

(19)



**Евразийское
патентное
ведомство**

(11) **042697**(13) **B1**(12) **ОПИСАНИЕ ИЗОБРЕТЕНИЯ К ЕВРАЗИЙСКОМУ ПАТЕНТУ**

(45) Дата публикации и выдачи патента
2023.03.15

(51) Int. Cl. **G01J 5/00 (2022.01)**

(21) Номер заявки
202290982

(22) Дата подачи заявки
2022.03.22

(54) **СПОСОБ НЕПРЕРЫВНОГО КОНТРОЛЯ ВОЗДЕЙСТВИЯ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ПОЛЯ НА ОБРАБАТЫВАЕМЫЙ МАТЕРИАЛ И УСТРОЙСТВО ДЛЯ ЕГО ОСУЩЕСТВЛЕНИЯ**

(43) **2023.03.03**(96) **2022/EA/0018 (BY) 2022.03.22**

(71)(73) Заявитель и патентовладелец:

**БЕЛОРУССКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ (БГУ);
БЕЛОРУССКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
(ВУ)**

(56) МАГУНОВ А.Н. Спектральная пирометрия объектов с неоднородной температурой. Журнал технической физики, 2010, т. 80, вып. 7, с. 78-82
EA-A1-202100055
BY-C1-14192
RU-C1-2381463
CN-A-113588091

(72) Изобретатель:

**Фираго Владимир Александрович,
Собчук Андрей Николаевич, Девойно
Олег Георгиевич, Лапковский
Александр Сергеевич (ВУ), Вуйцик
Вальдемар, Смолярж Анджей (PL)**

(57) Изобретение относится к области спектральной пирометрии и может использоваться в устройствах бесконтактного контроля и регулирования технологических процессов лазерной модификации свойств конструкционных материалов. Задачей изобретения является расширение функциональных возможностей спектрального способа непрерывного контроля воздействия мощного лазерного поля на обрабатываемый материал и устройства для его осуществления. Сущность изобретения заключается в том, что при бесконтактном контроле используют расширенное поле наблюдения s_q применяемого спектрофотометра и пространственное усреднение регистрируемого спектра с помощью объектива и оптоволокну, линейризуют регистрируемый спектр $S(\lambda)$ с помощью введения новой переменной $x=c_2/\lambda$, где c_2 - вторая постоянная излучения, а λ - длина волны. Это позволяет определять два наиболее существенных параметра контролируемого лазерного процесса: по наклону линейризованной зависимости $y(x)$ эффективную температуру T , поверхности в области воздействия пучка лазерного излучения и эффективную площадь нагрева $s_{ah} \approx s_q \exp(-a)/\bar{\epsilon}_{\Delta x}$, где a - смещение линейризованной зависимости вдоль ординаты y , $\bar{\epsilon}_{\Delta x}$ - среднее значение коэффициента теплового излучения в диапазоне от x_1 до x_2 используемых значений x .

B1**042697****042697****B1**

Изобретение относится к области спектральной пирометрии и может использоваться в устройствах бесконтактного контроля и регулирования технологических процессов лазерной модификации свойств конструкционных материалов.

Известно несколько способов непрерывного контроля лазерных процессов [1, 2]. Из них наибольшее удобство применения имеют бесконтактные способы, основанные на регистрации и обработке оптического излучения, формирующегося в области контакта лазерного пучка излучения с обрабатываемым материалом [3, 4].

Известен способ получения теплового изображения поверхности нагреваемых тел, основанный на регистрации тепловизором интегральной интенсивности их теплового излучения в используемом участке длин волн от λ_1 до λ_2 оптического диапазона спектра [3, 5]. При известном эффективном коэффициенте теплового излучения поверхности тела в этом участке спектра $\varepsilon_{\Delta\lambda}$, нормируя получаемые значения интенсивности каждой точки тепловой картины на его величину, определяют температурное поле $T(x,y)$ путем сопоставления этих нормированных значений с зарегистрированной при проведении градуировки тепловизора зависимостью интенсивности излучения модели абсолютно черного тела (АЧТ) от температуры T . При применении этого способа совместно со способом спектральной пирометрии [6, 7] возможно определение распределения температуры по поверхности неоднородно нагретого тела без привлечения сведений о коэффициенте теплового излучения $\varepsilon_{\Delta\lambda}$.

Недостатком указанных способов тепловизионного формирования температурного поля $T(x,y)$ при контроле лазерных процессов обработки конструкционных материалов (закалка, наплавка, сварка, 3D печать изделий из порошков и т.д.) являются большие потоки видеоданных, которые необходимо обрабатывать с небольшой задержкой во времени для последующего принятия решения о регулировании управляющего параметра процесса. Даже при простейшем способе временной параметризации процесса нагрева лазерным излучением - определении зависимостей средней температуры $T_m(t)$ и средней площади контакта $S_m(t)$, приходится вести обработку видеопотока данных на мощных процессорах, чтобы успевать следить за динамикой проводимого лазерного процесса. Это затрудняет внедрение тепловизионного способа в промышленные установки лазерной обработки. Фактически эти способы сейчас используют в основном на стадии наладочных работ.

Наиболее близким к заявляемому изобретению является способ измерения температуры обрабатываемой поверхности [8], в котором регистрируют спектр ее теплового излучения $S(\lambda)$, который формируется в области нагрева и в используемом участке спектра с длинами волн от λ_1 до λ_2 пропорционален приближению Вина

$$S(\lambda, T) \sim L(\lambda, T) \sim \varepsilon(\lambda) \frac{c_1}{\lambda^5} \exp\left(-\frac{c_2}{T \lambda}\right), \quad (1)$$

где $L(\lambda, T)$ - спектральная плотность яркости излучения поверхности; $\varepsilon(\lambda)$ - спектральный коэффициент ее теплового излучения; c_1 и c_2 - первая и вторая постоянные излучения, проводят его линеаризацию путем перехода к новой переменной $x=c_2/\lambda$,

$$\ln \varepsilon(\lambda) - \ln \frac{\lambda^5}{c_1} S(\lambda, T) = \frac{c_2}{T \lambda} \rightarrow y(x) = \frac{1}{T} x - \ln \varepsilon(x), \quad (2)$$

где $y = -\ln[(\lambda^5/c_1)S(\lambda, T)]$, а температуру определяют по коэффициенту наклона полученной линейной зависимости $b = \Delta y / \Delta x$ с учетом изменения $\varepsilon(x)$

$$T = \frac{1}{b + \ln[\varepsilon(x_2)/\varepsilon(x_1)]/\Delta x}, \quad (3)$$

где x_1 и x_2 - левая и правая границы диапазона изменения x ; $\Delta x = x_2 - x_1$ - ширина этого диапазона, $\Delta y = y(x_2) - y(x_1)$.

В отличие от тепловизионной техники этот способ позволяет многократно снизить объем обрабатываемых данных, поскольку вместо изображений (двумерных массивов) обрабатываются одномерные зависимости $S(\lambda)$, что позволяет применять в устройстве контроля микропроцессоры со средним быстродействием.

Недостаток этого способа непрерывного контроля - ограниченные функциональные возможности, поскольку определение температуры ведется только в области контакта лазерного пучка с обрабатываемой поверхностью. Это требует точной фокусировки и тщательного наведения поля зрения устройства на центр пятна контакта лазерного пучка с обрабатываемой поверхностью. Поэтому он неприменим в случаях, когда используется сканирование лазерным пучком обрабатываемой поверхности с помощью качающегося зеркала. Также отсутствует возможность измерения эффективной площади нагрева поверхности обрабатываемого материала.

Наиболее близким техническим решением к заявляемому является устройство [8] для определения температуры T наблюдаемой поверхности горячих тел со спектральным коэффициентом теплового излучения $\varepsilon(\lambda)$, содержащее оптоволоконно, спектрофотометр, блок обработки на основе персонального компьютера и приемный объектив, формирующий перевернутое изображение контролируемой поверхности тела на входном торце оптоволоконка, излучение с выходного торца которого освещает входную щель спектрофотометра, а получаемый спектр $S(\lambda)$ линеаризуется программой обработки, выполняемой на

персональном компьютере, введением вместо λ , новой переменной $x=c_2/\lambda$, и аппроксимируется линейной зависимостью $y(x)=bx+a$, где $y=-\ln[(\lambda^3/c_1)S(\lambda)]$, а температура T определяется по полученному коэффициенту наклона b зависимости $y(x)$ с учетом изменения спектрального коэффициента теплового излучения в используемом диапазоне значений x

$$T = \frac{1}{b + \ln[\varepsilon(x_2)/\varepsilon(x_1)]/\Delta x}. \quad (4)$$

Недостаток этого устройства - невозможность контроля процессов, применяющих быстрое сканирование поверхности пучком лазерного излучения с помощью качающегося зеркала, а также определения эффективной площади нагрева поверхности обрабатываемого материала.

Задачей изобретения является расширение функциональных возможностей спектрального способа непрерывного контроля воздействия мощного лазерного поля на обрабатываемый материал и устройства для его осуществления.

Сущность изобретения заключается в том, что в процессе непрерывного контроля за эффективными температурой T_3 и площадью нагрева s_{ah} поверхности пучком лазерного излучения используют способ, в котором регистрируют интегральный по площади поля наблюдения s_q спектр теплового излучения $S(\lambda)$ обрабатываемой поверхности, формирующийся в области нагрева,

$$s(\lambda) = \iint_{s_q} L(\lambda, T, \xi, \eta) d\xi d\eta - \varepsilon(\lambda) \frac{c_1}{\lambda^5} \iint_{s_q} \exp\left(-\frac{1}{T(\xi, \eta)} \frac{c_2}{\lambda}\right) d\xi d\eta \approx \varepsilon(\lambda) \frac{s_{ah} c_1}{s_q \lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}, \quad (5)$$

где λ - длина волны; ξ и η - координаты в плоскости обрабатываемой поверхности; $L(\lambda, T, \xi, \eta)$ - поверхностное распределение спектральной плотности яркости излучения нагреваемой поверхности, зависящее от распределения ее температуры по полю зрения; $T(\xi, \eta)$, $\varepsilon(\lambda)$ - спектральный коэффициент теплового излучения поверхности; c_1 и c_2 - первая и вторая постоянные излучения, проводят его линеаризацию путем перехода к новой зависимости $y(x)$ с переменной $x=c_2/\lambda$

$$\ln \varepsilon(\lambda) - \ln \frac{\lambda^5}{c_1} S(\lambda) = \frac{1}{T_3} \frac{c_2}{\lambda} \rightarrow y(x) = \frac{1}{T_3} x - \ln \varepsilon(x), \quad (6)$$

где $y = -\ln[(\lambda^5/c_1)S(\lambda)]$, а эффективную температуру T_3 рассчитывают по коэффициенту наклона b получаемой зависимости $y(x)$ с учетом изменения $\varepsilon(x)$ в диапазоне используемых значений x от x_1 до x_2

$$T_3 = \frac{1}{b + \ln[\varepsilon(x_2)/\varepsilon(x_1)]/\Delta x},$$

где b определяют путем линейной аппроксимации зависимости $y(x)=bx+a$, $\Delta x=x_2-x_1$, смещение $a \approx -\ln(\bar{\varepsilon}_{\Delta x} s_{ah}/s_q)$, $\bar{\varepsilon}_{\Delta x}$ - среднее значение коэффициента теплового излучения в диапазоне от x_1 до x_2 , а значение s_{ah} вычисляют, используя выражение $s_{ah} \approx s_q \exp(-a)/\bar{\varepsilon}_{\Delta x}$.

Предлагаемый способ может быть осуществлен с помощью устройства для проведения непрерывного контроля лазерного процесса, содержащего малогабаритный объектив, главная ось которого направлена на центр пятна контакта лазерного пучка с обрабатываемой поверхностью, спектрофотометр, микропроцессор с необходимым интерфейсом для взаимодействия со схемой управления лазерной установкой и оптоволоконно, служащее для формирования интегрального по полю наблюдения спектра $S(\lambda)$, приемный торец которого расположен в фокусе объектива, а излучение с выходного торца освещает входную щель спектрофотометра, сигнал с выхода которого линеаризуется микропроцессором путем введения новой переменной $x=c_2/\lambda$ и далее аппроксимируется в области значений x от x_1 до x_2 линейной зависимостью $y(x)=bx+a$, где $y = -\ln[(\lambda^5/c_1)S(\lambda)]$, параметры которой b и a передаются микропроцессором в схему управления лазерной установкой для поддержания эффективной температуры, равной $T_3 = 1/\{b + \ln[\varepsilon(x_1)/\varepsilon(x_2)]/\Delta x\}$, где $\varepsilon(x)$ спектральный коэффициент теплового излучения в используемом участке от x_1 до x_2 значений новой переменной, $\Delta x=x_2-x_1$, а также эффективной площади нагрева поверхности лазерным пучком $s_{ah} \approx s_q \exp(-a)/\bar{\varepsilon}_{\Delta x}$, где s_q - площадь поля наблюдения, $\bar{\varepsilon}_{\Delta x}$ - среднее значение коэффициента теплового излучения в диапазоне от x_1 до x_2 , в заданных границах интервалов их значений.

Поставленная задача решается путем определения интегрального по площади поля наблюдения s_q спектрофотометра спектра теплового излучения $S(\lambda)$, которое формируется в области контакта лазерного пучка с обрабатываемой поверхностью, его линеаризации с помощью новой переменной $x=c_2/\lambda$, с последующей аппроксимацией новой зависимости $y = -\ln[(\lambda^5/c_1)S(\lambda)]$ в используемом диапазоне значений x от x_1 до x_2 линейной функцией вида $y(x)=bx+a$, вычислении эффективной температуры T_3 по коэффициенту наклона b с учетом изменения $\varepsilon(x)$ в диапазоне от x_1 до x_2 , а также определении эффективной площади нагрева s_{ah} поверхности по величине смещения a зависимости $y(x)$ вдоль оси ординат, т.е. $s_{ah} \approx s_q \exp(-a)/\bar{\varepsilon}_{\Delta x}$, где $\bar{\varepsilon}_{\Delta x}$ - среднее значение коэффициента теплового излучения в диапазоне от x_1 до x_2 .

Полезные свойства, появляющиеся у заявляемого технического решения:

возможность непрерывного контроля эффективных значений температуры T_3 и площади нагрева s_{ah} поверхности обрабатываемого материала лазерным пучком, который перемещается по его поверхности;

снижение требований к требуемой скорости обработки поступающей информации микроконтроллером заявляемого устройства;

отсутствие необходимости точной фокусировки изображения контролируемой поверхности на тор-

це оптоволоконна, поскольку приемный торец оптоволоконна располагается в фокусе, что формирует слабо расходящееся поле наблюдения с необходимым диаметром;

возможность контроля процессов, применяющих быстрое сканирование поверхности пучком лазерного излучения с помощью качающегося зеркала, поскольку увеличивая диаметр входного зрачка объектива и уменьшая его фокусное расстояние можно расширять диаметр поля зрения устройства до нескольких сантиметров;

возможность контроля лазерных процессов с импульсным и квази-импульсным режимами излучения даже при отсутствии синхронизации времен запуска лазера и начала экспозиции кадра спектрофотометра.

Сущность изобретения поясняется фиг. 1-14, где на фиг. 1 приведена функциональная схема устройства, осуществляющего предложенный способ; на фиг. 2 - распределение освещенности $E(x,y)$ в области контакта мощного лазерного пучка с разными профилями; на фиг. 3 - иллюстрация к определению зависимости радиуса гауссова пучка r_G от расстояния z от перетяжки пучка; на фиг. 4 - смоделированные зависимости температуры нагрева ΔT листовой нержавеющей стали лазерным импульсом с гауссовым профилем мощностью 1 кВт и длительностью 3.5 мкс; фиг. 5 - смоделированные спектральные плотности яркости излучения нержавеющей стали при разных температурах, которые зависят от радиуса ρ ; фиг. 6 - смоделированные усредненные по полю зрения спектрофотометра спектральные силы теплового излучения $I_2(\lambda)$, формирующиеся в области контакта лазерного пучка с нержавеющей сталью при его расфокусировке; фиг. 7 - линеаризованные спектральные зависимости $y(x)$ для модели АЧТ с температурами, соответствующими T в центральном кольце смоделированного распределения $T(\rho)$ и усредненной по полю зрения спектрофотометра спектральной силы излучения поверхности нержавеющей стали, нагреваемой гауссовым лазерным пучком излучения при трех значениях z ; фиг. 8 - зависимости, аналогичные представленным на фиг. 7, смоделированные при нагреве нержавеющей стали супергауссовым пучком излучения; фиг. 9 - зарегистрированные плотности спектральных потоков излучения $\Phi(\lambda)$ поверхности трех образцов стали в полусферу, усредненные по полю зрения спектрофотометра, которые формируются при воздействии лазерного пучка волоконного лазера; фиг. 10 - линеаризованные зависимости $y(x)$ для зависимостей $\Phi(\lambda)$, представленных на фиг. 9; фиг. 11 - примеры зарегистрированных временных зависимостей эффективной температуры $T_3(t)$ в области воздействия лазерного пучка для трех образцов стальных пластин; фиг. 12 - примеры зарегистрированных временных зависимостей смещения $\Delta u(t)$ линеаризованных значений $y(t)$ для трех образцов стальных пластин при воздействии на них лазерным излучением; фиг. 13 - технологическая карта глубины провара шва; фиг. 14 - технологическая карта ширины шва.

Устройство имеет приемный объектив 1, оптоволоконно 2, спектрофотометр 3, микропроцессор 4, который через интерфейс связи подключен к контроллеру управления лазерной установкой 5. Входной торец оптоволоконна 2 при помощи оптического разъема фиксируется в плоскости фокуса объектива 1. Излучение с выходного торца оптоволоконна 2 освещает щель спектрофотометра 3, который может быть выполнен на основе микроспектрометра, например С11708МА или С12880МА фирмы Hamamatsu. Эти спектрометры имеют миниатюрные размеры и их удобно крепить непосредственно к корпусу лазерной головки 6.

Поскольку торец оптоволоконна находится в фокусе объектива, в оптоволоконне 2 будут распространяться фотоны, падающие на входной торец в телесном угле Ω , который определяется числовой апертурой 0 оптоволоконна 2. Эта апертура равна синусу максимального угла падения фотонов по отношению к оси волокна, при котором излучение попадает в сердцевину и далее распространяется по волокну. Поэтому фокусное расстояние f малогабаритного объектива 1 должно выбираться таким, чтобы излучение собиралось объективом в телесном угле Ω . При этом излучение, формирующееся в области воздействия лазерного пучка на обрабатываемую поверхность, будет собираться объективом в слабо расходящемся телесном угле Ψ , как показано на фиг. 1. Угол расхождения этого пучка определяется отношением диаметра световода оптоволоконна 2 к фокусному расстоянию объектива, т.е. d_{fv}/f . Поворотное дихроичное зеркало 7 пропускает мощное излучение лазера, фокусируемое на обрабатываемой поверхности коллиматором 8. Одновременно зеркало 7 обеспечивает отвод оптического излучения, формирующегося в области воздействия лазерного пучка, на поворотное зеркало 9 и далее на объектив 1, оптоволоконно 2 и спектрофотометр 3. Схема с поворотными зеркалами часто используется в лазерных головках для подключения цифровой видеокамеры [9], предназначенных к использованию в промышленных установках с мощными оптоволоконными лазерами. Подвод лазерного излучения к коллиматору 8 в этих установках осуществляется через оптоволоконно 10.

В рассматриваемой схеме измерения оптоволоконно 2 служит для перемешивания путей распространения фотонов с целью устранить влияние пространственного распределения яркости теплового излучения $L(\lambda, T, \xi, \eta)$ в области воздействия лазерного пучка на формируемый спектрофотометром спектр $L(\lambda)$. В схеме измерений без использования оптоволоконна распределение освещенности щели спектрометра $E(\lambda, \xi', \eta')$, где ξ', η' - координаты в плоскости фокуса объектива 1, будет существенным образом влиять на формируемые спектрометром значения спектральной плотности интегральной по полю зрения яркости

$L(\lambda)$. При применении же оптоволоконного 2 на его выходном торце формируется пучок излучения с однородным распределением силы выходного излучения $I(\lambda)$ внутри соответствующего телесного угла. Это в свою очередь обеспечивает однородную по пространству спектральную освещенность $E(\lambda)$ входной щели спектрофотометра. Таким образом, оптоволоконный 2 осуществляет операцию пространственного усреднения или интегрирования входного потока излучения, проецируемого на его входной торец.

Применяемый спектрометр необходимо обязательно градуировать по модели абсолютно черного тела, чтобы обеспечить измерение им спектральной плотности яркости $L(\lambda)$ в стандартных физических величинах. При градуировке определяют спектральную крутизну преобразования спектрометра или его спектральную чувствительность $F_s(\lambda)$ [10], а также поле наблюдения s_q . При делении выходного сигнала спектрофотометра $S(\lambda)$ на $F_s(\lambda)$ получают необходимую зависимость $L(\lambda)$.

Работой спектрофотометра 3 управляет микропроцессор 4, который осуществляет автоматический выбор оптимального времени экспозиции регистрируемых кадров для линейки фотоприемников, встроенной в спектрофотометр 3 и обрабатывает поступающие с нее сигналы. В энергонезависимой памяти микропроцессора хранится градуировочная зависимость $F_s(\lambda)$, необходимая для правильного расчета значений $L(\lambda)$.

При обработке получаемых спектров микропроцессор 4 обеспечивает линеаризацию регистрируемых зависимостей $S(\lambda) \sim L(\lambda)$ и их дальнейшую аппроксимацию методом наименьших квадратов или вычислении линейной регрессии $y(x)=bx+a$ в диапазоне значений x от x_1 до x_2 , рассчитывая необходимые параметры аппроксимации b и a . Эти значения b и a микропроцессор 4 передает через соответствующий интерфейс в контроллер управления лазерной установкой 5. Процессор контроллера установки 5 определяет значения эффективной температуры T_3 для каждого кадра с учетом изменений значений спектрального коэффициента излучения $\epsilon(x)$ обрабатываемой поверхности $T_3 = 1/\{b + \ln[\epsilon(x_2)/\epsilon(x_1)]/\Delta x\}$ в пределах используемого участка спектра от x_1 до x_2 , а также величину смещения a , служащую для определения эффективной площади нагрева $s_{ah} \approx s_q \exp(-a)/\bar{\epsilon}_{\Delta x}$, где $\bar{\epsilon}_{\Delta x}$ - среднее значение коэффициента теплового излучения в диапазоне от x_1 до x_2 .

При невозможности использования отводящего зеркала 7 схему измерений, показанную на фиг. 1, можно изменить, размещая приемный объектив на лазерной головке под углом к оси лазерного пучка. При этом возникают небольшие неудобства, вызываемые необходимостью изменения угла наблюдения при использовании в лазерной головке 6 сменных коллиматоров 8 с разными фокусными расстояниями, поскольку центр поля зрения спектрофотометра 3, формируемого наблюдаемой поверхностью, объективом 1 и оптоволоконным 2, должен совпадать с осью лазерного пучка. При применении сканирования обрабатываемой поверхности лазерным пучком, центр поля зрения спектрофотометра должен располагаться в середине области сканирования. Отметим, что диаметр входного зрачка объектива 1 и его фокусное расстояние f необходимо выбирать таким, чтобы при перемещении в процессе сканирования лазерного пучка по поверхности обрабатываемого материала он всегда находился в пределах поля зрения спектрофотометра 3, который крепится к лазерной головке. При этом оптоволоконный 2, будет осуществлять необходимое усреднение спектра по полю зрения.

Для оценки отклонения зависимостей $y(x)$, получаемых при контроле лазерных процессов от линейного закона $bx+a$, необходимо проинтегрировать спектральную яркость излучения поверхности в пределах поля зрения спектрофотометра 3. Для этого необходимо получить выражение, описывающее пространственное распределение спектральной плотности яркости излучения $L(\lambda, T, \xi, \eta)$ материала в области воздействия мощного лазерного излучения.

При нагреве поверхности лазерным пучком с примерно равномерным распределением освещенности в пределах пятна контакта, как показано на фиг. 2 для случаев распределения $E(\epsilon, \eta)$ в виде квадрата 11 и круга 72, нагревание в пределах пятна достаточно равномерное [9]. На краях пятна контакта температура T нагрева поверхности быстро падает, что приводит к малому вкладу более холодных участков обрабатываемого материала в суммарный спектр излучения. При этом интегральный по полю наблюдения спектр будет примерно описываться законом Вина, линеаризованная микропроцессором зависимость $y(x)$ - близка к линейной, а вычисляемая температура T_3 - немного ниже температуры обрабатываемой поверхности в середине пятна контакта.

В случаях пространственной неоднородности нагрева в области воздействия мощного лазерного пучка, например при использовании пучков с гауссовым распределением освещенности, нагрев будет неравномерным, что требует дополнительного исследования влияния неоднородности нагрева на линейность зависимости $y(x)$.

В оптике понятие радиуса гауссова пучка излучения r_G определяют через соотношение

$$\Phi_p = \Phi_0 \left[1 - e^{-2\rho^2/r_G^2} \right] \quad (8)$$

где Φ_p - поток через сечение, ограниченное радиусом ρ ; Φ_0 - полный поток излучения в лазерном пучке. При определении r_G на уровне, когда освещенность $E(\rho)$ в пятне контакта лазерного пучка падает в $\exp(2)$ раз по сравнению с $E(0)$, r_G будет соответствовать радиусу сечения пучка, через которое проходит 0,865 от полной мощности пучка, т.е. $\Phi_p/\Phi_0=0,865$. Используя такое определение можно получить

освещенность обрабатываемой поверхности $E(\rho)$ в следующем виде:

$$E(\rho) = \frac{2\Phi_0}{\pi r_G^2} e^{-2\rho^2/r_G^2}. \quad (9)$$

При описании зависимости освещенности $E(\rho)$ от расфокусировки лазерного пучка вдоль его оси, т.е. при смещении сечения вдоль оси z , как показано на фиг. 3, используют выражение

$$r_G(z) = r_{G0} \sqrt{1 + (z/z_R)^2}, \quad (10)$$

где под z понимают смещение от перетяжки, т.е. точки на оси пучка, где радиус пучка r_G минимален, а расстояние z_R (значение $2z_R$ представляет собой "глубину резкости") определяют как расстояние от перетяжки, на котором радиус пучка увеличивается в $\sqrt{2}$ раз

$$z_R = \pi \frac{r_{G0}^2}{\lambda_L}, \quad (11)$$

где λ_L - длина волны лазерного пучка.

Конечное выражение для описания освещенности в пятне контакта лазерного пучка с поверхностью при нормальном падении пучка имеет вид

$$E(\rho, z) = \frac{2\Phi_0}{\pi r_G^2(z)} e^{-2\rho^2/r_G^2(z)}. \quad (12)$$

Для приближенного расчета распределения приращений температуры $\Delta T(\rho, z)$, которые формируются за счет нагрева поверхности неподвижным пучком импульсного лазерного излучения без учета расплывания температуры в стороны, можно воспользоваться выражением

$$\Delta T(\rho, z) = \frac{\varepsilon_b(\lambda_L) E(\rho, z)}{\chi} \sqrt{\frac{4a \cdot t_p}{\pi}}, \quad (13)$$

где $a = \chi/(\rho \cdot C)$ - температуропроводность ($\text{см}^2/\text{с}$) обрабатываемого материала; χ - его удельный коэффициент теплопроводности $\text{Вт}/(\text{см} \cdot \text{К})$, ρ и C - удельные плотность и теплоемкость материала ($\text{г}/\text{см}^3$ и $\text{Дж}/\text{К}$) соответственно; $\varepsilon_b(\lambda_L)$ - коэффициент теплового излучения материала на длине волны излучения используемого лазера; t_p - длительность лазерного импульса.

На фиг. 4 показаны рассчитанные зависимости сечения распределения приращений температуры $\Delta T(\rho)$ поверхности листа нержавеющей стали в пятне контакта лазерного пучка с длительностью импульса излучения $t_p=3,5$ мкс, длиной волны $1,06$ мкм, мощностью $\Phi_0=1$ кВт для трех значений z и, как следует из фиг. 3, трех значений радиуса r_G . При расчетах коэффициенты теплопроводности и температуропроводности нержавеющей стали задавались равными $\chi=0,2$ $\text{Вт}/(\text{см} \cdot \text{К})$ и $a=0,06$ $\text{см}^2/\text{с}$, а коэффициентом поглощения лазерного излучения $\varepsilon_b(\lambda_L)=0,35$.

Поскольку распределение приращений температуры $\Delta T(\rho, z)$ осесимметрично, можно его дискретизировать, используя систему колец в полярной системе координат, и рассчитать спектральную плотность яркости излучения в каждом кольце. На фиг. 5 показаны спектральные плотности яркости излучения $L(\lambda)$ нержавеющей стали при представленном на фиг. 4 распределении приращений температуры $\Delta T(\rho, z=0)$ в разных кольцах с радиусами центров $5, 45, 65, 85, 105, 125$ мкм и температурами $2828, 2412, 2032, 1620, 1234, 911$ К соответственно, которые расположены в плоскости $z=0$. При расчетах полагалось, что коэффициент теплового излучения стали за счет образования при быстром нагреве тонкого слоя окисла равен $\varepsilon_b(\lambda)=0,6$. Видим, что подавляющий вклад в суммарный спектр будут вносить центральные кольца с высокой температурой. По мере удаления от центра сечения пучка спектральная плотность яркости падает гораздо быстрее по сравнению с ростом площади колец.

Объектив 1, как видно из фиг. 1, собирает на входном торце оптоволоконной 2 излучение со всего сформированного поля зрения в телесном угле Ψ . При моделировании этого процесса можно проинтегрировать спектральную плотность яркости теплового излучения $L(\lambda, \rho)$ поверхности стали в пределах пятна контакта в полярной системе координат

$$I_\Sigma(\lambda) = \int_0^{\rho_m} L(\lambda, \rho) 2\pi\rho d\rho = \frac{1}{\pi} \int_0^{\rho_m} \varepsilon_b[\lambda, T(\rho)] M[\lambda, T(\rho)] 2\pi\rho d\rho, \quad (14)$$

где $\varepsilon_b[\lambda, T(\rho)]$ - спектральный коэффициент теплового излучения; $M[\lambda, T(\rho)]$ - поверхностная плотность спектральной светимости модели АЧТ при температуре $T(\rho)$; ρ_m - радиус кольца, в котором тепловое излучение в ближней инфракрасной области $\lambda < 1,5$ мкм ничтожное, т.е. $T(\rho_m) < 700^\circ\text{C}$. Очевидно, что радиус изображения торца световода приемного оптоволоконной 2, проецируемого объективом на обрабатываемую поверхность, должен быть намного больше ρ_m , чтобы была возможность контроля процесса нагрева при сканировании поверхности лазерным пучком.

На фиг. 6 показаны смоделированные значения $I_\Sigma(\lambda)$ для трех значений z при предположении, что $\varepsilon_b[\lambda, T(\rho)]=0,6$. Видим, что полученная форма суммарной спектральной зависимости $I_\Sigma(\lambda)$ нелинейная и имеет некоторое сходство с функций Планка. Поскольку расфокусировка лазерного пучка приводит к снижению температуры в области его контакта с поверхностью нержавеющей стали, наблюдаются существенные изменения спектральных зависимостей $I_\Sigma(\lambda, z)$ при расфокусировке, т.е. при увеличении расстояния z .

Отметим, что для правильного измерения температуры T обрабатываемой поверхности предлагаемым устройством, необходимо тщательно градуировать применяемый спектрофотометр по излучению модели АЧТ. Причем поле зрения спектрофотометра s_q должно полностью вписываться в выходную апертуру модели АЧТ, чтобы избежать влияния краев апертуры на результаты градуировки. В процессе контроля температуры обрабатываемой поверхности, которая нагревается гауссовым пучком лазерного излучения, площадь нагретого участка гораздо меньше площади сформированного поля зрения спектрофотометра. Это приводит к сильному ослаблению собираемого потока и, соответственно, к такому же падению освещенности входной щели спектрофотометра 3 по сравнению с излучением, собираемым при градуировке по модели АЧТ. Но относительная форма спектра $S(\lambda)$, усредненного по поверхности, при таком ослаблении не меняется, что позволяет использовать его линейаризацию путем введения новой переменной $x=c_2/\lambda$ и существенно упростить алгоритм ее параметризации за счет использования всего двух параметров b и a линейной аппроксимации новой зависимости $y(x)=bx+a$.

При введении понятия эффективной площади теплового излучения поверхности, нагреваемой лазерным пучком, т.е. площади s_{ah} , излучение которой участвует в формировании $S(\lambda)$, можно говорить, что составляющие $S(\lambda)$ ослабляются в s_{ah}/s_q раз по сравнению с излучением модели абсолютно черного тела. Это позволяет представить линейаризованную зависимость в виде

$$y(x)=bx+a=\frac{1}{T_3}x-\ln\varepsilon(x)-\ln(s_{ah}/s_q)\approx\frac{1}{T_3}x+\ln\left(\frac{s_q}{s_{ah}\bar{\varepsilon}_{\Delta x}}\right), \quad (15)$$

где $\bar{\varepsilon}_{\Delta x}$ - среднее значение коэффициента теплового излучения нагреваемой поверхности.

На фиг. 7 штрихпунктирными линиями показаны зависимости, рассчитанные для линейаризованной зависимости спектральной плотности поверхностной светимости излучения АЧТ при трех значениях температуры 2828, 2573 и 2043 К, которые соответствуют температурам в центральном кольце распределения $T(\rho)$ (см. фиг. 4) при трех значениях z , указанных на фиг. 4. Рассчитанные зависимости $y(x)$ (15) для суммарной спектральной силы излучения (14) (сплошные линии) оказываются выше вследствие малой площади нагреваемого лазером участка поверхности стали, поскольку $\ln[\varepsilon(x)] < 0$ и $\ln(s_{ah}/s_q) < 0$. Их наклон становится больше, поскольку эффективная температура T_3 по участку нагрева, который вносит вклад в спектр $S(\lambda)$, всегда ниже, чем в центре пятна контакта лазерного пучка с нагреваемой поверхностью.

Аппроксимированные зависимости $y(x)=bx+a$ показаны на фиг. 7 линиями, состоящими из точек. Как и следовало ожидать, излучение модели АЧТ в этом диапазоне температур и длин волн точно соответствует линейной зависимости со значением $a=0$. Для моделируемого случая наблюдаются отклонения суммарного спектра от приближения Вина, поэтому все три верхние зависимости, показанные сплошными линиями, содержат небольшую нелинейность, вклад которой заметно снижается при использовании более равномерных распределений интенсивности пучка, например, показанных на фиг. 2. Даже, как видно при сравнении фиг. 6 и 7, при увеличении расфокусировки гауссова пучка разность ΔT между температурой в центре пятна нагрева и T_3 уменьшается.

При изменении формы распределения интенсивности в сечении пучка, например при использовании лазерного пучка с супергауссовым распределением освещенности

$$E_{sG}(\rho, z) = \frac{2\Phi_0}{\alpha\pi r_G^2(z)} e^{-[2\rho^2/r_G^2(z)]^2}, \quad (16)$$

где $\alpha=0,8867$ параметр нормировки распределения $E_{sG}(\rho, z)$, соответственно изменяется и распределение температуры. Но при этом суммарная спектральная сила излучения нагретого пятна увеличивается за счет более плоской вершины $E_{sG}(\rho, z)$ и роста средней по пятну температуры. Меняется и форма зависимости $I_S(\lambda)$. Ее максимум сдвигается в коротковолновую область. Вследствие более равномерного распределения температуры в пятне контакта супергауссова пучка линейаризованная суммарная спектральная сила излучения, как показано на фиг. 8, становится более линейной, а разность между максимальными в пределах пятна контакта температурами и условными усредненными становится меньше при увеличении z , т.е. при расфокусировке пучка, что следует из данных, приведенных на фиг. 7 и 8.

Необходимо отметить, что для заявляемого способа и устройства при определении T_3 целесообразно использовать диапазон длин волн примерно от 650 до 1000 нм, где плазменный факел, возникающий над обрабатываемым участком поверхности, вносит меньший вклад в регистрируемый спектр $S(\lambda)$ и в спектрофотометре можно применять хорошо отработанные линейки фотоприемников на основе Si.

Экспериментальная апробация заявляемого способа и устройства проводилась с помощью макетного образца заявляемого устройства, состоящего из оптоволоконного спектрофотометра Avantes AvaSpec-2048-USB2-VA-50 с ноутбуком, кварцевого оптоволоконна с диаметром световода 600 мкм и малогабаритного оптического блока фокусировки с встроенным фильтром, подавляющим инфракрасное излучение в участке длин волн около 1,06 мкм, в котором генерируют мощные оптоволоконные лазеры. Градуировка макетного образца устройства проводилась по излучению модели АЧТ М395. Экспериментальные измерения проводились на лазерной установке, использующей квазинепрерывный иттербиевый волоконный лазер с максимальной выходной мощностью 1 кВт.

Результаты непрерывного контроля значений эффективной температуры T_e и смещения $a=y(x=0)$ линеаризованных зависимостей $y(x)$, полученных для трех образцов пластин из стали марки 45, приведены на фиг. 9-12. Оптический блок фокусировки с малогабаритным объективом крепился к корпусу двигающейся лазерной головки. Ось объектива оптического блока при регистрации спектров, формирующихся в области воздействия лазерного пучка, была направлена под углом 45° к поверхности образцов. Скорость перемещения лазерного пучка по поверхности пластин для всех образцов составляла 500 мм/мин, мощность лазера составляла $P=0,5$ кВт для образца 1 и $P=1,0$ кВт для образцов 2 и 3. При измерениях регистрировались массивы из 850 кадров, т.е. спектров $S(\lambda)$ оптического излучения, с временем экспозиции каждого кадра 5 мс. При этом частота получения спектров составляла 200 Гц, что достаточно при организации непрерывного контроля многих технологических процессов.

На фиг. 9 приведены зарегистрированные плотности спектральных потоков излучения $\Phi(\lambda)$ поверхности исследуемых образцов в полусфере, усредненные по полю зрения спектрофотометра. Приведенные на фиг. 9 графические зависимости соответствуют кадрам со средним значением температуры из соответствующего зарегистрированного массива спектров, содержащего 850 кадров. Как и следовало ожидать, плотность спектрального потока, формируемого в области воздействия лазерного пучка с мощностью 0,5 кВт (образец 1), меньше почти в два раза по сравнению с воздействием пучка с мощностью 1 кВт (образцы 2 и 3).

Форма зависимостей, представленных на фиг. 9, в участке длин волн от 650 до 930 нм примерно соответствуют приближению Вина. Поэтому линеаризованные зависимости $y(x)$ показанные на фиг. 10, в области значений новой переменной $x=c_2/\lambda$ от 15,47 до 22,14 кК близки к линейным, что экспериментально подтверждает эффективность применения значений T_e при непрерывном контроле температуры в области воздействия мощного лазерного пучка.

Как видно из фиг. 9 и 10, в области длин волн меньших 650 нм или больших 22,14 кК, на регистрируемые значения спектра оказывают полосы излучения паров металла плазменного факела, которые увеличивают спектральные потоки излучения в коротковолновой области видимого спектра. В области длин волн больших 930 нм существенно падает чувствительность применяемого спектрофотометра, поскольку в нем используется линейка фотоприемников на основе Si. При этом возрастает влияние шумов, а также спектральных характеристик блокирующего фильтра. Отметим, что при контроле высокотемпературных процессов применение более длинноволновых спектрофотометров неоправданно вследствие их высокой стоимости и возрастания погрешности аппроксимации спектральной плотности излучения при $\lambda > 1000$ нм приближением Вина для больших значений T_e .

Зависимости на фиг. 10 отчетливо показывают изменения эффективной температуры T_e в области воздействия лазерного излучения при изменении мощности лазера в два раза. Интуитивно кажется, что при увеличении мощности лазера эффективная температура должна увеличиваться. В представленном эксперименте температура T_e падает с увеличением мощности пучка, что связано с ростом эффективной площади нагрева (смещение $a \approx -\ln(\bar{\epsilon}_{\Delta x} s_{ah}/s_q)$ уменьшается), а также увеличением размеров плазменного факела и соответствующего повышения доли поглощаемого им лазерного излучения.

На фиг. 11 и 12 представлены зарегистрированные временные зависимости эффективной температуры $T_e(t)$ и смещения $a(t)$ для трех образцов стальных пластин. Поскольку состояние их поверхности и временная нестационарность плазменного факела оказывают влияние на стабильность нагрева, образцы перед экспериментальными измерениями подвергались шлифовке.

Видно, что при мощности лазерного пучка 0,5 кВт эффективная температура T_e флуктуирует в небольших пределах. При увеличении мощности лазерного пучка в два раза проявляется временная нестационарность процесса нагрева, хотя мощность лазерного пучка поддерживается достаточно стабильной. Предположительно, это связано с процессами развития плазменного факела. При меньшей мощности лазерного пучка значения $T_e(t)$ и смещения $\Delta y(t)$ становятся более стабильными вследствие меньших размеров и, следовательно, снижения влияния плазменного факела на нагрев поверхности.

В таблице приведены рассчитанные средние по времени значения эффективной температуры \bar{T}_e и смещения \bar{a} зависимости $y(x)$, а также измеренные значения глубины провара шва и его ширины.

№ образца	$\bar{T}_e, ^\circ\text{C}$	\bar{a}	Глубина провара шва, мм	Ширина шва, мм	Мощность пучка P_n , кВт
1	2204	5.28	1.55	2.23	0,5
2	2102	4.37	3.07	3.32	1
3	2099	4.40	3.07	3.50	1

Как видно из таблицы, несмотря на меньшие (примерно на 100°C) значения средней эффективной температуры при воздействии лазерного пучка с мощностью 1 кВт, глубина провара практически пропорциональна мощности пучка. В то же время ширина шва изменяется в меньшей пропорции, что связано с объемом формирующегося расплава. При фиксированной мощности лазерного пучка глубина и ширина провара шва примерно одинаковы от образца к образцу.

Отметим, что применение заявляемого способа и устройства позволяет создавать наглядные техно-

логические карты проводимых лазерных процессов, задавая границы диапазона изменений значений $T_s(t)$ и смещения $a(t)$, в которых должен поддерживаться проводимый процесс. Примеры таких карт для глубины проварки и ширины шва при двух значениях мощности пучков лазерного излучения, двух скоростях линейного движения пучка и двух значениях параметра f его фокусировки приведены на фиг. 13 и 14 соответственно.

При точной фокусировке пучка лазерного излучения ($f=0$) эффективные значения температуры нагрева выше, поэтому в плоскости значений $a(t), x(t)$ участки, соответствующие разным режимам используемой мощности пучка и скорости его перемещения сдвигаются вправо по сравнению с расфокусированным пучком ($f=-2$).

Увеличение скорости перемещения пучка также приводит к росту T_s , поскольку плазменный факел в фронтальной зоне движущегося пучка имеет меньшие размеры по сравнению с тыловой зоной, т.е. экранирующее влияние плазменного факела на эффективную температуру при больших скоростях движения пучка меньше. Но несмотря на некоторый рост T_s , глубина провара и ширина шва при увеличении скорости движения пучка уменьшаются, что обусловлено снижением поглощаемой энергии лазерного излучения в расчете на единицу объема шва.

Таким образом, предлагаемый способ непрерывного контроля воздействия мощного лазерного поля на обрабатываемый материал и устройство для его осуществления позволяют за счет использования расширенного поля зрения, формируемого расположением приемного торца оптоволоконного кабеля 2 в плоскости фокуса приемного объектива 1, проводить пространственное усреднение спектра $S(\lambda)$, образующегося на выходе спектрофотометра, и после его линеаризации путем введения новой переменной $x=c_2/\lambda$ определять два наиболее существенных параметра контролируемого лазерного процесса: эффективную температуру T_s поверхности в области воздействия пучка лазерного излучения и смещение a линеаризованной зависимости $y(x)$, которое позволяет вычислить приближенное значение эффективной площади нагрева поверхности $s_{ah} \approx s_q \exp(-a)/\bar{\epsilon}_{\Delta x}$, где $\bar{\epsilon}_{\Delta x}$ - среднее значение коэффициента теплового излучения в диапазоне от x_1 до x_2 . Внедрение заявляемых технических решений в управляющие контроллеры промышленных лазерных установок позволит вести непрерывный контроль технологических процессов и даст существенный экономический эффект за счет исключения брака. Также значительно упростится проведение наладки и оптимизации технологических режимов работы лазерных установок, работающих в непрерывном, квазиимпульсном и импульсном режимах генерации лазерного излучения, поскольку появляется возможность создания технологических карт проводимых процессов. Это в совокупности позволяет расширить функциональные возможности заявляемого способа и устройства по сравнению с известными.

Источники информации.

1. Zi-jue Tang, Wei-wei Liu, Yi-wen Wang and all. A review on in situ monitoring technology for directed energy deposition of metals // The International Journal of Advanced Manufacturing Technology. 2020, 108(11). P. 3437–3463. DOI: 10.1007/s00170-020-05569-3
2. Muller M., Fabbro R., El-Rabii H., Hirano K. (2012) Temperature measurement of laser heated metals in highly oxidizing environment using 2D single-band and spectral pyrometry // Journal of Laser Applications. 2012, 24(2). <https://doi.org/10.2351/1.3701400>
3. Фираго В.А. Цифровая термография / В.А. Фираго. – Минск: БГУ, 2019. С. 194–218.
4. Qu, Dong-Xia and Berry, Joel and Calta, Nicholas P. and Crumb, Michael F. and Guss, Gabe and Matthews, Manyalibo J. Temperature Measurement of Laser-Irradiated Metals Using Hyperspectral Imaging // Phys. Rev. Applied. 2020, Vol.14, № 1. P. 12. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.14.014031
5. Патент США № 4, 687,344 B1, G01J 5/02, 8.08.1987.
6. Патент RU 2616937 C2, G01J5/50 18.04.2017.
7. Firago V. A., Wojcik W., and Dzhunisbekov M. Sh. Monitoring of the Metal Surface Temperature during Laser Processing // Russian Metallurgy (Metally), Vol. 2019, №. 11, 2019 г. P. 1224–1230.
8. Магунов А.Н. Спектральная пирометрия объектов с неоднородной температурой // Журнал технической физики. 2010, том 80, вып. 7. С. 78-82.
9. IPG Photonics Welding Heads. – URL: <https://www.ipgphotonics.com/en/527/Widget/Welding+Head+Brochure.pdf> (дата обращения 11.01.2021).
10. Firago V., Hotra O., Sakovich I. Radiometric calibration of fiber optic spectrophotometers. // Proceedings of SPIE – The International Society for Optical Engineering. 2019. 11045,1104516; <https://doi.org/10.1117/12.2522540>.

ФОРМУЛА ИЗОБРЕТЕНИЯ

1. Способ непрерывного контроля воздействия мощного лазерного поля на обрабатываемый материал, в котором при контроле за эффективными температурой T_s и площадью участка нагрева s_{ah} поверхности пучком лазерного излучения регистрируют интегральный по площади поля наблюдения s_q спектр теплового излучения $S(\lambda)$ обрабатываемой поверхности, формирующийся в области нагрева,

$$S(\lambda) = \iint_{s_q} L(\lambda, T, \xi, \eta) d\xi d\eta - \varepsilon(\lambda) \frac{c_1}{\lambda^5} \iint_{s_q} \exp\left(-\frac{1}{T(\xi, \eta)} \frac{c_2}{\lambda}\right) d\xi d\eta \approx \varepsilon(\lambda) \frac{s_{ah} c_1}{s_q \lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}, \quad (1)$$

где λ - длина волны; ξ и η - координаты в плоскости обрабатываемой поверхности; $L(\lambda, T, \xi, \eta)$ - поверхностное распределение спектральной плотности яркости излучения нагреваемой поверхности, зависящее от распределения ее температуры по полю зрения; $T(\xi, \eta)$, $\varepsilon(\lambda)$ - спектральный коэффициент теплового излучения поверхности; c_1 и c_2 - первая и вторая постоянные излучения, проводят его линеаризацию путем перехода к новой зависимости $y(x)$ с переменной $x=c_2/\lambda$

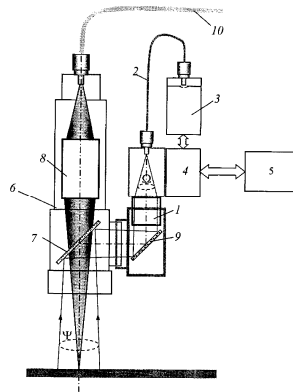
$$\ln \varepsilon(\lambda) - \ln \frac{\lambda^5}{c_1} S(\lambda) = \frac{1}{T_3} \frac{c_2}{\lambda} \rightarrow y(x) = \frac{1}{T_3} x - \ln \varepsilon(x), \quad (2)$$

где $y = -\ln[(\lambda^5/c_1)S(\lambda)]$, а эффективную температуру T_3 рассчитывают по коэффициенту наклона b получаемой зависимости $y(x)$ с учетом изменения $\varepsilon(x)$ в диапазоне используемых значений x от x_1 до x_2

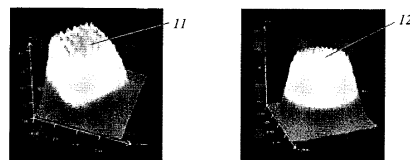
$$T_3 = \frac{1}{b + \ln[\varepsilon(x_1)/\varepsilon(x_2)]}, \quad (3)$$

где b определяют путем линейной аппроксимации зависимости $y(x) = bx + a$, $\Delta x = x_2 - x_1$, смещение $a \approx -\ln(\bar{\varepsilon}_{\Delta x} s_{ah}/s_q)$, $\bar{\varepsilon}_{\Delta x}$ - среднее значение коэффициента теплового излучения в диапазоне от x_1 до x_2 , а значение s_{ah} вычисляют, используя выражение $s_{ah} \approx s_q \exp(-a)/\bar{\varepsilon}_{\Delta x}$.

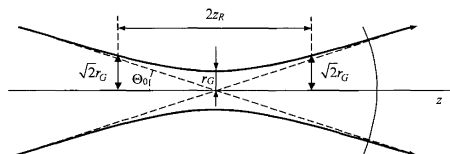
2. Устройство для непрерывного контроля воздействия мощного лазерного поля на обрабатываемый материал, содержащее малогабаритный объектив, главная ось которого направлена на центр пятна контакта лазерного пучка с обрабатываемой поверхностью, спектрофотометр, микропроцессор с необходимым интерфейсом для взаимодействия со схемой управления лазерной установкой и оптоволоконно, служащее для формирования интегрального по полю наблюдения спектра $S(\lambda)$, приемный торец которого расположен в фокусе объектива, а излучение с выходного торца освещает входную щель спектрофотометра, сигнал с выхода которого линеаризуется микропроцессором путем введения новой переменной $x=c_2/\lambda$ и далее аппроксимируется в области значений x от x_1 до x_2 линейной зависимостью $y(x) = bx + a$, где $y = -\ln[(\lambda^5/c_1)S(\lambda)]$, параметры которой b и a передаются микропроцессором в схему управления лазерной установкой для поддержания эффективной температуры, равной $T_3 = 1/(b + \ln[\varepsilon(x_1)/\varepsilon(x_2)]/\Delta x)$, где $\varepsilon(x)$ - спектральный коэффициент теплового излучения в используемом участке от x_1 до x_2 значений новой переменной, $\Delta x = x_2 - x_1$, а также эффективной площади нагрева лазерным пучком $s_{ah} \approx s_q \exp(-a)/\bar{\varepsilon}_{\Delta x}$, где s_q - площадь поля наблюдения; $\bar{\varepsilon}_{\Delta x}$ - среднее значение коэффициента теплового излучения в диапазоне от x_1 до x_2 , в заданных границах интервалов их значений.



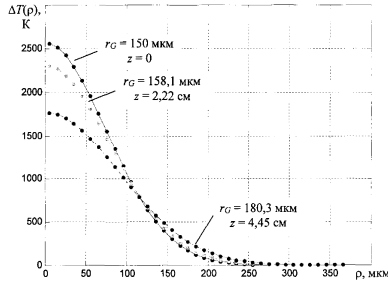
Фиг. 1



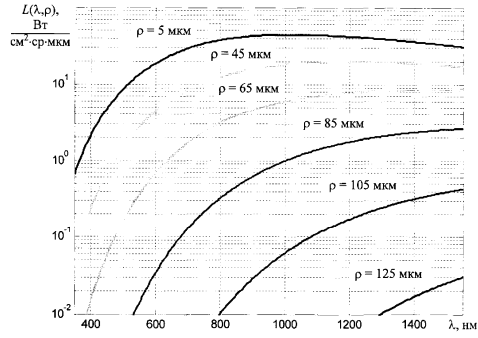
Фиг. 2



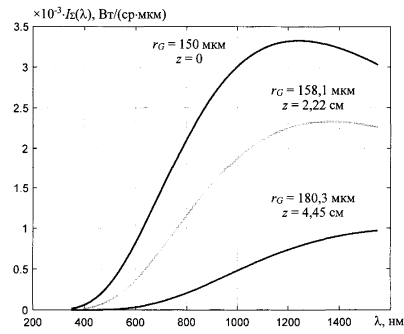
Фиг. 3



Фиг. 4



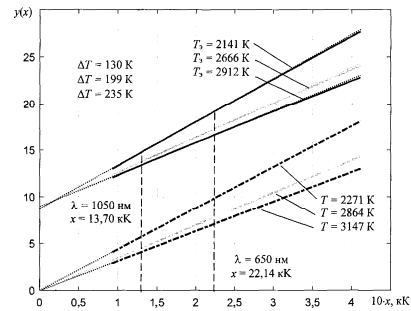
Фиг. 5



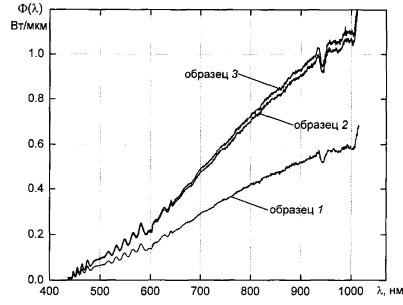
Фиг. 6



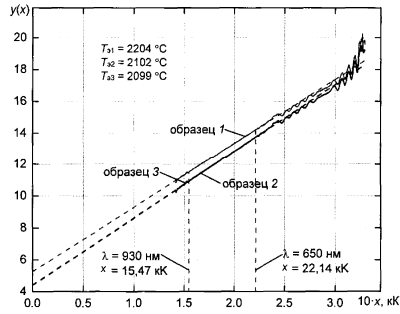
Фиг. 7



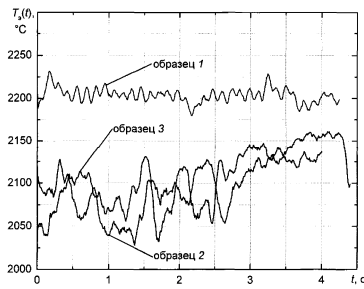
Фиг. 8



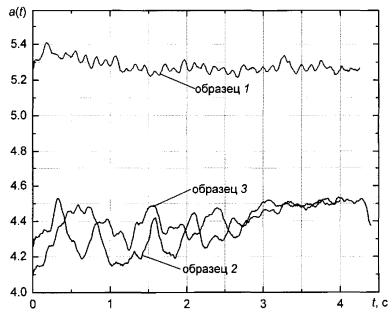
Фиг. 9



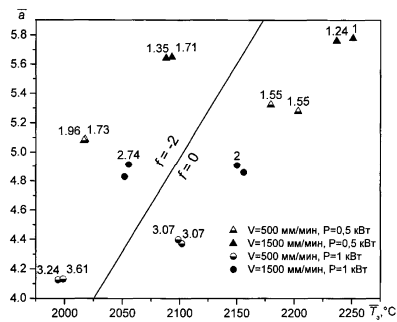
Фиг. 10



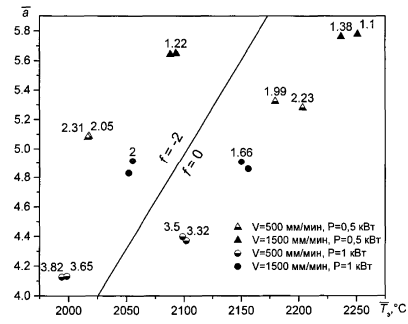
Фиг. 11



Фиг. 12



Фиг. 13



Фиг. 14

