

УДК 621.791

doi: 10.21685/2072-3059-2023-1-13

Определение режимов послойной лазерной сварки пластин из коррозионностойкой стали

Т. Н. Иванова¹, А. Ю. Муйземнек²

¹Удмуртский федеральный исследовательский центр
Уральского отделения Российской академии наук, Ижевск, Россия

¹Чайковский филиал Пермского национального исследовательского
политехнического университета, Чайковский, Россия

²Пензенский государственный университет, Пенза, Россия

¹rsg078829@mail.ru, ²muyzemnek@yandex.ru

Аннотация. *Актуальность и цели.* Одной из основных особенностей послойной лазерной сварки металлов и металлических сплавов является то, что в результате интенсивного энергетического воздействия происходит сравнительно быстрый разогрев относительно тонкого поверхностного слоя, приводящий к изменению физико-механического состояния поверхности. Проведенные теоретические и экспериментальные исследования моделирования воздействия аддитивной механики лазера в коррозионностойкой пластине выявили, что основными температурными циклами в современных процессах послойной лазерной сварки являются синусоидальный, прямоугольный, пилообразный. Целью исследования является установление закономерностей формирования температурных полей в пластинах из коррозионной стали при послойной лазерной сварке, определение рекомендаций по назначению рациональных режимов процесса. *Материалы и методы.* Используются аналитические методы исследования температурных напряжений в пластинах, построены цифровые модели распределения температурных полей по поверхности и по глубине детали. Результаты проверены экспериментально металлографическими опытно-промышленными исследованиями. *Результаты.* Проведенный анализ позволил считать, что наиболее часто реализуемыми при послойной лазерной сварке циклами температурного воздействия являются синусоидальный, прямоугольный и пилообразный. Разработаны методики расчета температурного поля в пластины при любой форме температурного воздействия на поверхности пластины в квазистационарном режиме теплообмена и при несимметричном цикле температурных колебаний. Установлено, что для любой формы температурного цикла температуры поверхности пластины зависят от частоты колебаний. *Выводы.* При послойной лазерной сварке нагрев металлических деталей лазером может проходить по синусоидальному, прямоугольному, пилообразному циклам с одинаковой длительностью периода охлаждения и периода нагрева. Пределы изменения термических напряжений на поверхности детали существенно зависят от конкретного вида температурного цикла среды.

Ключевые слова: послойная лазерная сварка, коррозионностойкая сталь, пластина, температура, формы температурных циклов

Для цитирования: Иванова Т. Н., Муйземнек А. Ю. Определение режимов послойной лазерной сварки пластин из коррозионностойкой стали // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Технические науки. 2023. № 1. С. 159–170. doi: 10.21685/2072-3059-2023-1-13

Determining the modes of layerwise laser welding of corrosion-resistant steel plates

© Иванова Т. Н., Муйземнек А. Ю., 2023. Контент доступен по лицензии Creative Commons Attribution 4.0 License / This work is licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 License.

T.N. Ivanova¹, A.Yu. Muyzemnek²

¹Udmurt Federal Research Center of Ural
branch of the Russian Academy of Sciences, Izhevsk, Russia

¹Tchaikovsky branch of the Perm National Research
Polytechnic University, Tchaikovsky, Russia

²Penza State University, Penza, Russia

¹rsg078829@mail.ru, ²muyzemnek@yandex.ru

Abstract. *Background.* One of the main features of layerwise laser welding of metals and metal alloys is that as a result of intense energy exposure, a relatively fast heating of a relatively thin surface layer occurs, leading to a change in the physical and mechanical state of the surface. The theoretical and experimental studies of the simulation of the effect of additive laser mechanics in a corrosion-resistant plate have revealed sinusoidal, rectangular, sawtooth forms of temperature cycles of laser mechanics. The purpose of the study is to establish the patterns of formation of temperature fields in plates of corrosion steel during layerwise laser welding, to determine recommendations for the appointment of rational process modes. *Materials and methods.* Analytical methods for studying thermal stresses in plates were used, digital models for the distribution of temperature fields over the surface and along the depth of the part were built. The results are verified experimentally by metallographic pilot studies. *Results.* The performed analysis made it possible to consider that the most frequently implemented temperature cycles in layerwise laser welding are sinusoidal, rectangular and sawtooth. Methods have been developed for calculating the temperature field in the plates under any form of temperature effect on the surface of the plate in the quasi-stationary mode of heat transfer and with an asymmetric cycle of temperature fluctuations. It has been established that for any form of the temperature cycle, the temperature of the plate surface depends on the oscillation frequency. *Conclusions.* In layerwise laser welding, the heating of metal parts by a laser can take place in sinusoidal, rectangular, sawtooth cycles with the same duration of the cooling period and the heating period. The limits of change in thermal stresses on the surface of the part depend significantly on the specific type of temperature cycle of the medium.

Keywords: layerwise laser welding, stainless steel, plate, temperature, temperature cycle shapes

For citation: Ivanova T.N., Muyzemnek A.Yu. Determining the modes of layerwise laser welding of corrosion-resistant steel plates. *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedeniy. Povolzhskiy region. Tekhnicheskie nauki = University proceedings. Volga region. Engineering sciences.* 2023;(1):159–170. (In Russ.). doi: 10.21685/2072-3059-2023-1-13

Инновационная технология быстрого, точного изготовления и ремонта коррозионностойких пластин послойной лазерной сварки металлов и металлических сплавов основана на селективном сплавлении частиц металлического порошка твердотельным лазером непрерывного действия послойно [1]. Такая технология позволяет: обрабатывать материал конкретно в одной точке или слое с улучшением механических свойств материала на 30–40 %; до 80 % сэкономить материал за счет точного изготовления детали по компьютерной модели или тестовой 3D-модели; до 70–80 % сократить механические операции обработки и на 60–80 % снизить время на изготовление детали.

Интенсификация теплового воздействия, увеличение полезного объема и производительности послойной лазерной сварки металлов может привести к резкому нагреву детали, изменению физико-механического состояния поверхности, вызванных нестационарными температурными полями и механическими нагрузками. В связи с этим возникает необходимость изучения тем-

пературного поля в плоских деталях, работающих в условиях скоростных высоких температур. Поэтому разработка математической модели нагрева коррозионностойкой стали плоской детали, которая в сочетании с аналитическим методом позволяет оценить термическое состояние детали, оптимизировать процесс послойной обработки и формообразования всей детали, является актуальной задачей. При проектировании технологического процесса изготовления детали послойной лазерной сварки такая методика позволит учесть множество факторов, оказывающих влияние на качество получаемого сварного соединения.

Как и любое физическое явление, процесс теплопроводности осуществляется во времени и в пространстве. Поэтому его аналитическое изучение состоит в установлении характера изменения температуры тела в системе координат «пространство – время» [2–4].

При исследовании температурного состояния пластин при послойной лазерной сварке рассматривается квазистационарное периодическое температурное поле с особенностью изменения температуры в любой точке изучаемого пространства по определенному закону в течение всего цикла «нагрев – охлаждение». Эти изменения будут одинаковы для всех последующих циклов. Динамика изменения температуры точки тела в n -м периоде соответствует динамике изменения температуры этой же точки тела в $(n + 1)$ -м периоде. В случае, когда динамика изменения температуры любой точки тела за два смежных тепловых цикла не соответствуют друг другу, имеет место нестационарное периодическое температурное поле.

Рассмотрим пластину толщиной $2R$, имеющую постоянную по объему исходную температуру t_0 , поверхность которой подвергается температурному воздействию по симметричному периодическому гармоническому закону:

$$t_c(\tau) = 0,5C_0 + \sum_{m=1}^{\infty} (C_m \cos \omega_m \tau + D_m \sin \omega_m \tau),$$

где $0,5C_0$ – средняя температура; C_m, D_m – коэффициенты, соответствующие конкретному случаю температурных колебаний поверхности тела и теплового потока через поверхность тела, определяются экспериментально или с помощью разложения в тригонометрический ряд операционным методом; ω_m – круговая частота m -й гармоники, с^{-1} , $\omega_m = \frac{2\pi m}{\Delta\tau_0}$; $\Delta\tau_0$ – период колебания, с;

τ – время воздействия.

Используем дифференциальное уравнение теплопроводности [5]:

$$\frac{\partial t(x, \tau)}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 t(x, \tau)}{\partial x^2},$$

где a – коэффициент температуропроводности материала, характеризующий теплоинерционные его свойства, $\text{м}^2/\text{с}$; x – координата, м ($-R \leq x \leq R$), и краевые условия [6]:

$$\frac{\partial t(x, \tau)}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial t(R, \tau)}{\partial x} = h [t_c(\tau) - t(R, \tau)], \quad t(x, 0) = t_0 = \text{const},$$

где $h = \alpha/\lambda$ – относительный коэффициент теплоотдачи от среды к поверхности пластины, м^{-1} ; α – коэффициент теплоотдачи, $\text{Вт}/\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C}$; λ – коэффициент теплопроводности, $\text{Вт}/\text{м} \cdot \text{град}$; t_c – температура окружающей среды.

Тогда температура внутри пластины с учетом наложения слоев будет определяться следующим образом:

$$T(x,s) - \frac{t_0}{s} = \frac{hR \left(\sum_{m=1}^{\infty} \frac{C_m s + D_m \omega_m}{s^2 + \omega_m^2} + \frac{C_0 - 2t_0}{2s} \right) \text{ch} \sqrt{\frac{s}{a}} x}{\sqrt{\frac{s}{a}} R \text{sh} \sqrt{\frac{s}{a}} R + hR \text{ch} \sqrt{\frac{s}{a}} R}, \quad (1)$$

где s – комплексный параметр.

Решая выражение (1) с использованием разложения в ряд Фурье, преобразования Лапласа, формулы обращения Меллина, теоремы Дюамеля и Коши [2, 3, 7] и интегрируя по замкнутому прямоугольному контуру, где все точки лежат на отрицательной действительной и мнимой полуоси внутри контура, получим функцию распределения температуры в плоскости в безразмерном виде для квазистационарного установившегося периодического теплового процесса:

$$\frac{t(x,\tau)}{t_2 - t_1} = \frac{0,5C_0}{t_2 - t_1} + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(N_{im}N_{-im})^{0,5}}{t_2 - t_1} \cos \left[\omega_m a \tau - \tan^{-1} \left(i \frac{N_{im} - N_{-im}}{N_{im} + N_{-im}} \right) \right], \quad (2)$$

где $t(x,\tau)$ – функция распределения температуры в пластине; t_2 и t_1 – минимальная и максимальная температуры среды за цикл; $(N_{im}N_{-im})^{0,5}$ и $\tan^{-1} \left(i \frac{N_{im} - N_{-im}}{N_{im} + N_{-im}} \right)$ – амплитуда и сдвиг фазы температурных колебаний

в данной точке для m -й гармоники по отношению к фазе колебаний температуры среды соответственно.

Анализ выражения (2) показывает, что по истечении большого промежутка времени ($\tau \rightarrow \infty$) наступает установившийся квазистационарный процесс периодического теплообмена, в котором распределение температуры по сечению плоской детали не зависит от начального состояния и температура в любой точке детали претерпевает одни и те же колебания. В квазистационарной стадии теплообмена по сечению пластины устанавливается средняя температура $0,5C_0$, вокруг которой происходят сложные гармонические колебания температуры.

Аналогичные процессы происходят и для нестационарного периодического теплообмена («н»), гармонические колебания происходят около значений температуры, определяемых по выражению

$$\left[\frac{t(x,\tau) - t_0}{t_2 - t_1} \right]_n = \int_{m=1}^{\infty} \int_{n=1}^{\infty} \frac{0,5C_0}{t_2 - t_1} + \frac{C_m}{\pi} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(N_{im}N_{-im})^{0,5}}{t_2 - t_1} \times$$

$$\times \cos \left[\omega_m a \tau - \tan^{-1} \left(i \frac{N_{im} - N_{-im}}{N_{im} + N_{-im}} \right) \right].$$

Выражения (1)–(3) справедливы для любой периодической функции температуры. Коэффициенты C_0 , C_m , D_m , соответствующие конкретному случаю температурных колебаний, определяются экспериментально [7]. Особенностью полученных зависимостей является то, что они учитывают начальную стадию процесса теплообмена для случая сложных гармонических колебаний температуры, при которых имеет место существенная зависимость коэффициента теплоотдачи от времени, теплоотдача от поверхности в окружающую среду осуществляется по закону конвекции. На рис. 1 представлены графики, иллюстрирующие характер температурных колебаний на поверхности пластины, подверженной симметричному периодическому тепловому воздействию. На графиках: вертикальная ось – безразмерные температурные функции колебаний средних значений температур, горизонтальная ось – относительная координата.

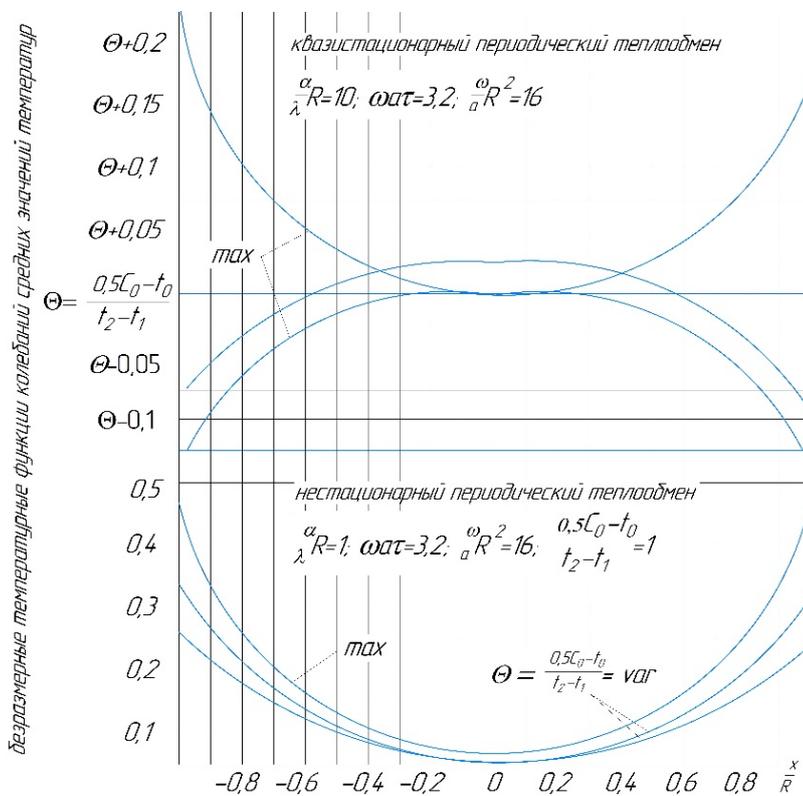


Рис. 1. Характер температурных колебаний по сечению пластины

Амплитуда температурных колебаний на поверхности плоской детали зависит от интенсивности теплового воздействия. Рассматривая синусоидальный, прямоугольный, пилообразный температурные циклы теплового нагружения при длительности периода охлаждения, равной длительности периода нагрева $\Delta t_1 = \Delta t_2$, функции температуры будут вычисляться:

– для синусоидального цикла (рис. 2,**а**):

$$t_c(\tau) = 0,5C_0 + 0,5(t_2 - t_1) \sin \omega\tau; \quad (4)$$

– для прямоугольного цикла (рис. 2,**б**):

$$t_c(\tau) = 0,5C_0 + \frac{0,5(t_2 - t_1)}{\pi} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sin m\omega\tau}{2m-1}; \quad (5)$$

– для пилообразного цикла (рис. 2,**в**):

$$t_c(\tau) = 0,5C_0 + \frac{0,5(t_2 - t_1)}{\pi} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sin m\omega\tau}{m}. \quad (6)$$

В выражениях (4)–(6) ω – частота, на рис. 2 вертикальная ось – функция температуры, горизонтальная ось – период нагрева.

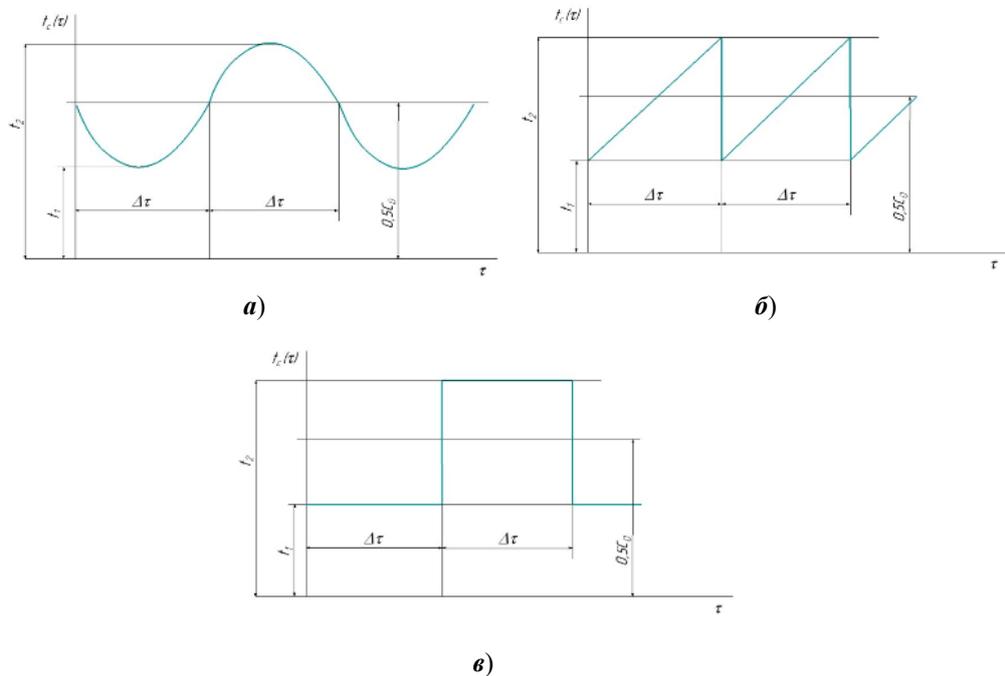


Рис. 2. Циклы теплового воздействия: **а** – синусоидальный, **б** – пилообразный, **в** – прямоугольный

Расчетные формулы получим, подставляя значения коэффициентов C_0 , C_m , D_m выражений (4)–(6), соответствующих каждой форме цикла, в выражение (2).

Полученные результаты расчета представлены в графическом виде на рис. 3. На графиках по вертикальной оси отложены безразмерные значения температурной функции $\frac{t(x, \tau)}{t_2 - t_1}$, по горизонтальной оси отложено безразмерное время в течение цикла ωat .

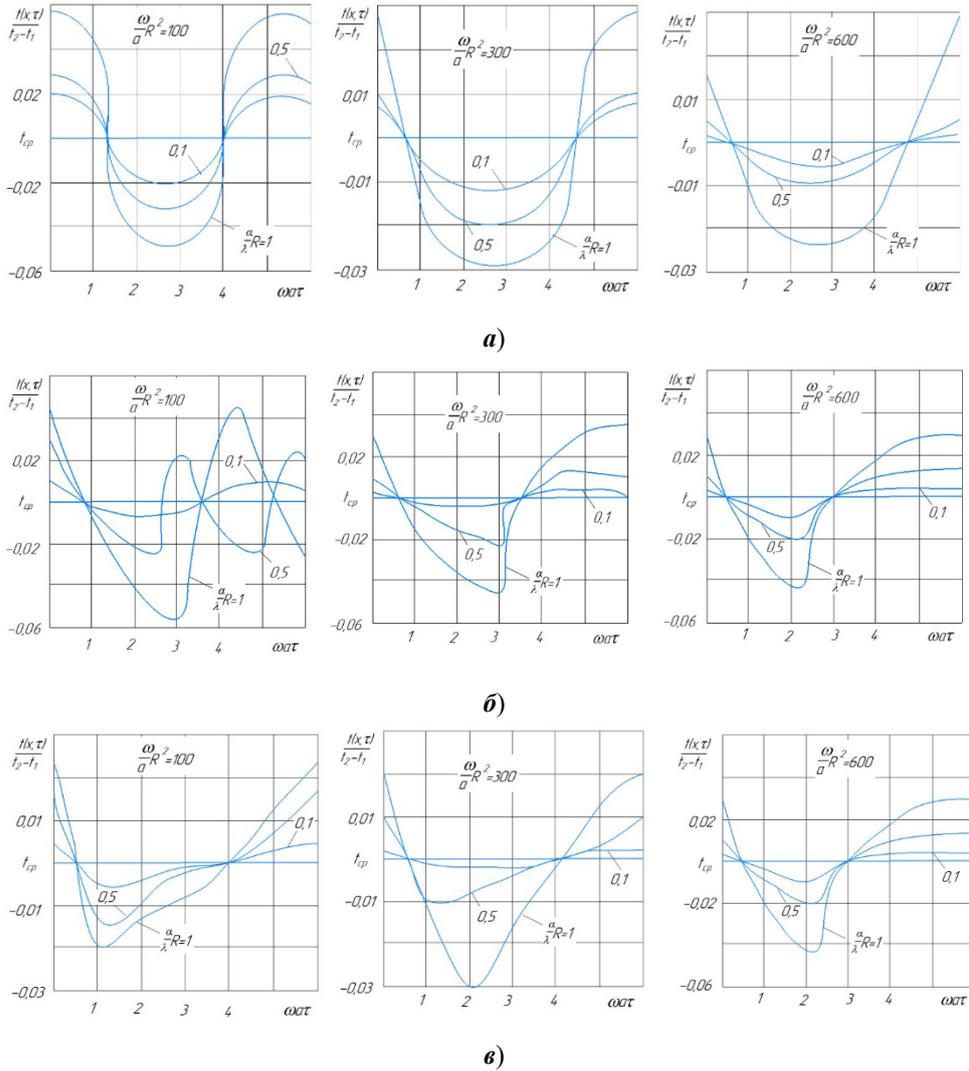


Рис. 3. Графики изменения температуры поверхности пластины:
а – при синусоидальном; **б** – при пилообразном; **в** – при прямоугольном
 цикле теплового воздействия

Анализ сравнения графиков, показанных на рис. 3, свидетельствует, что:

- амплитуда колебания температуры поверхности плоской детали существенно зависит от формы цикла теплового воздействия. Если, например, за единицу принять амплитуду колебания температуры поверхности пластины при простом гармоническом цикле температуры среды, то амплитуда колебания температуры поверхности для прямоугольного цикла будет равна 1,4, а для пилообразного – 0,8;

- продолжительность каждого цикла, не зависимо от его абсолютной длительности, равна 2π ;

- для любой формы цикла теплового воздействия амплитуда колебаний температуры поверхности плоской детали зависит от частоты колебаний, причем с увеличением частоты колебаний амплитуда уменьшается;

– для всех форм цикла теплового воздействия с увеличением соотношения aR/λ амплитуда температурных колебаний на поверхности плоской детали возрастает.

Рассмотрим пластину толщиной $2R = 0,1$ м из стали 17Х18Н9, имеющую коэффициент температуропроводности $a = 0,032$ м²/с и коэффициент теплопроводности $\lambda = 30$ Вт/м·град, при температурном воздействии, изменяющемся по прямоугольному циклу от $t_{\max} = 1000$ °С до $t_{\min} = 0$ °С, с периодом колебаний $\Delta\tau_0 = 14,4$ с (см. выражение (5)). Будем считать коэффициент теплоотдачи среды к поверхности детали $\alpha = 300$ Вт/м²·град.

Последовательное применение представленных выше зависимостей позволяет получить следующую методику расчета:

- 1) вычисление безразмерного параметра $\frac{\alpha R}{\lambda} = 0,5$;
- 2) вычисление безразмерного параметра $\frac{\omega R^2}{a} = \frac{2\pi R^2}{\Delta\tau_0 a} = 100$;
- 3) вычисление безразмерного параметра $\frac{a\tau}{R^2} = 0,051$;
- 4) вычисление безразмерного параметра $\frac{x}{R} = 1$;
- 5) нахождение безразмерной температуры $0,008$ с использованием рис. 3, в;
- 6) нахождение средней температуры по сечению пластины в квазистационарном режиме $t_{\text{ср}} = 500$ °С;
- 7) нахождение температуры на поверхности пластины в квазистационарном режиме теплообмена через $28,8$ с после начала цикла $t(x, \tau) = 1000 \cdot 0,008 + 500 = 508$ °С.

При несимметричном периодическом нагреве пластины толщиной R , имеющей начальную температуру t_0 , и при условии, что на одной поверхности пластины определен конвективный теплообмен со средой, имеющей постоянную температуру t , а на другой – периодический тепловой поток, заданный зависимостью

$$q(\tau) = 0,5C_0 + \sum_{m=1}^{\infty} (C_m \cos \omega_m \tau + D_m \sin \omega_m \tau)$$

для отыскания функции распределения температуры внутри пластины аналогичным образом, применяя преобразование Лапласа и формулы обращения Меллина [2, 3, 7], установим, что в нестационарном процессе периодического нагрева сложные гармонические колебания температуры происходят около значений, определяемых следующей функцией:

$$\left[\frac{(t(x, \tau) - t_0)\lambda}{(q_2 - q_1)R} \right]_n = \frac{0,5C_0}{q_2 - q_1} \left(\frac{\lambda}{\alpha R} + \frac{x}{R} \right) + \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ A_n \left[\frac{(P_{im} P_{-im})^{0,5}}{q_2 - q_1} \right] \cos \omega \tau - \tan^{-1} \left(i \frac{(P_{im} - P_{-im})}{P_{im} + P_{-im}} \right) \right\}, \quad (7)$$

где q_2 и q_1 – максимальный и минимальный тепловой поток; $(P_{im}P_{-im})$ – амплитуда температурных колебаний при квазистационарном процессе, $\tan^{-1}\left(i\frac{P_{im}-P_{-im}}{P_{im}+P_{-im}}\right)$ – сдвиг фазы.

Рассмотрим пластину толщиной $R = 0,1$ м из стали, имеющую коэффициент температуропроводности $a = 0,051$ м²/с и коэффициент теплопроводности $\lambda = 50$ Вт/м·град, подвергающуюся несимметричному тепловому воздействию на поверхности $x = 0$ и конвективный теплообмену на другой поверхности при $t_b = t_0 = 30$ °С и коэффициенте конвективного теплообмена $\alpha = 100$ Вт/м²·град. Будем считать, что через поверхность $x = R$ проходит тепловой поток, изменяющийся во времени по гармоническому закону. Период колебаний теплового потока $\Delta\tau_0 = 28,8$ с, а амплитуда теплового потока $q_m = 10^6$ Вт/м². Определим амплитуду температурных колебаний на поверхности $x = R$ пластины.

В этом случае методика расчета несимметричных температурных колебаний будет следующей:

1) вычисление безразмерных параметров:

$$\frac{\alpha}{\lambda}R = 0,2 \text{ и } \frac{2\pi R^2}{\Delta\tau_0 a} \approx 150;$$

2) вычисление относительной координаты $\frac{x}{R} = 1$, тогда безразмерная амплитуда колебаний температуры на поверхности пластины в квазистационарном режиме теплообмена равна

$$\left[\frac{(t(x, \tau) - t_0)\lambda}{(q_2 - q_1)R} \right] = 0,03;$$

3) вычисление амплитуды температурных колебаний:

$$\frac{0,08 \cdot 10^6 \cdot 0,1}{50} = 80 \text{ °С}.$$

Результаты расчетов температурного поля в пластине из коррозионно-стойкой стали при послойной лазерной сварке были проверены путем сопоставления результатов расчета с результатами экспериментального определения температуры и с результатами компьютерного моделирования [1]. В табл. 1 представлены результаты измерения микротвердости коррозионно-стойкой стали 17Х18Н9, результаты анализа микроструктуры и определения температуры инфракрасным методом. Результаты определения температуры расчетным и экспериментальными методами в динамике по сечению детали согласуются. Результаты измерения микротвердости и металлографического анализа согласуются с полученными значениями температуры. Это подтверждает точность проведения расчетов.

Проведенные теоретические и экспериментальные исследования тепловых процессов при послойной лазерной сварке пластин из коррозионно-стойкой стали показали:

- нестационарные и квазистационарные периодические процессы теплообмена вызывают температурные колебания на поверхности плоского тела;
- амплитуда температурных колебаний на поверхности плоской детали зависит от температуры внешней среды. Основными циклами теплового воздействия являются синусоидальный, прямоугольный и пилообразный;
- для любой формы цикла теплового воздействия амплитуда колебаний температуры поверхности плоской детали зависит от частоты колебаний, причем с увеличением частоты колебаний амплитуда уменьшается;
- для всех форм циклов теплового воздействия с увеличением соотношения aR/λ амплитуда температурных колебаний на поверхности плоской детали возрастает.

Таблица 1

Результаты экспериментальных исследований

Расстояние от поверхности, мм	Микротвердость, Н	Микроструктура	Температура, °С
0,1	285	Пластинчатый перлит, с участками феррита	740–780
0,2	265	Зернистый перлит	680–720
0,3	260	Зернистый перлит	640–700
0,4	400	Сорбит	500–550
0,5	436	Троостит	420–460
0,6	490	Троостит	350–420
0,7	510	Троосто-мартенсит	до 350
0,8	540	Троосто-мартенсит	до 350
0,9	630	Мартенсит	до 350
1,0	650	Мартенсит	до 350
1,5	655	Мартенсит	до 300
2,0	670	Мартенсит	до 300

Таким образом, разработаны методики расчета температур для основных форм циклов теплового воздействия на поверхности плоской детали в квазистационарном режиме теплообмена и при несимметричном цикле температурных колебаний.

Список литературы

1. Иванова Т. Н., Муземек А. Ю. Совершенствование процесса послойной лазерной сварки металлических деталей за счет управления остаточными напряжениями // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Технические науки. 2022. № 2. С. 104–116.
2. Байков В. И., Павлюкевич Н. В. Теплофизика : в 2 т. Т. 1. Термодинамика, статистическая физика, физическая кинетика. Минск : Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2013. 400 с.
3. Байков В. И., Павлюкевич Н. В., Федотов А. К., Шнип А. И. Теплофизика : в 2 т. Т. 2. Термодинамика необратимых процессов, теория конвективного теплообмена, перенос энергии теплового излучения, процессы переноса и фазовые превращения в твердых телах. Минск : Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2014. 370 с.
4. Ефимов К. Н., Лобода Е. Л., Овчинников В. А., Якимов А. С. Математическое моделирование воздействия колебаний затупленного по сфере конического тела

- на сопряженный тепломассообмен в его покрытии // Инженерно-физический журнал. 2021. Т. 94, № 1. С. 136.
5. Кирсанов Ю. А., Макарушкин Д. В., Кирсанов А. Ю., Юдахин А. Е. Теплоотдача пакета низкотеплопроводных пластин при циклическом теплообмене с холодной и горячей средами // Инженерно-физический журнал. 2021. Т. 94, № 2. С. 301.
 6. Таций Р. М., Стасюк М. Ф., Пазен О. Ю. Прямой метод расчета нестационарных температурных полей в телах основных геометрических форм // Инженерно-физический журнал. 2021. Т. 94, № 2. С. 313.
 7. Дементьев В. Б., Иванова Т. Н., Долганов А. М. Исследование температуры нагрева и охлаждения массивных, тонких и клиновидных пластин из труднообрабатываемых сталей при их шлифовании // Инженерно-физический журнал. 2017. Т. 90, № 1. С. 108–115.
 8. Zakharov O. V., Pugin K. G., Ivanova T. N. Modeling and Analysis of Delta Kinematics FDM Printer. AMSD-2021 // Journal of Physics: Conference Series. 2022. Vol. 2182 (1). P. 012069. doi: 10.1088/1742-6596/2182/1/012069

References

1. Ivanova T.N., Muzyemnek A.Yu. Improving the process of layerwise laser welding of metal parts by controlling residual stresses. *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedeniy. Povolzhskiy region. Tekhnicheskie nauki = University proceedings. Volga region. Engineering sciences.* 2022;(2):104–116. (In Russ.)
2. Baykov V.I., Pavlyukevich N.V. *Teplofizika: v 2 t. T. 1. Termodinamika, statisticheskaya fizika, fizicheskaya kinetika = Thermophysics: in 2 volumes. Volume 1. Thermodynamics, statistical physics, physical kinetics.* Minsk: Institut teplo- i massoobmena imeni A.V. Lykova NAN Belarusi, 2013:400. (In Russ.)
3. Baykov V.I., Pavlyukevich N.V., Fedotov A.K., Shnip A.I. *Teplofizika: v 2 t. T. 2. Termodinamika neobratimyykh protsessov, teoriya konvektivnogo teploobmena, perenos energii teplovogo izlucheniya, protsessy perenosa i fazovye prevrashcheniya v tverdykh telakh = Thermophysics: in 2 volumes. Volume 2. Thermodynamics of irreversible processes, theory of convective heat transfer, thermal radiation energy transfer, transfer processes and phase transformations in solids.* Minsk: Institut teplo- i massoobmena imeni A.V. Lykova NAN Belarusi, 2014:370. (In Russ.)
4. Efimov K.N., Loboda E.L., Ovchinnikov V.A., Yakimov A.S. Mathematical modeling of the impact of oscillations of a conical body blunted in the sphere on the conjugated heat and mass transfer in its coating. *Inzhenerno-fizicheskiy zhurnal = Engineering and Physics Journal.* 2021;94(1):136. (In Russ.)
5. Kirsanov Yu.A., Makarushkin D.V., Kirsanov A.Yu., Yudakhin A.E. Heat transfer of a package of low-thermal-conductive plates during cyclic heat exchange with cold and hot media. *Inzhenerno-fizicheskiy zhurnal = Engineering and Physics Journal.* 2021;94(2):301. (In Russ.)
6. Tatsiy R.M., Stasyuk M.F., Pazen O.Yu. Direct method for calculating nonstationary temperature fields in bodies of basic geometric shapes. *Inzhenerno-fizicheskiy zhurnal = Engineering and Physics Journal.* 2021;94(2):313. (In Russ.)
7. Dement'ev V.B., Ivanova T.N., Dolganov A.M. The research of the heating and cooling temperature of massive, thin and wedge-shaped plates made of hard-to-cut steels during their grinding. *Inzhenerno-fizicheskiy zhurnal = Engineering and Physics Journal.* 2017;90(1):108–115. (In Russ.)
8. Zakharov O.V., Pugin K.G., Ivanova T.N. Modeling and Analysis of Delta Kinematics FDM Printer. AMSD-2021. *Journal of Physics: Conference Series.* 2022;2182(1): 012069. doi: 10.1088/1742-6596/2182/1/012069

Информация об авторах / Information about the authors

Татьяна Николаевна Иванова

доктор технических наук, профессор, старший научный сотрудник отдела моделирования и синтеза технологических структур, Институт механики, Удмуртский федеральный исследовательский центр Уральского отделения Российской академии наук (Россия, г. Ижевск, ул. им. Татьяны Барамзиной, 34); профессор кафедры автоматизации информационных и инженерных технологий, Чайковский филиал Пермского национального исследовательского политехнического университета (Россия, г. Чайковский, ул. Ленина, 73)

E-mail: rsg078829@mail.ru

Tat'yana N. Ivanova

Doctor of engineering sciences, professor, senior staff scientist of the department of modeling and synthesis of technological structures, Institute of Mechanics, Udmurt Federal Research Center of Ural branch of the Russian Academy of Sciences (34 Tatyany Baramzinoy street, Izhevsk, Russia); professor of the sub-department of automation of information and engineering technologies, Tchaikovsky branch of the Perm National Research Polytechnic University (73 Lenina street, Tchaikovsky, Russia)

Александр Юрьевич Муйземнек

доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой теоретической и прикладной механики и графики, Пензенский государственный университет (Россия, г. Пенза, ул. Красная, 40)

E-mail: muyzemnek@yandex.ru

Aleksandr Yu. Muyzemnek

Doctor of engineering sciences, professor, head of the sub-department of theoretical and applied mechanics and graphics, Penza State University (40 Krasnaya street, Penza, Russia)

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов / The authors declare no conflicts of interests.

Поступила в редакцию / Received 09.01.2023

Поступила после рецензирования и доработки / Revised 27.02.2023

Принята к публикации / Accepted 10.03.2023