

// Science. – 2006. – Vol. 312. – pp. 1780–1782.

4 Steven, A. C. Full-wave simulations of electromagnetic cloaking structures / Steven A. Cummer, Bogdan-Ioan Popa, David Schurig, and David R. Smith // Phys. Rev. E 74. – 036621. – 2006.

УДК 535(031)

Т. В. Федосик

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ТЕПЛОВЫХ ПАРАМЕТРОВ МАТЕРИАЛА НА ЕГО ЛАЗЕРНЫЙ НАГРЕВ

Проведено численное моделирование температурного поля, создаваемого лазерным источником в приповерхностной области медного образца. В используемой модели учтено изменение тепловых параметров материала в процессе его нагрева. Проанализировано влияние температурной зависимости тепло – и теплопроводности на температуру лазерного нагрева на различной глубине и при различной длительности импульса.

Лазерные технологии используются в различных областях науки и производства. Важным фактором лазерной обработки материалов является изменение их физических свойств, что и является основой лазерной обработки изделий с целью упрочнения и повышения износоустойчивости и, как следствие, увеличение срока эксплуатации. Для того чтобы изменить механические, физико-химические свойства материала следует осуществлять его лазерную термообработку в интервале температур, не превышающих температуру плавления. Аналогичные ограничения следует использовать и при лазерной электрохимической модификации поверхности материала.

Перечисленные практические приложения лазерного воздействия основываются на экспериментальном и теоретическом исследовании температурных полей, создаваемых лазерным источником в приповерхностном слое материала. Существуют различные модели описания температурных полей, в рамках которых представляется возможным проанализировать влияние физических свойств материала и технологических параметров лазерного излучения на координатное и временное распределения температуры в зоне лазерного воздействия и в его окрестности.

Целью данной работы является численный анализ влияния тепловых параметров металла на распределение температурного поля, создаваемого лазерным излучением в зоне его воздействия. Необходимо учитывать то, что в процессе нагрева металла значения тепловых параметров меняются. При этом необходимо проанализировать следующие вопросы: как изменяются значения тепловых параметров металла при изменении температуры нагрева металла; как влияют значения тепловых параметров материала на зависимость температуры от времени воздействия лазерного излучения в течение одного импульса; как влияют значения тепловых параметров материала на глубину проникновения температурного поля.

Численное моделирование температурного поля осуществлялось в математическом приложении MathCAD-15. В процессе построения температурного поля была выбрана модель одномерной тепловой волны, распространяющейся вглубь мишени по нормали к поверхности, то есть радиальное растекание тепла полагалось пренебрежимо малым. Уравнение, описывающее температурное поле в рамках модели плоской тепловой волны, имеет вид [1]:

$$T(z, t) = (2AI/k)\sqrt{\chi t} \cdot \text{ierfc}\{z/2\sqrt{qt}\}, \quad (1)$$

где $T(z, t)$ – температура на глубине z в момент времени t ;

A – поглощательная способность металлов в твердой фазе;

I – интенсивность излучения;
 χ – температуропроводность;
 k – теплопроводность.

Моделирование осуществлялось на примере лазерного нагрева меди, значения тепловых параметров которой приведены в работе [1, с.71]. При выборе технологических параметров осуществлялся контроль нагрева меди с целью не превысить ее температуру плавления, равную 1357,6 К. Интенсивность лазерного излучения составляла $I = 10^9$ Вт/м², поглощательная способность меди – $A = 3.5 \cdot 10^{-2}$.

Как следует из табличных данных, приведенных в работе [1], значения коэффициентов теплопроводности и температуропроводности существенно уменьшаются при увеличении температуры меди. В частности, коэффициент теплопроводности уменьшается на 55,4 % при изменении температуры от 200 К до 1357 К. Следовательно, температурные зависимости тепловых материалов следует учитывать при описании теплофизических процессов в среде, подвергающейся лазерному нагреву. Нами проведена графическая интерполяция температурных зависимостей указанных тепловых параметров (рисунки 1 и 2) с целью дальнейшего автоматизированного использования при расчетах температуры.

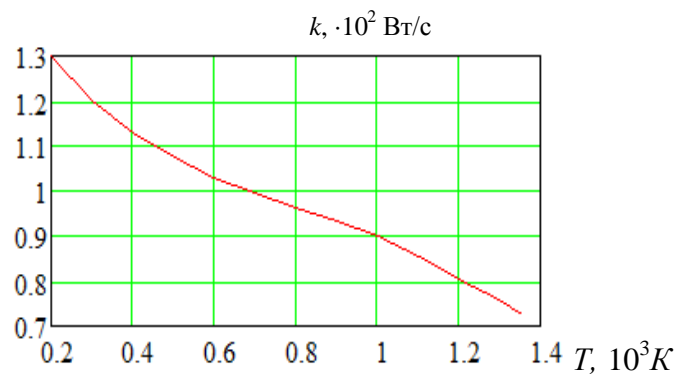


Рисунок 1 – Зависимость коэффициента теплопроводности меди от температуры

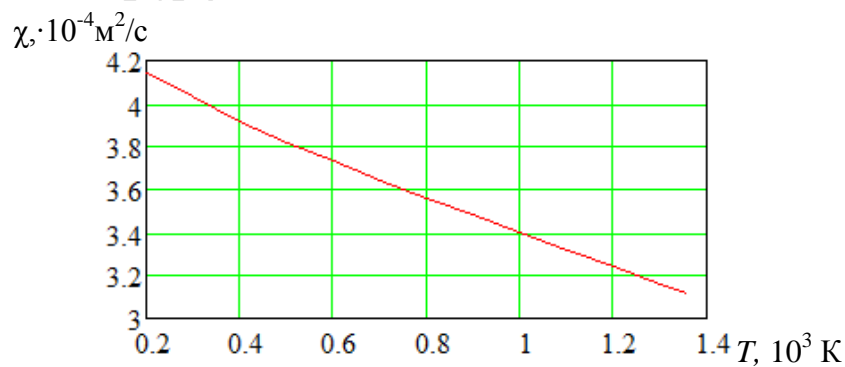


Рисунок 2 – Зависимость коэффициента температуропроводности меди от температуры

Далее в соответствии с формулой (1) и с учетом температурных зависимостей тепловых параметров осуществлены расчеты температуры как функции глубины проникновения в образец и длительности импульса.

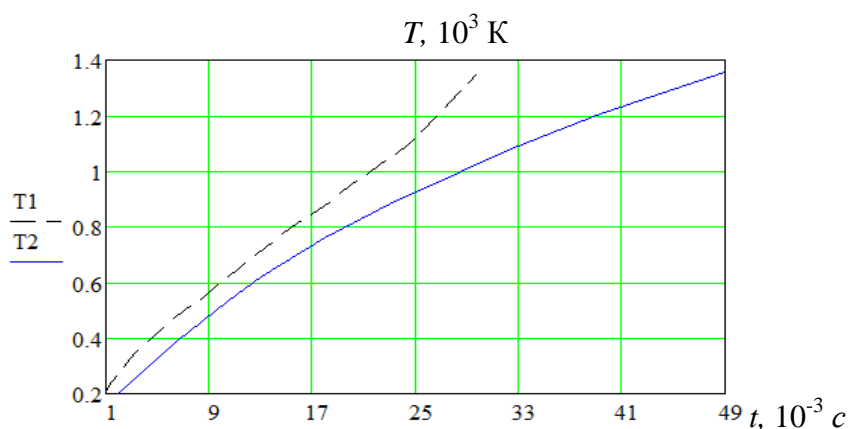


Рисунок 3 – Зависимость температуры медной мишени от времени лазерного воздействия

Расчеты зависимостей температуры меди на глубине $z = 1 \cdot 10^{-4}$ м от времени воздействия лазерного излучения t при различных значениях коэффициентов тепло- и температуропроводности приведены на рисунке 3. Зависимость T_1 получена с учетом изменения тепло- и температуропроводности в процессе лазерного нагрева, зависимость T_2 получена при тех же условиях, но без учета изменения тепловых параметров. Видим, что разница температур, рассчитанных в рассматриваемых приближения, при увеличении продолжительности нагревания возрастает. Так для достижения температуры плавления меди с учетом изменения тепловых коэффициентов достаточно времени 0,03 с (график T_1), а если не учитывать изменение тепловых коэффициентов необходимо 0,05 с.

Распределения температуры нагрева по глубине мишени приведены на рисунке 4. Длительность лазерного воздействия составляет $t=0.005$ с. Зависимость, изображенная на графике R1, получена с учетом изменения тепловых параметров от температуры, а зависимость R2 – без учета этих изменений, при $k=1,17 \cdot 10^2$ Вт/с и $\chi=4,019 \cdot 10^{-4}$ м²/с.

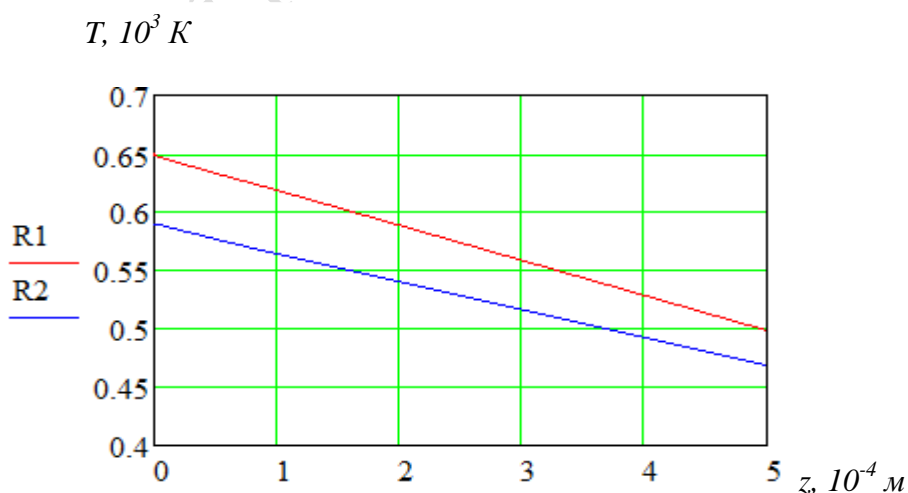


Рисунок 4 – Зависимость температуры медной мишени

Видим, что значения температуры, достигаемой за одинаковое время на одной и той же глубине мишени, полученные в соответствии с различными приближениями, различны. При увеличении глубины это различие уменьшается. В частности, на поверхности медной мишени ($z = 0$) температура, соответствующая случаю R2, равна 90 % от температуры, соответствующей случаю R1. На глубине $z = 5 \cdot 10^{-4}$ м эта величина составляет 93 %.

Таким образом, в работе установлено, что при учете температурной зависимости тепловых

параметров распределение температуры лазерного нагрева как по глубине, так и в зависимости от времени воздействия, существенно отличаются от результатов предшествующей модели, в которой тепловые параметры полагались постоянными. При учете изменения тепловых параметров в процессе лазерного воздействия расчетное значение температуры существенно возрастает. Отмеченное обстоятельство необходимо учитывать при планировании и проведении экспериментальных исследований. Например, немаловажным является то обстоятельство, что время воздействия лазерного излучения, необходимое для достижения температуры плавления металла, составляет 60 % от значения, прогнозируемого в предшествующей модели температурного поля.

Литература

- 1 Прохоров, А. М. Взаимодействие лазерного излучения с металлами. / А. М. Прохоров, В. И. Конов, И. Урсу, И. Н. Михэилеску. – М. : Наука, 1988. – 537 с.
- 2 Зиновьев, В. Е. Теплофизические свойства металлов при высоких температурах / В. Е. Зиновьев. – М. : Metallurgia, 1989. – 384 с.

УДК 539.12.01

С. И. Фиалка

РЕЗОНАНСНОЕ ПОВЕДЕНИЕ СЕЧЕНИЯ РАССЕЯНИЯ ДЛЯ УРАВНЕНИЯ ДИРАКА СО СТУПЕНЧАТЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ

Работа посвящена изучению рассеяния релятивистской частицы спина $1/2$ на ступенчатом потенциале. Получено точное аналитическое решение трехмерного уравнения Дирака с использованием метода фазовых сдвигов. На этой основе найдены зависимости парциальных сечений рассеяния от энергии частицы и обнаружен их резонансный характер.

Стационарное трехмерное уравнение Дирака для частицы во внешнем поле может быть записано в виде ($\hbar = c = 1$) [1]

$$\{i\vec{\alpha}\vec{\nabla} + E - V(\vec{x}) - m\beta\}\psi(\vec{x}) = 0. \quad (1)$$

Здесь $\psi(\vec{x})$ – четырехкомпонентная волновая функция, E и m – энергия и масса частицы.

В случае сферически-симметричного поля ($V(\vec{x}) = V(r)$, $r = |\vec{x}|$), удобно записать компоненты биспинора $\psi(\vec{x})$ через шаровые спиноры $\Omega_{j,l,m}(\theta, \phi)$ [2]:

$$\psi(\vec{x}) = \begin{pmatrix} f(r)\Omega_{j,l,m}(\theta, \phi) \\ -ig(r)\Omega_{j,l,m}(\theta, \phi) \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Подставляя (2) в (1) и используя свойства шаровых спиноров, получим систему уравнений для радиальных волновых функций $f(r)$ и $g(r)$:

$$\begin{cases} \frac{d}{dr} f(r) + \frac{1+\chi}{r} f(r) - (E - V(r) + m)g(r) = 0; \\ \frac{d}{dr} g(r) + \frac{1-\chi}{r} g(r) + (E - V(r) - m)f(r) = 0, \end{cases} \quad (3)$$

где

$$\chi = \begin{cases} -(l+1), & j = l + 1/2; \\ l, & j = l - 1/2. \end{cases} \quad (4)$$

В данной работе рассмотрено упругое рассеяние частицы на ступенчатом потенциале вида