l_u}{\sqrt{k}} \sqrt{\pi}; \quad (6)$$

$$dF = l_u dx_u. \quad (7)$$

Пусть нормально-полосовой источник с эффективной мощностью q_1 и коэффициентом сосредоточенности k приложен мгновенно в момент времени $t = 0$ к адиабатической поверхности полубесконечного тела (рис. 3).

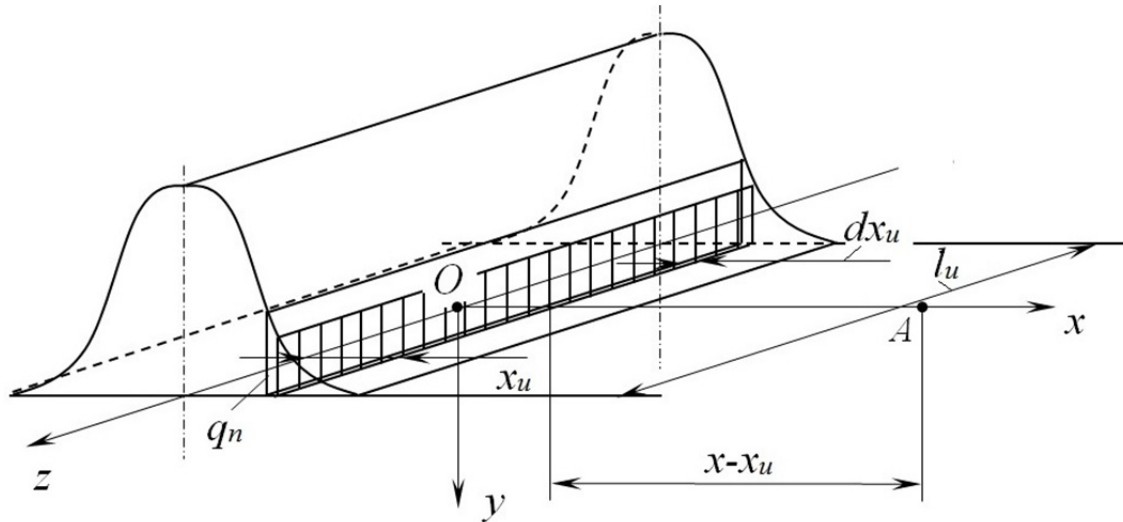


Рис. 3. Схема приложения нормально-полосового источника к адиабатической поверхности полубесконечного тела

Рассматривая количество тепла, приложенное в начальный момент $t = 0$ к элементу площади dF поверхности тела

$$dqdt = q_n l_u dx_u dt, \quad (8)$$

получим

$$dT_{(x,y,t)} = \frac{2dq_1}{4\pi\lambda t} \exp \left[-\frac{(x-x_u)^2 + y^2}{4at} + \frac{y^2}{4at} \right]. \quad (9)$$

После преобразований получим

$$dT_{(x,y,t)} = \frac{2q_0 dx_u dt l_u}{4\pi\lambda t} e^{\left[-\frac{(x-x_u)^2 + y^2}{4at} - kx_u^2 \right]},$$

учитывая, что

$$k = \frac{1}{4at_0};$$

$$dT_{(x,y,t)} = \frac{q_0 dx_u dt l_u}{2\pi\lambda t} e^{\left[-\frac{(x-x_u)^2 + y^2}{4at} - \frac{x_u^2}{4at_0} \right]}.$$

Уравнение процесса распространения тепла нормального мгновенного полосового источника, приложенного к поверхности полубесконечного тела, найдем по методу источников

$$T_{(x,y,t)} = \frac{q_0 dt l_u}{2\pi\lambda t} \int dx_u \exp \left[-\frac{(x-x_u)^2 + y^2}{4at} - \frac{x_u^2}{4at_0} \right]. \quad (10)$$

Положим

$$A_{(x,m,n)} = \int_{-\infty}^{\infty} dx_u \exp \left[-\frac{x_u^2}{m} - \frac{(x-x_u)^2}{n} \right],$$

где $m = 4at_0$; $n = 4at$.

Применяя подстановку, получим

$$u = \sqrt{\frac{m+n}{mn}} \cdot x_u - \sqrt{\frac{mn}{m+n}} \cdot \frac{x}{n}; \quad du = \sqrt{\frac{m+n}{mn}} dx_u;$$

$$u^2 = \frac{m+n}{mn} x_u^2 - 2 \frac{x_u x}{n} + \frac{m}{m(m+n)} x^2;$$

$$-u^2 - \frac{x^2}{m+n} = -\frac{m+n}{mn} x_u^2 + \frac{2x_u x}{n} - \left[\frac{m}{n(m+n)} + \frac{1}{m+n} \right] x^2 = -\frac{m+n}{mn} x_u^2 + \frac{2x_u x}{n} - \frac{x^2}{n} = \frac{x_u^2}{m} - \frac{(x-x_u)^2}{n},$$

поэтому

$$A_{(x,m,n)} = \sqrt{\frac{mn}{m+n}} e^{-\frac{x^2}{m+n}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-u^2} du,$$

так как $\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-u^2} du = \sqrt{\pi}$, то

$$A_{(x,m,n)} = \sqrt{\frac{\pi mn}{m+n}} e^{-\frac{x^2}{m+n}}. \quad (11)$$

Подставим в (11) значения m и n

$$A_{(x,m,n)} = \sqrt{\frac{\pi 4at_0 \cdot 4at}{4at_0 + 4at}} e^{-\frac{x^2}{4at_0 + 4at}} = \left(\frac{\pi 4at_0 t}{t_0 + t} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{x^2}{4a(t_0+t)}}. \quad (12)$$

Подставим (12) в исходное выражение (10)

$$dT_{(x,y,t)} = \frac{q_0 dt l_u}{2\pi c \gamma at} \left(\frac{4\pi at \cdot t_0}{t_0 + t} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{x^2}{4a(t_0+t)}} \cdot e^{-\frac{y^2}{4at}}.$$

После ряда преобразований получим

$$dT_{(x,y,t)} = \frac{q_0 dt l_u}{c \gamma \sqrt{\pi a} \cdot t} \left(\frac{t \cdot t_0}{t_0 + t} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left[-\frac{x^2}{4a(t_0+t)} - \frac{y^2}{4at} \right]$$

и далее, учитывая, что $t_0 = \frac{1}{4ak}$:

$$dT_{(x,y,t)} = \frac{q_0 dt \cdot l_u}{c \gamma \sqrt{\pi a} \cdot \sqrt{4ak}} \left[\frac{1}{t(t_0+t)} \right]^{\frac{1}{2}} \exp \left[-\frac{x^2}{4a(t_0+t)} - \frac{y^2}{4at} \right] =$$

$$= \frac{q_0 l_u dt}{2\lambda \sqrt{\pi k}} \left[\frac{1}{t(t_0+t)} \right]^{\frac{1}{2}} \exp \left[-\frac{x^2}{4a(t_0+t)} - \frac{y^2}{4at} \right]. \quad (13)$$

Из (6) следует $q_0 = \frac{q_1 \sqrt{k}}{\sqrt{\pi} \cdot l_u}$, поэтому

$$dT_{(x,y,t)} = \frac{q_1 \sqrt{k} l_u dt}{2\lambda \sqrt{\pi k} \cdot \sqrt{\pi} l_u} \left[\frac{1}{t(t_0+t)} \right]^{\frac{1}{2}} \exp \left[-\frac{x^2}{4a(t_0+t)} - \frac{y^2}{4at} \right].$$

Повышение температуры в точке x, y полубесконечного тела через время t от действия мгновенного источника тепла составит

$$dT(x, y, t) = \frac{q_1 dt}{2\pi\lambda} \left[\frac{1}{t(t_0 + t)} \right]^{\frac{1}{2}} \exp \left[-\frac{x^2}{4a(t_0 + t)} - \frac{y^2}{4at} \right]. \quad (14)$$

Пусть нормально-полосовой источник с эффективной мощностью q_1 и коэффициентом сосредоточенности k перемещается по адиабатической поверхности полубесконечного тела. Центральная линия источника C при $t = 0$ совпадает с началом O_0 неподвижной системы координат $x_0 y_0 z_0$ и перемещается с постоянной скоростью V . В рассматриваемый момент точка находится на расстоянии Vt на оси $O_0 x_0$ (рис. 4).

В этой системе уравнение (14) запишется в виде

$$dT'_{(x,y,t)} = \frac{q_1 dt}{2\pi\lambda} \left[\frac{1}{t(t_0 + t)} \right]^{\frac{1}{2}} \exp \left[-\frac{x_0^2}{4a(t_0 + t)} - \frac{y^2}{4at} \right]. \quad (15)$$

Введем новую подвижную систему координат $x; y; z$ с началом в точке O . На расстоянии Vt_0 впереди точки C заменим переменные

$$x_0 = V(t + t_0) + x; \quad y_c = y.$$

Если уравнение (15) рассматривать в подвижной системе, то

$$dT_{(x,y,t)} = \frac{q_1 dt}{2\pi\lambda} \left[\frac{1}{t(t_0 + t)} \right]^{\frac{1}{2}} \exp \left\{ -\frac{[V(t + t_0) + x]^2}{4a(t + t_0)} - \frac{y^2}{4at} \right\}. \quad (16)$$

Уравнение (15) описывает повышение температуры в точке M от мгновенно действующего нормально-полосового источника, находящегося в любой точке на оси $O_0 x_0$.

Используем принцип наложения. Тогда за время от $t = 0$ до t температура в точке M от всех мгновенных нормально-полосовых источников выразится формулой

$$T_{(x,y,t)} = \int_0^t \frac{q_1 dt}{2\pi\lambda} \left[\frac{1}{t(t_0 + t)} \right]^{\frac{1}{2}} \exp \left\{ -\frac{[V(t + t_0) + x]^2}{4a(t + t_0)} - \frac{y^2}{4at} \right\}. \quad (17)$$

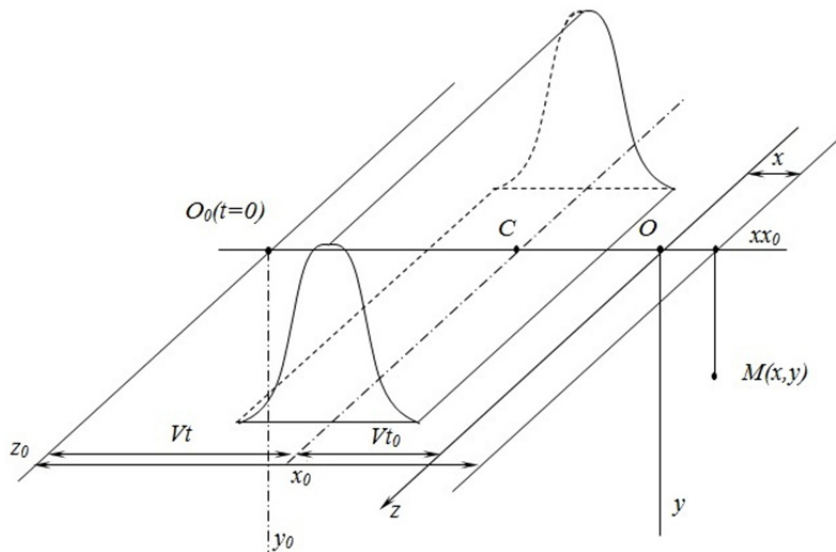


Рис. 4. Схема перемещения нормально-полосового источника по адиабатической поверхности полубесконечного тела

Заметим, что

$$[V(t+t_0)+x]^2 = V^2(t+t_0)^2 + 2V(t+t_0)x + x^2,$$

поэтому

$$\exp\left\{-\frac{[V(t+t_0)+x]^2}{4a(t+t_0)} - \frac{y^2}{4at}\right\} = \exp\left[-\frac{V^2(t+t_0)}{4a} - \frac{Vx}{2a} - \frac{x^2}{4a(t_0+t)} - \frac{y^2}{4at}\right].$$

Подставим последнее выражение в (1):

$$T_{(x,y,t)} = \frac{q_1}{2\pi\lambda} \exp\left[-\frac{Vx}{2a}\right] \int_0^t \frac{dt}{[t(t_0+t)]^{\frac{1}{2}}} \cdot \exp\left[-\frac{x^2}{4a(t_0+t)} - \frac{y^2}{4at}(t_0+t)\right].$$

Используем подстановку $\frac{t}{t_0} = \omega^2$; $\frac{dt}{t_0} = 2\omega d\omega$

$$T_{(x,y,t)} = \frac{q_1}{2\pi\lambda} \exp\left[-\frac{Vx}{2a}\right] \int_0^t \frac{2t_0\omega d\omega}{[t_0^2\omega^2(1+\omega^2)]^{\frac{1}{2}}} \exp\left[-\frac{x^2}{4at_0(1+\omega^2)} - \frac{y^2}{4at_0\omega^2} - \frac{V^2t_0}{4a}(1+\omega^2)\right].$$

Для упрощения записи обозначим

$$\frac{x^2}{4at_0} = kx^2 = n; \quad \frac{y^2}{4at_0} = ky^2 = m; \quad \frac{V^2t_0}{4a} = \frac{V^2}{16a^2k} = p; \quad \frac{Vx}{2a} = 2\sqrt{np}.$$

Будем в дальнейшем рассматривать установившийся процесс. Для этого случая $t \rightarrow \infty$

$$T_{(n,m,p,\infty)} = \frac{q_1}{\pi\lambda} \exp^{-2\sqrt{np}} \int_0^\infty \frac{d\omega}{\sqrt{1+\omega^2}} \exp\left[-\frac{n}{1+\omega^2} - \frac{m}{\omega^2} - p \cdot (1+\omega^2)\right]. \quad (18)$$

Эффективная мощность тепловыделения при трении определится из выражения

$$q = PV, \quad (19)$$

где P – сила, кг; V – скорость источника, см/с.

Рассмотрим моделирование процесса обычной сборки. При расчете средней поверхностной температуры, обусловленной перемещением источника, плотность тепловыделения определится отношением [5]

$$q_{oc} = \frac{P_n V}{A_a} = \frac{P_n V}{2\pi r l}, \quad (20)$$

где A_a – номинальная площадь контакта; P_n – сила прижима индентора к детали, дин.; V – скорость скольжения, см/с.

Плотность тепловыделения при расчете температур в зонах фактического контакта микронеровностей при моделировании процесса ультразвуковой сборки можно найти в соответствии с методическим подходом работ [5, 6] из выражения

$$q_{yz} = \frac{2\pi P_d f \xi}{A_a \eta} = \frac{\pi/2 P_n f \xi}{r l \eta}, \quad (21)$$

где $P_d = \pi/2 P_n$; ξ – амплитуда ультразвуковых колебаний, мкм; f – частота, кГц; η – относительная площадь контакта, рассчитывается по формуле

$$\eta_{yz} = 0,67 p^{0,63} \xi^{0,47}.$$

Расчет температуры при моделировании процесса сборки

Проведем расчет температуры при моделировании процесса сборки по зависимости (18). Рассмотрим процесс обычной сборки, для этого подставим (20) в (18):

$$T = \frac{q_{oc}}{\pi \lambda} I,$$

$$\text{где } I = \exp\left[-2\sqrt{np}\right] \int_0^{\infty} \frac{d\omega}{\sqrt{1+\omega^2}} \exp\left[-\frac{n}{1+\omega^2} - \frac{m}{\omega^2} - p(1+\omega^2)\right].$$

Значения I подсчитывались на ЭВМ. Режимы трения изменялись в следующих пределах: $P_n = 100\text{--}1000 \text{ Н} = 10^7\text{--}10^8 \text{ дин}$; $V = 0,1\text{--}1 \text{ см/с}$; $\xi = 5\text{--}20 \text{ мкм}$; $f = 20 \text{ кГц}$.

В табл. 1 приведены результаты расчетов T , полученные из зависимости (18), для различных материалов, с учетом температуры окружающей среды ($t = 20^\circ$), при $V = 0,001 \text{ м/с}$, $P = 100\div 1000 \text{ Н}$.

Таблица 1

Результаты расчетов температуры

T	P					
	100	200	400	600	800	1000
Сталь 45	22,1	24,1	28,3	32,4	36,6	40,7
Л 63	20,9	21,8	23,5	25,3	27	28,8
Д 16	20,4	20,9	21,8	22,7	23,6	24,5

Проведем расчет температуры при моделировании процесса ультразвуковой сборки, для этого подставим (21) в (18).

В табл. 2 приведены результаты расчетов T , полученные из зависимости (18), для различных материалов с учетом температуры окружающей среды ($t = 20^\circ$), при $\xi = 20 \text{ мкм}$, $P = 100\div 1000 \text{ Н}$.

Таблица 2

Результаты расчетов температуры

T	P					
	100	200	400	600	800	1000
Сталь 45	28,8	31,4	34,7	37,1	39	40,7
Л 63	23,7	24,8	26,2	27,2	28,1	28,7
Д 16	21,9	22,5	23,2	23,7	24,1	24,5

В табл. 3. приведены результаты расчетов T , полученные из зависимости (18), для различных материалов с учетом температуры окружающей среды ($t = 20^\circ$), при $\xi = 5\div 20 \text{ мкм}$, $P = 100 \text{ Н}$.

Таблица 3

Результаты расчетов температуры

T	ξ			
	5	10	15	20
Сталь 45	24,2	26,1	27,6	28,8
Л 63	21,8	22,6	23,2	23,7
Д 16	20,9	21,3	21,6	21,9

В табл. 4. приведены результаты расчетов T , полученные из зависимости (18), для различных материалов с учетом температуры окружающей среды ($t = 20^\circ$), при $V = 0,1\div 1 \text{ м/с}$, $P = 10 \text{ Н}$.

Таблица 4

Результаты расчетов температуры

T	V					
	0,1	0,2	0,4	0,6	0,8	1
Сталь 45	20,2	20,4	20,8	21,2	21,7	22,1
Л 63	20,1	20,2	20,4	20,5	20,7	20,9
Д 16	20,05	20,1	20,2	20,3	20,4	20,5

По данным теоретических расчетов были построены графики (рис. 5–8), из которых видно, как влияют такие факторы, как нагрузка, скорость и амплитуда ультразвуковых колебаний, на температуру в зоне контактирования.

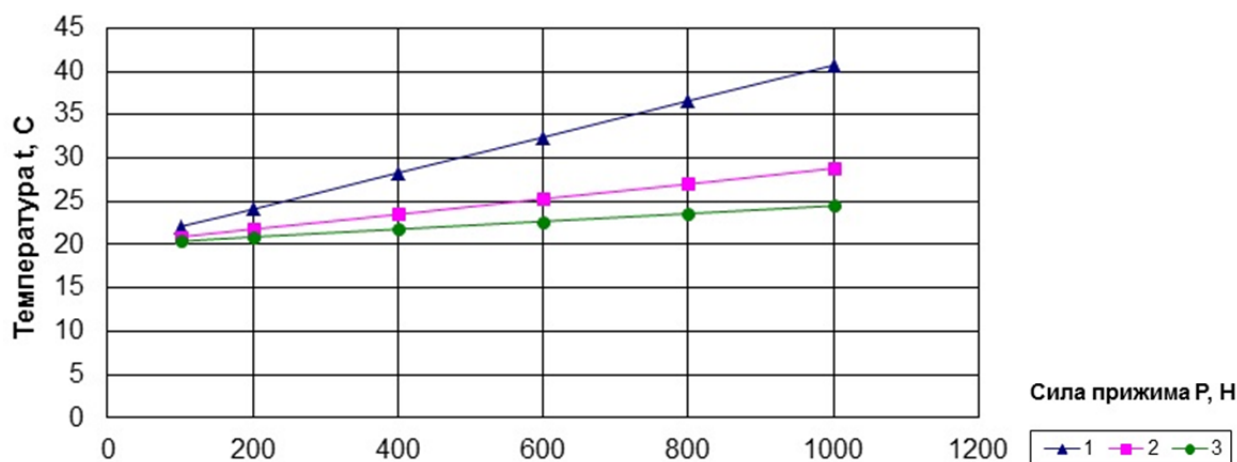


Рис. 5. Зависимость температуры от нагрузки при $V = 0,001$ м/с: 1 – сталь; 2 – латунь; 3 – дюралюминий

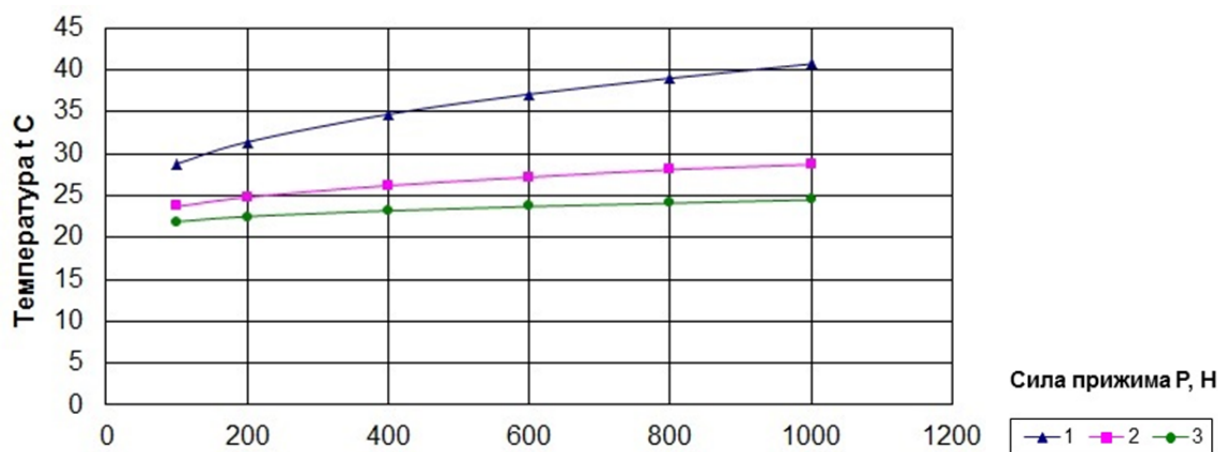


Рис. 6. Зависимость температуры от силы прижима индентора при $\xi = 20$ мкм, с наложением УЗК:
1 – сталь; 2 – латунь; 3 – дюралюминий

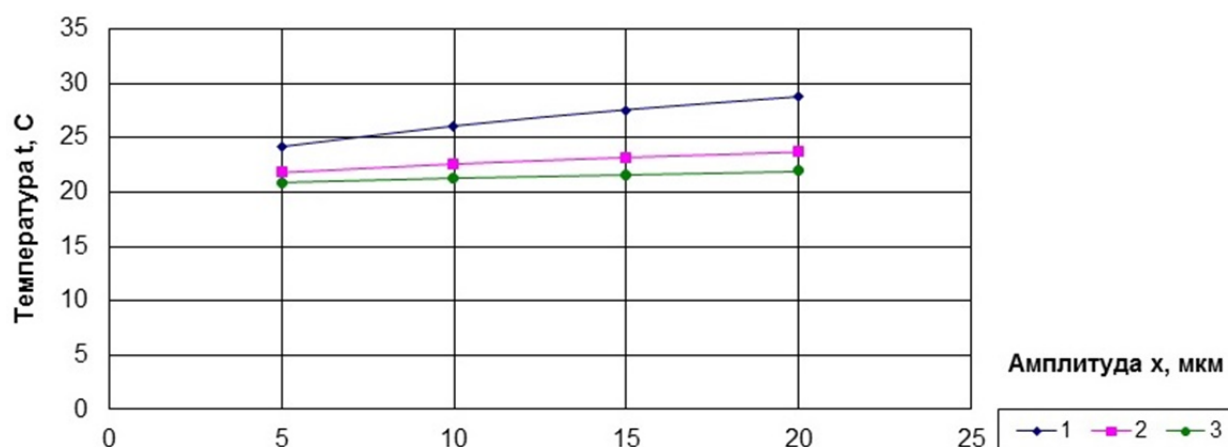


Рис. 7. Зависимость температуры от амплитуды УЗК при $P = 100$ Н:
1 – сталь; 2 – латунь; 3 – дюралюминий

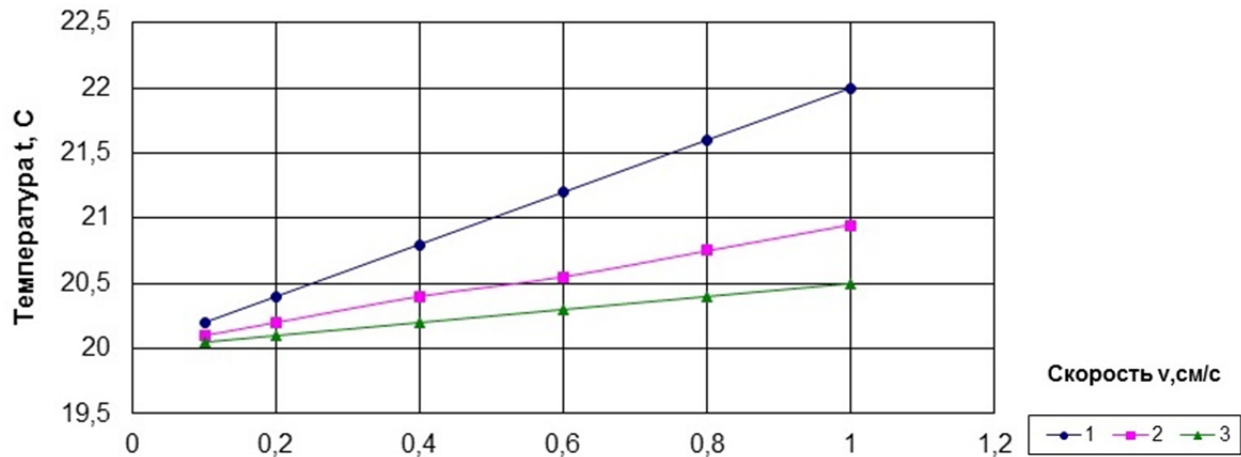


Рис. 8. Зависимость температуры от скорости запрессовки при $P = 10$ Н:
1 – сталь; 2 – латунь; 3 – дюралюминий

Возвращаясь к анализу уравнения (1), точнее к оценке вклада $T_{всп}$ в максимальную температуру поверхности трения, следует отметить, что, как показано А. И. Марковым, при контактировании поверхностей в условиях ультразвукового взаимодействия возможно микроплавление точек истинного контакта [6]. В частности, при моделировании тепловой ситуации в зоне действия единичной неровности (индентора), выделяющееся тепло может быть определено по формуле

$$Q = \frac{P\pi f \xi t}{M}, \quad (22)$$

где P – амплитудное значение динамической силы, что ведет к возникновению температур в истинных точках контакта до 1500.

Высокие значения температуры вспышки отмечаются и при фрикционном взаимодействии без ультразвука. В частности, в работе [3] приведена зависимость для определения $T_{всп}$:

$$T_{всп} = \frac{\alpha N_{тр} d}{2A_r \lambda} \left(\frac{\sqrt{2} + 1}{2\sqrt{2}} \right), \quad (23)$$

α – коэффициент распределения тепловых потоков; $N_{тр}$ – текущая мощность трения; d – средний диаметр пятна контакта; A_r – фактическая площадь контакта.

Несмотря на то, что $T_{всп}$ локализуется непосредственно в зоне контактирования микронеровностей и не вносит существенного вклада в среднюю температуру контакта, ее влияние на особенности трибологических процессов при ультразвуковой сборке является весьма существенным и должно учитываться при разработке физической модели контактного взаимодействия.

Таким образом, из приведенных данных следует, что для анализа теплофизической ситуации при ультразвуковой сборке с достаточной точностью можно ограничиться определением температуры от действия квазистационарного источника (T_c) и температуры, возникающей в зонах фактического контакта поверхностей ($T_{всп}$). При этом максимальная температура поверхностей трения будет равна

$$T_{max} = T_0 + T_c + T_{дис} + T_{всп}. \quad (24)$$

В соответствии с методическим подходом работы [3] определим температуру вспышки

$$T_{всп} = \frac{P f \xi}{r l \eta \lambda} \sqrt{\frac{a t}{\pi}}. \quad (25)$$

Результаты расчетов $T_{всп}$, полученные из зависимости (25), приведены в табл. 5.

Таблица 5

Результаты расчетов температуры

Сила прижима	Амплитуда			
	5	10	15	20
100 Н	81	162	243	324
300 Н	243	487	730	973
500 Н	405	810	1216	1622

По значениям, взятым из табл. 5, построен график (рис. 9), на котором показано влияние амплитуды ультразвуковых колебаний на температуру вспышки в зависимости от силы прижима индентора [7].

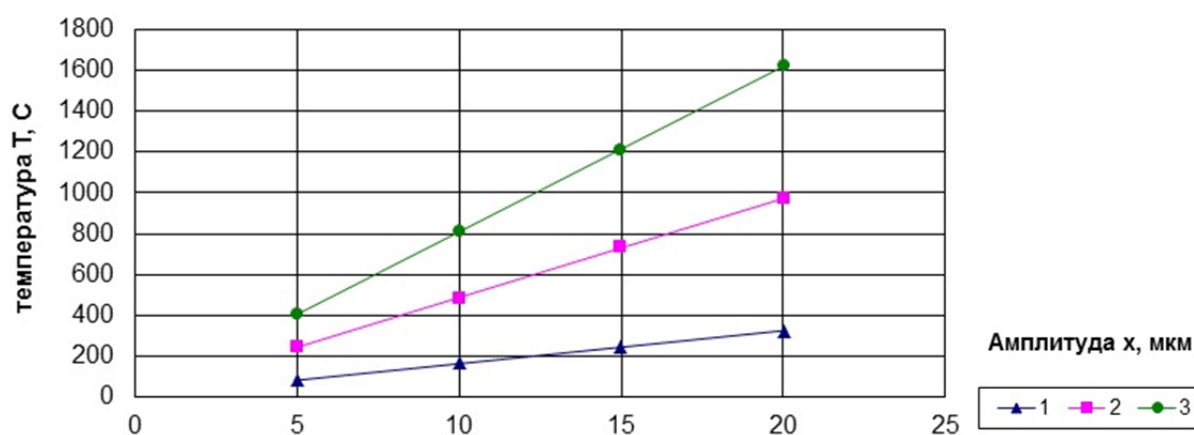


Рис. 9. Зависимость температуры вспышки от амплитуды УЗК и силы прижима индентора:
1 – 100 Н; 2 – 300 Н; 3 – 500 Н

Заключение

Расчетами получены наибольшие значения $T_{всп}$ при больших амплитудах и силах прижима, что объясняется значительными силами P_d и максимальными величинами фактической площади контакта. Возникающее при трении тепло локализуется на микронеровностях, существенно повышая их температуру. Указанное находится в соответствии с выводами А. И. Маркова, которым показано, что при ультразвуковом взаимодействии возможно микрооплавление единичных узлов схватывания и изменение реологических свойств контактных поверхностей. Это ведет к возникновению своеобразного эффекта граничного трения, где роль среды играют тонкие поверхностные слои, находящиеся в состоянии пластического течения. Что касается вклада диссипативного источника в максимальную температуру, то при $f = 20$ кГц и $\xi = 20$ мкм повышение температуры вследствие действия этого источника составит спустя 10 с после начала работы около 20 °С. Результаты экспериментальных исследований были представлены ранее в публикации [2, 7].

Библиографический список

1. Батищева, О. М. К проблеме технологического обеспечения надежности и качества сборки машин / О. М. Батищева, В. А. Папшев, Г. А. Родимов // Надежность и качество сложных систем. – 2015. – № 3 (11). – С. 65–68.
2. Батищева, О. М. Исследование теплофизической ситуации в зонах контакта при ультразвуковой сборке / О. М. Батищева, В. А. Папшев, Г. А. Родимов // Труды Международного симпозиума Надежность и качество. – 2016. – Т. 2. – С. 132–133.
3. Крагельский, И. В. Основы расчетов на трение и износ / И. В. Крагельский, М. Н. Добычин, В. С. Комбаров. – М. : Машиностроение, 1977. – 526 с.
4. Резников, А. Н. Теплофизика процессов механической обработки материалов / А. Н. Резников. – М. : Машиностроение, 1981. – 279 с.
5. Блехман, И. И. О теории схватывания металлов / И. И. Блехман // Теория трения и износа. – М. : Наука, 1965. – С. 58–61

6. Марков, А. И. Ультразвуковая обработка материалов / А. И. Марков. – М. : Машиностроение, 1980. – 237 с.
7. Батищева, О. М. Технологическое обеспечение надежности и качества сборки машин / О. М. Батищева, В. А. Папшев, Г. А. Родимов // Труды Международного симпозиума Надежность и качество. – 2015. – Т. 1. – С. 28–29.

Батищева Оксана Михайловна

кандидат технических наук, доцент,
заведующий кафедрой транспортных процессов
и технологических комплексов,
Самарский государственный
технический университет
(443100, Россия, г. Самара,
ул. Молодогвардейская, 244)
E-mail: omb@list.ru

Папшев Валерий Александрович

кандидат технических наук, доцент,
кафедра транспортных процессов и технологических
комплексов,
Самарский государственный
технический университет
(443100, Россия, г. Самара,
ул. Молодогвардейская, 244)
E-mail: pva_samara@mail.ru

Родимов Геннадий Александрович

кандидат технических наук, доцент,
кафедра транспортных процессов и технологических
комплексов,
Самарский государственный
технический университет
(443100, Россия, г. Самара,
ул. Молодогвардейская, 244)
E-mail: rgasamara@mail.ru

Аннотация. *Актуальность и цели.* Анализ контактного взаимодействия поверхностей деталей при ультразвуковой сборке показывает, что кинематика скольжения поверхностей и динамика их взаимодействия зависят от большого числа факторов, среди которых можно выделить теплофизический фактор. В этой связи в статье рассматриваются вопросы теоретической оценки температуры в зоне контакта при осуществлении ультразвуковой сборки. *Материалы и методы.* Для оценки температуры в зоне изнашивания предложен теоретическо-экспериментальный метод с использованием основных положений теории непрерывно действующих источников. Разработана теплофизическая модель процесса контактирования поверхностей с применением ультразвуковых колебаний, позволившая теоретически определить температуру в зоне сопряжения в зависимости от режимов изнашивания и материалов деталей в контакте. *Результаты.* В виде таблиц и графиков представлены результаты теоретических расчетов температуры при моделировании процесса ультразвуковой сборки с варьированием материалов деталей, силы прижима индентора и амплитуды ультразвуковых колебаний.

Batishcheva Oksana Mikhaylovna

candidate of technical sciences, associate professor,
head of sub-department of transport processes
and technological complexes,
Samara State Technical University
(244 Molodogvardeiskaja street, Samara, Russia)

Papshev Valeriy Aleksandrovich

candidate of technical sciences, associate professor,
sub-department of transport processes
and technological complexes,
Samara State Technical University
(244 Molodogvardeiskaja street, Samara, Russia)

Rodimov Gennadiy Aleksandrovich

candidate of technical sciences, associate professor,
sub-department of transport processes
and technological complexes,
Samara State Technical University
(244 Molodogvardeiskaja street, Samara, Russia)

Abstract. *Background.* Analysis of the contact interaction of the surfaces of parts during ultrasonic assembly shows that the kinematics of the sliding of surfaces and the dynamics of their interaction depend on a large number of factors, among which one can single out a thermophysical factor. In this regard, the paper discusses the theoretical estimation of the temperature in the contact zone during the ultrasonic assembly. *Materials and methods.* To estimate the temperature in the wear zone, the study proposes a theoretical-experimental method using the basic concepts of the theory of continuously operating sources. A thermophysical model of the process of contacting surfaces with the use of ultrasonic vibrations was developed, which made it possible to theoretically determine the temperature in the interface zone, depending on the wear modes and the materials of the parts in contact. *Results.* Tables and graphs present the results of theoretical temperature calculations during simulation of the ultrasonic assembly process with variation of the materials of the parts, the pressing force of the indenter, and the amplitude of ultrasonic vibrations. *Conclusions.* It is established that having surfaces contacting under conditions of ultrason-

Выводы. Установлено, что при контактировании поверхностей в условиях ультразвукового взаимодействия возможно микроплавление точек истинного контакта микронеровностей. Показано, что средний уровень температур не может оказать существенное влияние на структурное превращение металла.

Ключевые слова: сборка, теплофизическая модель, ультразвуковые колебания.

ic interaction, microfusion of the points of the true contact of microroughnesses is possible. It is shown that the average temperature level cannot have a significant effect on the structural transformation of the metal.

Key words: assembly, thermophysical model, ultrasonic vibrations.

УДК 621.787

Батищева, О. М.

Теоретическое исследование температуры в зоне изнашивания при ультразвуковой сборке /
О. М. Батищева, В. А. Папшев, Г. А. Родимов // Надежность и качество сложных систем. – 2017. – № 1 (17). – С. 30–41. DOI 10.21685/2307-4205-2017-1-5.