

ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ ПРИ СКАНИРУЮЩЕЙ ЛАЗЕРНОЙ ЗАКАЛКЕ СТАЛЕЙ

Веремейчик А. И., Холодарь Б. Г.

УО «Брестский государственный технический университет», Брест, Беларусь

Введение. Воздействие движущегося высокоэнергетического теплового потока используется для модификации свойств материалов в поверхностной зоне [1]. Задачей такого теплового воздействия является целенаправленное изменение фазового состава материала и микроструктуры материала, что в свою очередь приводит к требуемому изменению его механических свойств. При этом основной проблемой является подбор оптимальных режимов температурного нагружения, которые зависят прежде всего от уровня и скорости нагрева и последующего охлаждения тела. В связи с этим расчеты температурных полей в зонах термического влияния материала имеют первостепенное значение.

В научно-технической литературе известны решения некоторых задач теплопроводности, посвященных определению пространственно-временных распределений температуры, создаваемых стационарными или движущимися источниками нагрева [1–7]. В зависимости от требуемых условий источники тепла могут быть распределенными по всей нагружаемой поверхности тела либо сосредоточенными на ее ограниченном участке. В последнем случае речь может идти о форме пятна нагрева и о законе распределения теплового воздействия по этому пятну. Для движущихся источников энергии при вычислениях необходимо задать конкретную траекторию движения зоны прямого теплового воздействия лазерного луча. В данной статье рассматривается случай, когда наряду с движением ядра потока вдоль намеченной дорожки оно одновременно периодическим образом смещается в поперечном направлении, двигаясь по траектории, которую можно представить как набор выходящих одна из другой последовательных поперечных линий, причем по условиям работы установки в точках этих линий интенсивность энергетического воздействия может изменяться.

1. Постановка задачи. Механико-математическая модель. Для лазерной обработки образцов применялся волоконный лазер непрерывного действия с максимальной мощностью 1 кВт. Технологический комплекс для лазерной закалки оборудован сканирующей системой, которая обеспечивает многократное перемещение пятна обработки по обрабатываемой поверхности с высокой частотой в направлении перпендикулярном направлению обработки. Многократное перемещение лазерного пятна с высокой частотой обеспечивается применением системы

двух зеркал, которые согласованно совершают колебания во взаимно перпендикулярных направлениях.

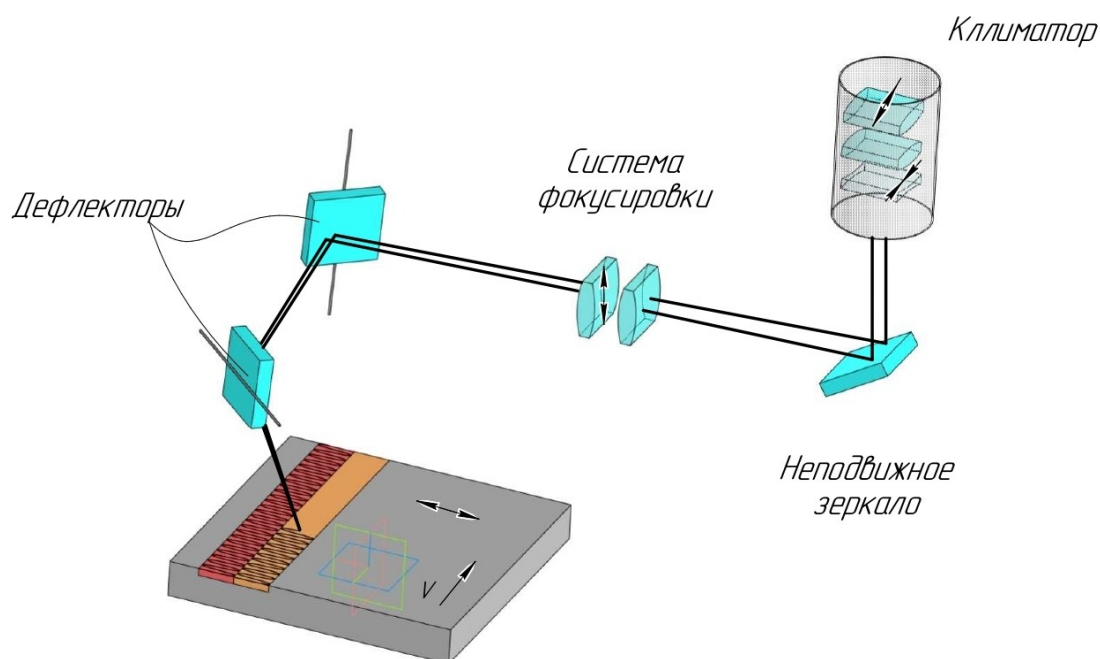


Рис. 1. Схема сканирующей системы

Программа движения лазерного пятна, разработанная авторами [8] и применяемая в данном технологическом комплексе, позволяет уменьшить зоны нестабильности тепловых полей, что в свою очередь обеспечивает высокое качество обрабатываемой поверхности и позволяет использовать лазерную обработку в качестве чистовой.

При поверхностной обработке излучением волоконного лазера производится отключение мощности потока лазерного излучения после прохождения нескольких поперечных линий, т. е. обрабатываемая дорожка представляет собой последовательность одинаковых по воздействию зон, состоящих из участков непосредственного нагружения (пятно воздействия) и равных с ними по времени «ненагруженных» промежутков. Такой способ при малом радиусе кругового ядра лазера дает возможность создавать в материале тепловое поле определенной интенсивности при заданной номинальной мощности установки, и этот факт учитывается при разработке программы.

В качестве исходных кинематических данных для расчетов принимались скорость движения лазерной головки вдоль дорожки, ширина дорожки, число поперечных линий на пятне воздействия и частота повторений прохождения двух взаимосвязанных линий. По этим данным определен период времени, соответствующий возврату оси луча в точку с фиксированной поперечной координатой. Задаваемое на установке для лазерной закалки число линий N_{lin} может быть нечетным или четным (во время испытаний число линий соответствовало значениям 7 и 10),

поэтому на пятне сканирования уместается целое или полуцелое число периодов поперечного движения луча, равное $N_{lin} / 2$. В связи с тем, что оплавление поверхности обрабатываемого материала происходит в круге определенного радиуса, а не только в точках попадания оси луча лазера, при небольших скоростях движения головки лазера происходит непрерывное слияние зон обработки (пятно плюс промежуток), поэтому уточнение ситуации может быть проведено только при достаточно больших скоростях движения лазерной головки, когда пятна и промежутки между ними явным образом выделяются. Это дает возможность определить продольную составляющую скорости сканирования, которая является одинаковой для любых скоростей движения лазерной головки при одном и том же числе линий на пятне и частоте их прохождения.

При составлении программы вычислений температурных полей предполагается, что наличие постоянной продольной и периодической поперечной скоростей сканирования позволяет считать ось луча при сканировании движущейся вдоль дорожки по некоторой синусоиде.

С точки зрения кинематики движение оси луча можно представить как сумму продольного переносного и относительного продольного и поперечного движений, причем скорость переносного движения совпадает со скоростью лазерной головки. Для определения продольной относительной скорости были проведены эксперименты по нагружению плоского образца размерами $200 \times 20 \times 7$ мм со скоростью перемещения головки, равной $V_e = V = 20\,000$ мм/мин ($100/3$ см/с). На рисунке 2 показан след от воздействия на некотором участке дорожки.

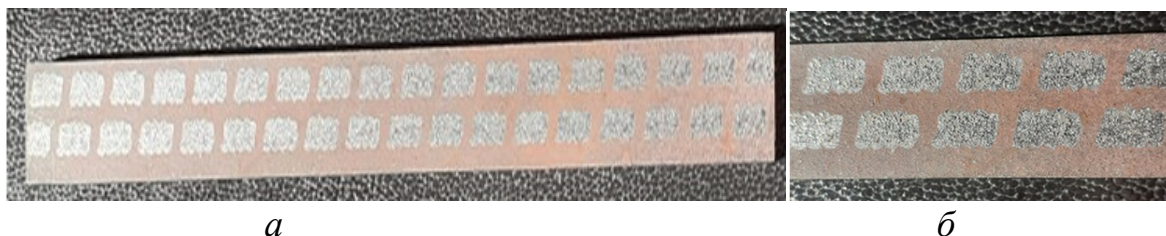


Рис. 2. Обработанный образец (а) и его участок (б)

Хотя к концу дорожки след становится более оплавленным за счет общего повышения температуры образца с течением времени воздействия, при большом числе образовавшихся зон обработки можно с достаточной точностью определить длину одной зоны, как отношение общей длины дорожки ($L \approx 198$ мм) к числу этих зон ($N = 18$). После этого, записав выражение для длины зоны L_z в виде:

$$L_z = V_e \frac{N_{lin}}{2} T_{laz} + (V_e + V_r) \frac{N_{lin}}{2} T_{laz}, \quad (1)$$

находим относительную скорость:

$$V_r = 2 \left(\frac{L_z}{N_{lin} T_{laz}} - V_e \right). \quad (2)$$

Таким образом, найденное значение V_r можно принять как достаточно обоснованное и использовать его для режимов с другими значениями скорости переносного движения.

2. Особенности разработанного алгоритма расчета. Для источника нагрева, расположенного в точке A с координатами x, y, z , температура в произвольной точке тела в любой момент времени описывается выражением:

$$T(r, t) = \frac{Q}{8(\pi a t)^{3/2}} \exp \left[-\frac{r^2}{4at} \right], \quad (3)$$

где Q – выделение тепла в точке в единицу времени, Дж;

$a = \lambda / c\rho$ – коэффициент температуропроводности, $\text{м}^2/\text{с}$;

λ – коэффициент теплопроводности, $\text{Вт}/(\text{м} \cdot ^\circ\text{C})$;

c – удельная теплоемкость, $\text{Дж}/(\text{кг} \cdot ^\circ\text{C})$;

ρ – плотность материала, $\text{кг}/\text{м}^3$;

t – время, с;

$r^2 = (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2$ – расстояние от источника до точки A_0

с координатами x_0, y_0, z_0 , в которой определяется температура, м. Под T в выражении (2) понимается приращение температуры над исходным ее уровнем в данной точке в заданный момент времени (исходная температура во всех точках тела принята одинаковой и равной нулю).

Поскольку для рассматриваемого случая тепловое воздействие распределено по некоторой поверхности тела, необходимо рассматривать действие совокупности точечных источников, что приводит к необходимости интегрирования выражения (3) в пределах этой поверхности:

$$T_s(r, t) = \int \left\{ \int T(r, t) ds \right\} d\xi, \quad (4)$$

где ξ – переменная интегрирования по времени от начального значения $\xi_0 = 0$, S – переменная интегрирования по поверхности.

Распределение интенсивности воздействия по площади ядра подчинено [2; 3] гауссовому закону (нормально-круговое распределение) $q = q_0 \exp(-\gamma r^2)$, где r – расстояние от оси луча, м; γ – коэффициент сосредоточенности потока. Поскольку при этом r изменяется от нуля до бесконечности, при решении задач зона ядра потока ограничивается некоторым радиусом R_f , так что выражение для q можно записать в виде

$q = q_0 \exp\left(-\left(r / R_f\right)^2\right)$. Зависимость функции $\exp\left(-\left(r / R_f\right)^2\right)$ от соотношения r / R_f приведена на рисунке 3.

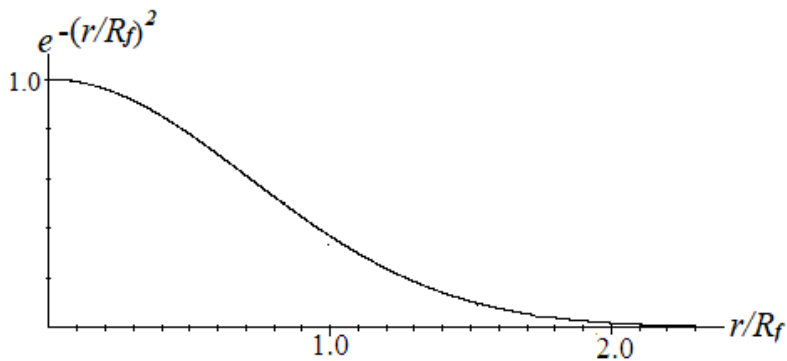


Рис. 3. График функции $\exp\left(-\left(r / R_f\right)^2\right)$

Поскольку в нашем случае при движении луча по дорожке предполагается изменение потока во времени, то множитель q_0 следует записать в виде $q_0 \cdot F(t)$, где функция времени $F(t)$ должна описывать фактический закон изменения интенсивности потока и, таким образом, должна быть введена в подынтегральное выражение (3) при значениях $0 \leq F(t) \leq 1$. Эту функцию далее представляем в виде произведения $F(t) = Coef(t) \cdot G_f(t)$ так, чтобы функция $Coef(t)$ учитывала изменение общей мощности источника (например, ее отключение до значения $F(t) = 0$ на участках промежутка между пятнами), а $G_f(t)$ – изменение мощности при нахождении оси луча вблизи продольных краев дорожки. Необходимость введения функции $G_f(t)$ связана с тем, что возле краев дорожки (рисунок 2) относительная скорость поперечного движения луча принимает значения близкие к нулю и равные ему, что в реальных условиях работы установки может привести к значительному перегреву материала.

Характер изменения функции $F(t)$, а также координат x и y показан на рисунке 4.

Если рассматривать вопрос об определении температуры для точек, находящихся на достаточном удалении от оси луча источника, то внутренний интеграл в (2) можно определить, относя при этом все энергетическое воздействие к центру тяжести сечения потока, т. е. к оси луча, и для определения расстояния между источником и рассматриваемой точкой использовать приведенное выше в (1) определение этого расстояния. Однако учитывая наличие достаточно большой зоны оплавления вдоль линий пятна воздействия на поверхности образца, что видно из рисунка 2, более правильным будет воспользоваться расчетной схемой, приведенной на рисунке 5. Такой подход учитывает, что каждая точка ядра потока имеет

не только свой уровень интенсивности воздействия, но и свое расстояние до рассматриваемой точки A_0 с координатами x_0, y_0, z_0 .

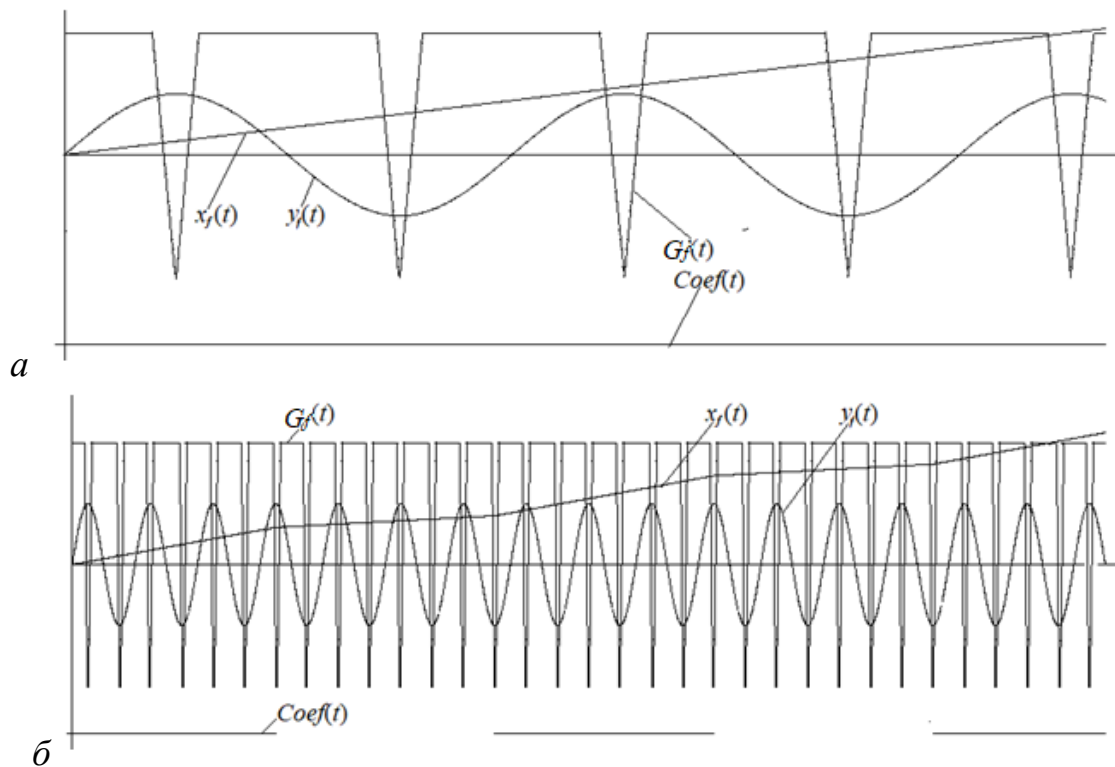


Рис. 4. Вид функций $G_f(t)$, $Coef(t)$, $x_f(t)$, $y_f(t)$ на разных отрезках времени (точки конца графиков соответствуют времени $t \approx 2,5T_{laz}$ (а) и $t \approx 16,5T_{laz}$ (б))

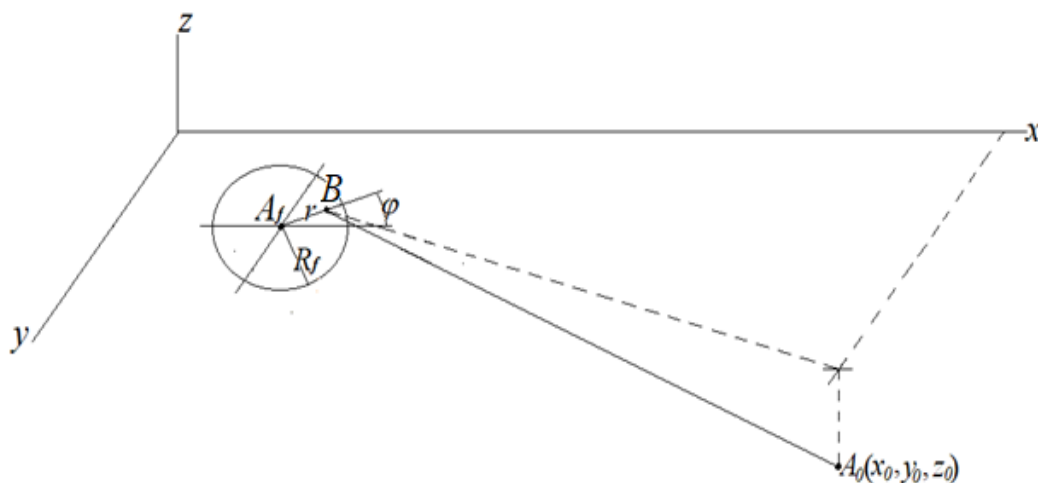


Рис. 5. Расстояние между точкой B пятна и выделенной точкой A_0 тела

При этом подынтегральное выражение в (4) включает в себя экспоненциальную переменную составляющую Ψ с аргументом, зависящим от времени, координат выделенной точки A_0 и окружающих ее точек, которые могут быть взяты дополнительно в прилегающем к ней объеме материала, текущих координат точки A_f оси луча и положения точки B внутри ядра потока (переменные r и φ на рисунке 5):

$$\psi = \exp \left[- \left(\frac{r^2 \left(1 + \frac{4a \cdot s}{R_f^2} \right) + \left((x_k - x_f)^2 + (y_k - y_f)^2 + z_k^2 - 2r(x_{0f} \cos \varphi + y_{0f} \sin \varphi) \right)}{4a \cdot s} \right) \right], \quad (5)$$

где $s = t_k - t_f$, м; $x_{0f} = x_0 - x_f$, м; $y_{0f} = y_0 - y_f$, м; x_k, y_k, z_k – координаты точки, выделенной внутри объема вокруг точки A_0 , м.

В формуле (5) подстрочным индексом «f» отмечено значение координат оси луча на поверхности образца в соответствующий текущий момент времени t_f . Само интегрирование по времени t_f должно производиться от начального момента $t_0 = 0$ до заданного конечного t_k значения $t_k \geq t_f$ и, таким образом, будет учитывать смещение оси потока вдоль дорожки и соответствующий общий разогрев тела. Окончательно вместо (3) с учетом сделанных выше определений получаем расчетную формулу в виде:

$$T = \frac{q_0}{8\rho c (\pi a)^{3/2}} \int_0^s \int_0^{R_f} \int_0^{2\pi} \frac{F \cdot \psi}{s^{3/2}} r dr d\varphi ds. \quad (6)$$

Наличие внутри подынтегрального выражения тригонометрических функций не позволяет получить для него более удобное аналитическое представление, что вызывает необходимость в одновременном численном интегрировании по r и φ и в связи с этим заметно увеличивает длительность проведения вычислений. Как сам интеграл (6), так и его внутренние интегралы в программе вычисляются по методу Симпсона, в связи с чем области изменения соответствующих переменных должны быть разбиты на четное число интервалов ($N_{Simps} \geq 2$).

В настоящей программе аналогично разработанным ранее [9] предусмотрена возможность проведения вычислений уровня температуры одновременно для нескольких точек, располагающихся в прилегающем к точке A_0 объеме материала. Кроме того, программа позволяет определять тепловые импульсы, импульсы структуризации и время структуризации в выбранных точках и сечении дорожки [10], что расширяет возможность прогнозирования результатов термообработки и позволяет оценить, какая часть тепловой энергии расходуется на структурообразование материала в зоне термического влияния.

Результаты расчета на каждом шаге времени выводятся в файл *Rezultat.dat*. В начальной части файла для контроля ввода исходных данных выводятся наименования и пояснения к ним для всех основных параметров материала, режима нагружения и организации вывода, а также их числовые

значения. Изменение координат x_f , y_f во времени выводится дополнительно также в отдельный файл *CoordXY.dat*.

Для автономности и удобства работы с программой *LaserScanSin* разработана программа ввода исходных данных *VvodLaserScan*, которая позволяет производить ввод и варьирование значениями исходных числовых параметров для конкретных материалов и режимов работы лазерной установки. Подготовленные данные выводятся в файл *VvodLaserDan.dat*, который должен быть далее размещен в директории для программы *LaserScanSin*. Обе программы (*LaserScanSin* и *VvodLaserScan*) представлены в виде *exe*-файлов.

3. Некоторые результаты исследований. На рисунках 6, 7 представлены кривые нарастания температуры в точках A_0 , лежащих у конца графиков, приведенных на рисунке 4, для двух значений скорости движения лазерной головки $V = 20\,000$ мм/мин и $V = 600$ мм/мин (соответственно $V = 33,3(3)$ см/с и $V = 1,0$ см/с).

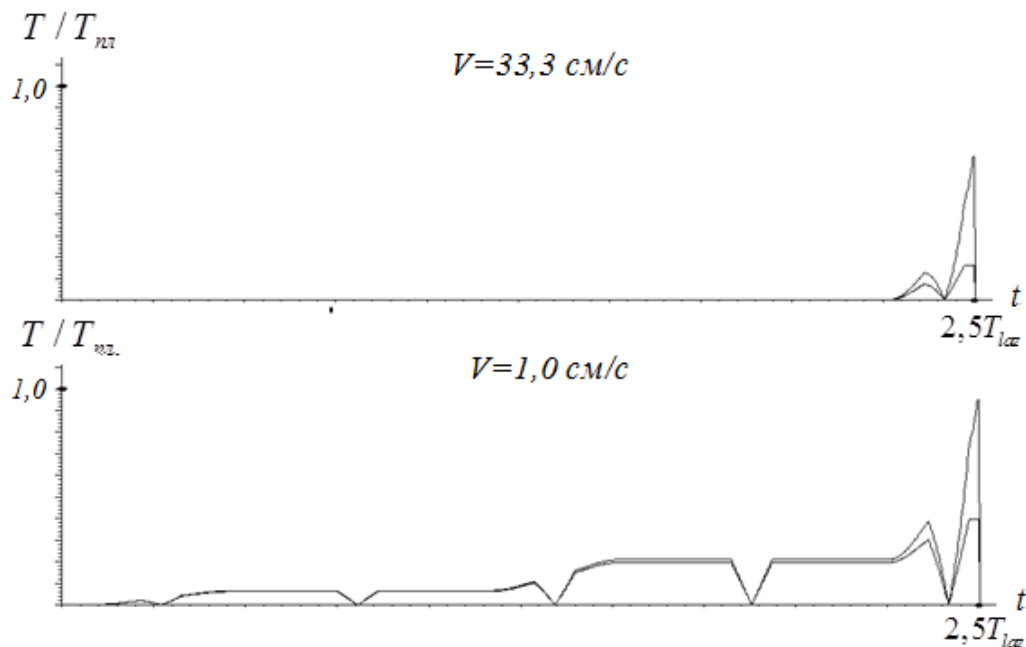


Рис. 6. Развитие температуры на поверхности $h = 0$ мм и глубине $h = 0,1$ мм при различных скоростях движения лазера (случай «а» по рисунку 4)

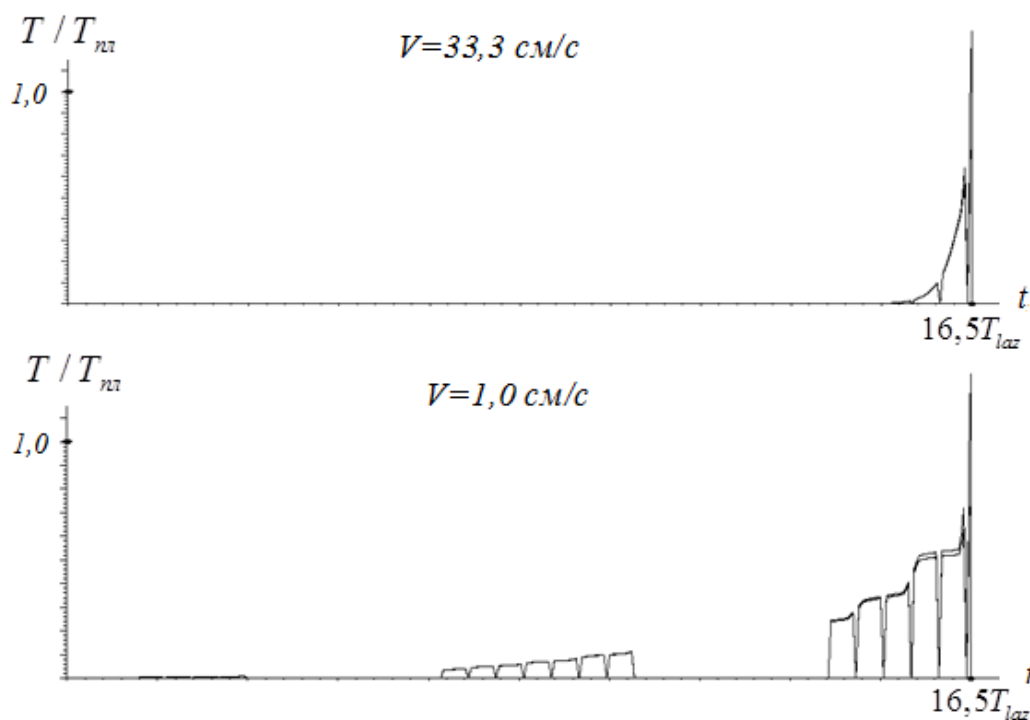


Рис. 7. Развитие температуры на поверхности $h = 0$ мм и глубине $h = 0,1$ мм при различных скоростях движения лазера (случай «б» по рисунку 4)

Установлено, что максимумы температур возникают при прохождении ядра потока над рассматриваемой точкой.

Заключение. С помощью разработанной программы проведены исследования температурного поля при сканирующей лазерной закалке. Расчеты показывают, что результаты в значительной мере зависят от задаваемых числовых значений теплофизических, конструктивных, а также вычислительных параметров, используемых в качестве исходных данных программы. Распределение температуры при задании расчетных точек A_0 вдоль траектории движения или по выбранным направлениям (например, вдоль дорожки) носит достаточно сложный и немонотонный характер.

ЛИТЕРАТУРА

1. Карслоу, Г. Теплопроводность твердых тел / Г. Карслоу, Д. Егер. – М. : Наука, 1964. – 488 с.
2. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов : справочник / Н. Н. Рыкалин, А. А. Углов, И. В. Зувев, А. Н. Кокора. – М. : Машиностроение, 1985. – 496 с.
3. Рыкалин, Н. Н. Расчеты тепловых процессов при сварке / Н. Н. Рыкалин. – М. : ГНТИ Машиностроительной литературы, 1951. – 296 с.
4. Боли, Б. Теория температурных напряжений / Б. Боли, Дж. Уэйнер – М. : Мир, 1964. – 518 с.

5. Влияние режимов лазерной закалки на свойства стали 40X13 / О. М. Мищирук [и др.] // Вес. Нац. акад. навук Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук. – 2023. – Т. 68, № 2. – С. 103–112.
6. Akbari, M. Geometrical Effects on the Temperature Distribution in a Half-Space Due to a Moving Heat Source / M. Akbari, D. Sinton, M. Bahrami // J. Heat Transfer. – 2011. – Vol. 133, iss. 6. – Art. ID 064502 (10 p.). <https://doi.org/10.1115/1.4003155>.
7. Zubair, S. M. Temperature solutions due to time-dependent moving line heat sources / S. M. Zubair, M. A. Chaudhry // Heat Mass Transfer. – 1996. – Vol. 31. – P. 185–189.
8. Закалка крупногабаритных деталей с использованием сканирующего излучения оптоволоконного лазера с программным изменением мощности / О. Г. Девойно [и др.] // Фотоника. – 2019. – Т. 3, № 6. – С. 524–530.
9. Веремейчик, А. И. Некоторые аспекты определения температурных полей при термоупрочнении металлоизделий / А. И. Веремейчик, В. М. Хвисевич, Б. Г. Холодарь // Перспективные материалы и технологии / А. А. Антанович А. А. [и др.] ; под ред. В. В. Рубаника. – Мн. : ИВЦ Минфина, 2023. – Гл. 18. – С. 218–237.
10. Веремейчик, А. И. Моделирование тепловых процессов в полупространстве при нагреве движущимся источником с равномерно-распределенным тепловым потоком / А. И. Веремейчик, Б. Г. Холодарь // Вес. Нац. акад. навук Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук. – 2023. – Т. 68, № 4. – С. 318–330.

Поступила: 26.09.2024