Письма в ЖТФ, том 17, вып. 17 12 сентября 1991 г.

01; 07

О НЕРАВНОВЕСНОМ НАГРЕВАНИИ МЕТАЛЛА ПИКОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

С.И. Анисимов, А.В. Барсуков

В работе [1] было предложено аналитическое решение задачи о нагреве металла ультракоротким лазерным импульсом [2, 3], полученное при некоторых упрощающих предположениях. В данной заметке излагаются результаты сравнения решения [1] с численным решением полной задачи и выясняются условия применимости решения [1].

Нагрев металла коротким лазерным импульсом описывается системой уравнений [2, 3]:

$$\begin{cases} c_e(T_e)\,\dfrac{\partial T_e}{\partial t} = \dfrac{\partial}{\partial z}\,\varkappa_0 \dfrac{T_e}{T_p}\,\dfrac{\partial T_e}{\partial z} - \alpha\cdot(T_e - T_p) + f(z,t), \\ c_p\,\dfrac{\partial T_p}{\partial t} = \alpha\cdot(T_e - T_p) \qquad , \end{cases} \tag{1}$$

при граничных и начальных условиях:

$$\begin{cases} \left.\dfrac{\partial T_e}{\partial z}\right|_{z=0} = 0, \qquad \left.\dfrac{\partial T_e}{\partial z}\right|_{z=\infty} = 0. \\ T_e(z,0) = T_p(z,0) = T_0. \end{cases} \tag{2}$$

Здесь T_e и T_p соответственно электронная и фононная температура, $f(z,t) = A(T_b)\cdot\mu\cdot exp(-\mu\cdot z)\cdot W_0\cdot g(t)$ – энерговыделение в металле, где $g(t)$ нормировано так, чтобы

$\int_0^\infty g(t)\,dt = \tau$, где τ – длительность импульса.

В [1] данная задача рассматривалась для случая $g(t) = const$ в предположении, что можно пренебречь членом $c_e(T_e)\cdot \partial T_e/\partial t$ в первом уравнении ввиду малости электронной теплоемкости. Предполагалось также, что коэффициент поглощения поверхности можно принять равным $A(T_p) = A_0 + \varkappa\cdot T_p \approx \varkappa\cdot T_p$, то есть фактически решалась следующая система уравнений:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial}{\partial z} \chi_0 \dfrac{T_e}{T_p} \dfrac{\partial T_e}{\partial z} - \alpha\cdot(T_e - T_p) + \varkappa\cdot T_p\Big|_{z=0}\cdot q\cdot\mu\cdot exp(-\mu z) = 0, \\ c_p \dfrac{\partial T_p}{\partial t} = \alpha\cdot(T_e - T_{ph}). \end{cases} \qquad (3)$$

В [1] было показано, что частное решение системы (3) имеет вид

$$T_e = \gamma\cdot exp(r\cdot t)\cdot\vartheta(z),$$

$$T_p = exp(r\cdot t)\cdot\vartheta(z),$$

где

$$\vartheta(x) = C\cdot exp\left(-\sqrt{\frac{\alpha(\gamma-1)}{\chi_0\cdot\gamma^2}}\cdot x\right) + B\cdot exp(-\mu\cdot x),$$

причем B и C определяются с точностью до постоянного множителя T_0:

$$B = -\frac{W_0\cdot\varkappa\cdot T_0\cdot\mu}{\chi_0\cdot\gamma^2\left(\mu^2 - \dfrac{\alpha\cdot(\gamma-1)}{\chi_0\cdot\gamma^2}\right)},$$

$$C = \frac{W_0\cdot\varkappa\cdot T_0\cdot\mu^2}{\chi_0\cdot\gamma^2\left(\mu^2 - \dfrac{\alpha\cdot(\gamma-1)}{\chi_0\cdot\gamma^2}\right)\cdot\sqrt{\dfrac{\alpha(\gamma-1)}{\chi_0\cdot\gamma^2}}}.$$

При этом выполняются соотношения:

$$c_p\cdot r = \alpha(\gamma-1),\quad \sqrt{r}\left(1 + r\tau + \frac{1}{\mu}\cdot\sqrt{\frac{r}{a_0}}\right) = \sqrt{r_0},$$

$$a_0 = \frac{\chi_0}{c_p},\quad r_0 = \frac{g^2\cdot\varkappa^2}{\chi_0\cdot c_p},\quad \tau = \frac{c_p}{\alpha}. \qquad (4)$$

Легко видеть некоторые особенности этого решения: с одной стороны, оно не учитывает начального условия, а при $z\to\infty$ дает нулевое значение T_e и T_p, что приводит к неопределенности

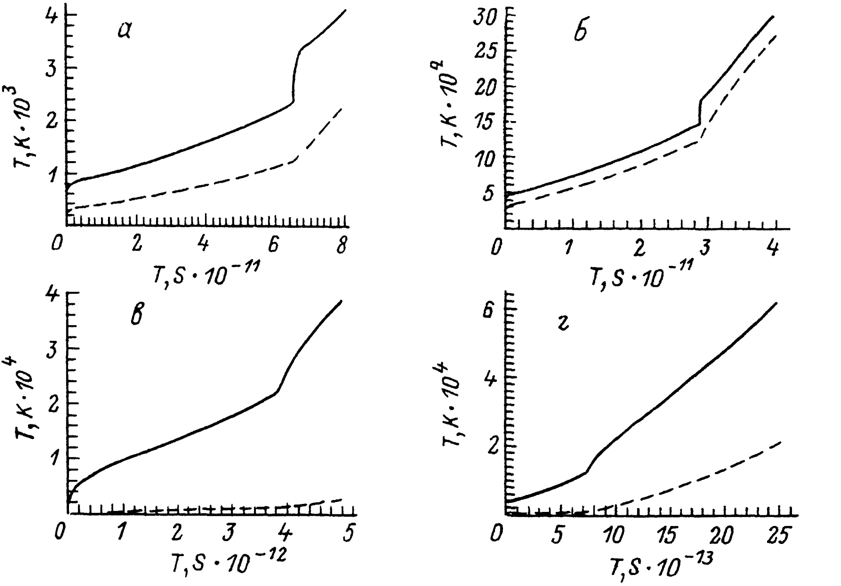

Рис. 1. Графики функций $T_e(t, z=0)$ – сплошная линия, $T_{ph}(t, z=0)$ – пунктирная линия для четырех вариантов: а) и в) – $\alpha = 0.5_{10}11$ Вт/см^3/К, б) и г) – $\alpha = 5.0_{10}11$ Вт/см^3/К; а) и б) – $W_0 = 10^{10}$ Вт/см^2, в) и г) – $W_0 = 10^{12}$ Вт/см^2.

постоянной T_0. Поэтому можно рассчитывать только на то, что решение (3) описывает некоторую асимптотику температурного поля при $t \to \infty$. С другой стороны, с ростом Т увеличивается электронная теплоемкость и при достаточно больших временах уже нельзя пренебрегать членом $c_e(T_e) \cdot \partial T_e / \partial t$ в первом уравнении системы (1). Тем не менее представляет интерес вопрос о существовании в определенном диапазоне параметров решений полной системы (1), которые сохраняли бы основные качественные черты данного решения: экспоненциальный рост температуры на поверхности и постоянство отношения T_e и T_p.

Для решения этого вопроса были проведены расчеты по схеме, описанной в работе [4], для четырех наборов параметров, охватывающих диапазон, характерный для рассматриваемой задачи $5 \cdot 10^{10} \leqslant \alpha \leqslant 5 \cdot 10^{11}$ Вт/см^3, $10^{10} \leqslant W_0 \leqslant 10^{12}$ Вт/см^2. Интервал по интенсивности излучения соответствует параметрам экспериментов [5, 6], интервал по α взят потому, что имеется некоторая неопределенность в его конкретном значении [7, 8]. Остальные параметры были взяты для серебра $c_p = 2.6$ Дж/см^3, $c_e(T_e) \approx \gamma_e \cdot T_e$, $\gamma_e = 6.28$ Дж/см^3 К^2 и для длины волны лазерного импульса $\lambda = 1.06$ мкм, $\mu = 5_{10}5$см$^{-1}$. Коэффициент поглощения поверхности был взят в виде кусочно-линейной функции [9]

Т а б л и ц а

№	r_e	$\ln\gamma_e$	r_i	$\ln\gamma_i$	$\bar r$	$\overline{\ln\gamma}$
1	$1.71_{10}10$	6.67	$2.14_{10}10$	5.78	$1.93_{10}10$	0.752
2	$4.10_{10}10$	6.15	$4.71_{10}10$	5.84	$4.41_{10}10$	0.226
3	$3.79_{10}11$	8.68	$3.82_{10}11$	5.68	$3.80_{10}11$	2.99
4	$1.96_{10}12$	8.11	$2.02_{10}12$	5.68	$1.99_{10}12$	2.40

продолжение таблицы

№	t_m	r_{th}	$\ln\gamma_{th}$	$c_p\cdot\bar r/\alpha/(\bar\gamma-1)$
1	$6.50_{10}{-11}$	$1.71_{10}10$	0.635	0.893
2	$2.87_{10}{-11}$	$3.45_{10}10$	0.165	0.904
3	$3.84_{10}{-12}$	$6.23_{10}11$	3.51	1.04
4	$7.25_{10}{-13}$	$2.58_{10}12$	2.67	1.03

В таблице даны параметры проведенных на рис. 2 прямых: $\ln T_e(t, z=0)\approx r_e\cdot t + \ln\gamma_e$, $\ln T_{ph}(t, z=0)\approx r_{ph}\cdot t+\ln\gamma_{ph}$, $\bar r=0.5\cdot(r_e + r_{ph})$, $\ln\bar\gamma=\ln\gamma_e-\ln\gamma_{ph}+(r_e-r_{ph})\cdot 0.5\cdot t_m$, t_m – время начала плавления; r_{th} и γ_{th} – значения параметров по формулам (4) при $\varkappa=0.9_{10}{-4}$ K^{-1}. Приведенные в последнем столбце таблицы значения $c_p\cdot\bar r/\alpha/(\bar\gamma-1)$ соответствуют соотношению $c_p\cdot r/\alpha/(\gamma-1)=1$, верному для рассматриваемого аналитического решения.

с разрывом в точке плавления (при $T_m=1234$ K) и изломом в некоторой точке $T_V=4.3_{10}4$, где A=1. При этом конкретные значения параметров зависимости $A(T_p)$ были взяты для „грязной" поверхности [9]: A(300K)=0.037, $A_{TB}(T_m)=0.108$, $A_{Ж}(T_m)=0.246$, A(T)=1 при $T\geqslant T_V$. Полученные результаты, представленные на рис. 1 и 2, показывают, что действительно существует некоторый интервал времени $[t_0, t_m]$, с момента t_0, несколько более позднего, чем начало импульса, и до момента t_m, когда T_p достигает температуры плавления, в котором наблюдается экспоненциальный рост температуры при примерно постоянном отношении T_e/T_p. Из приведенной таблицы видно, что есть определенное соответствие между параметрами $\bar r$ и $\bar\gamma$, определенными

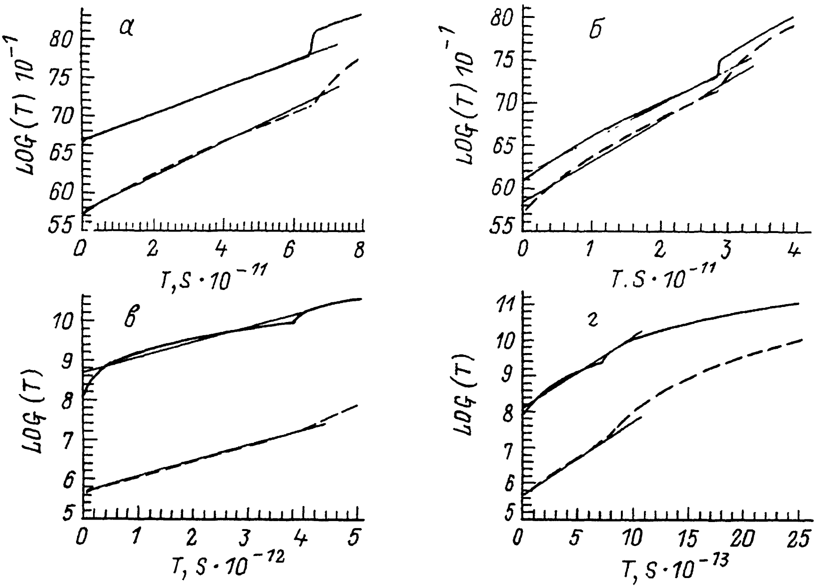

Рис. 2. Графики функций $\ln T_e(t, z=0)$ – сплошная линия, $\ln T_{ph}(t, z=0)$ – пунктирная линия для тех же вариантов, что и на рис. 1. Прямые линии – аппроксимируют функции методом наименьших квадратов на отрезке $[0, t_m]$.

из численного решения, и параметрами r_{th} и γ_{th}, полученными из соотношений (4).

Таким образом, несмотря на довольно сильные исходные допущения, решение [1] удачно схватывает некоторые черты полной системы уравнений и пригодно для качественного описания начальной стадии нагрева металла пикосекундным лазерным импульсом.

Авторы благодарят М.Н. Либенсона за полезные обсуждения.

Список литературы

[1] Либенсон М.Н. Докт. дисс. ГОИ им. Вавилова, Ленинград, 1987.

[2] Анисимов С.И., Капелиович Б.Л., Перельман Т.Л. // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. В. 2. С. 776–781.

[3] Агранат М.Б., Бендицкий А.А., Гандельман Г.М., Кондратенко А.Г., Макшанцев Б.И., Рукман Г.И., Степанов Б.М.// ЖЭТФ. 1980. Т. 79. № 1. С. 55–62.

[4] Анисимов С.И., Барсуков А.В., Макшанцев Б.М. Opt. & Acoustic Rev. (в печати).
[5] Агранат М.Б., Анисимов С.И., Ашитков С.И., Макшанцев Б.И., Овчинникова И.Б. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 11. С. 3267–3276.
[6] Agranat M.B., Anisimov S.I., Makshantsev B.I. // J. Appl. Phys. 1988. B. 47. P. 209–221.
[7] Каганов М.И., Лифшиц И.М., Танаторов Л.В. // ЖЭТФ. 1956. Т. 31. В. 2. С. 232–237.
[8] Corkum P.B., Brunel F., Sherkman N.K., Srinivasan-Rau T. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. N 22. P. 2886–2889.
[9] Sparks M., Loh E. // J. Opt. Soc. Am. 1979. V. 69. P. 847–868.

Институт высоких
температур АН СССР,
Ленинград

Поступило в Редакцию
16 июля 1991 г.