

УДК 536.212.2

ФИЗИКА

Член-корреспондент АН СССР С. С. КУТАТЕЛАДЗЕ, Н. А. РУБЦОВ,
А. Э. ВЕРТЕ

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОВЕРХНОСТЯМИ ЧИСТЫХ МЕТАЛЛОВ

В 1961 г. появились статьи (^{1, 2}), в которых экспериментально было показано наличие температурной аномалии в поверхностных слоях металлов, подвергнутых внезапному нагреву тепловым потоком постоянной плотности.

Под аномальным ростом температуры понимается отклонение экспериментально найденного значения температуры поверхности от расчетного, полученного на основании решения уравнения теплопроводности с граничными условиями второго рода.

Известно, что решение задачи о начальном нагреве неограниченной пластины толщиной l при времени $\tau \geq \tau_* = 0,3 l^2 / a$ описывается простым соотношением

$$T(x, \tau) = T_0 + q \frac{l}{\lambda} \left(\frac{a\tau}{l^2} + \frac{x^2}{2l^2} - \frac{x}{l} + \frac{1}{3} \right), \quad (1)$$

где T_0 — начальная температура, $q = c\gamma l \partial T(0, \tau) / \partial \tau$ — плотность поглощаемого теплового потока на поверхности $X = 0$.

Таким образом, представляется возможным определить экспериментальные значения перепадов $\Delta T_s = [T(0, \tau) - T(l, \tau)]_{\text{эк}}$ и сопоставить их с расчетными значениями $\Delta T_p = [T(0, \tau) - T(l, \tau)]_{\text{расч.}}$

В работах (^{3, 4}) отмечены аномалии распределения температурного поля как в металлах, так и в неметаллах, подвергнутых нагреву излучением большой плотности. Существующие теоретические обоснования этой аномалии являются предварительными и носят качественный характер. Они связаны либо с анализом фонон-фононных взаимодействий (⁵), либо с исследованием взаимодействия электромагнитного излучения с электронами проводимости в условиях неравновесности (^{6, 7}).

В связи с дискуссионным характером существования поверхностной температурной аномалии (^{8, 9}), нами были изготовлены две экспериментальные установки, позволяющие осуществлять внезапный нагрев образцов в условиях вакуума ($6 \cdot 10^{-5} - 5 \cdot 10^{-6}$ тор) и в атмосфере воздуха. Плотности поглощаемых тепловых потоков регулировались в пределах $5 \cdot 10^3 - 6 \cdot 10^4$ Вт/м² и $3 \cdot 10^3 - 5 \cdot 10^4$ Вт/м² соответственно. Температура на поверхности исследуемых образцов ($l = 2 - 10$ мм, $\varnothing = 25$ мм) измерялась разнесенными пленочными термодарами из меди и никеля (чистоты 99,99%), полученными термическим напылением в вакууме ($6 \cdot 10^{-6} - 1 \cdot 10^{-6}$ тор), и регистрировались на самописцах и шлейфовом осциллографе.

Температура обратной стороны исследуемых образцов ($X = l$) фиксировалась термодарой хромель-алюмель ($\varnothing = 0,05$ мм). Измерения проводились на отожженных поликристаллических образцах из олова (99,998%) и алюминия (99,995%). Поверхность готовили с использованием механической и электролитической полировок.

На рис. 1 показаны кривые изменения температуры на поверхностях образца из алюминия. Заметна существенная разница между расчетными

и экспериментальными значениями температур на поверхности $X=0$. На поверхности $X=l$ расчетная кривая не показана, так как она практически совпадает с экспериментальной. Установлено, что аномалия температуры поверхности ярко выражена на достаточно чистых образцах. На образцах с примесями неметаллического характера (до 1%) аномалия выражена слабо. Аналогичным образом влияют на аномалию внутренние напряжения и дислокации (рис. 2). Установлен нелинейный характер зави-

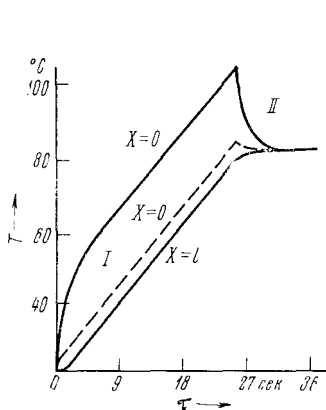


Рис. 1. Температура поверхности образца из алюминия в начальные моменты прогрева тепловым потоком: I — $q = 3,5 \cdot 10^4$ Вт/м², II — $q = 0$

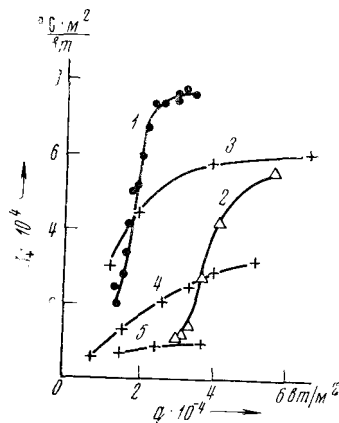


Рис. 2. 1, 2 — алюминий, 3 — олово 99,998%, 4 — олово 99,998, подвергнутое ковке, 5 — олово 99,1%; 1, 3 — электролитическая полировка, 2 — механическая полировка

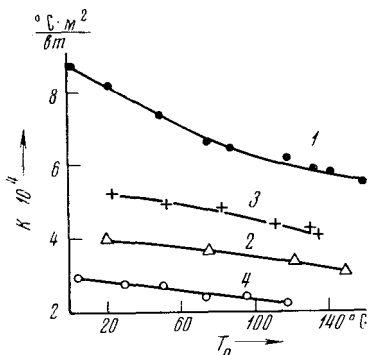


Рис. 3

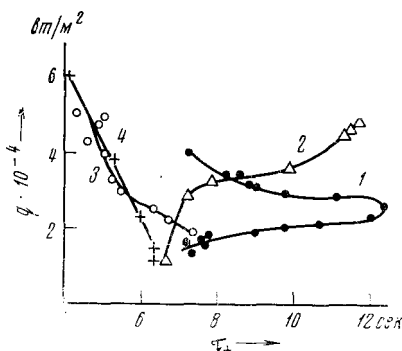


Рис. 4

Рис. 3. 1, 2 — алюминий, 3 — олово, нагрев в вакууме, 4 — олово, нагрев в атмосфере воздуха; 1, 3, 4 — электролитическая полировка, 2 — механическая полировка. Обозначения такие же, как и на рис. 1

Рис. 4. Обозначения те же, что и на рис. 3

симости температурных скачков $\Delta T_+ = \Delta T_s - \Delta T_p$ от плотности поглощаемого потока тепла. Для каждого металла, в зависимости от его чистоты и дефектов решетки, отмечается насыщение по величине скачка ΔT_+ . На рис. 2 показаны результаты подобных исследований, обработанные в виде зависимости $K_+ = \Delta T_+ / q = f(q)$. Обнаружена зависимость аномалии от начальной температуры образца. Это важное обстоятельство ранее в литературе не отмечалось. Образцы из алюминия обладают нелинейным характером указанной зависимости (рис. 3).

Экспериментальное значение времени τ_+ , начиная с которого скорости роста температур на поверхностях $X=0$ и $X=l$ имеют одинаковые зна-

чения, в несколько раз превосходит расчетное значение τ_* . Установлена зависимость τ_+ от способа подготовки поверхности образца и плотности поглощаемого теплового потока (рис. 4). Заметно отличаются значения τ_+ для олова, полученные из опытов по нагреву одного и того же образца в атмосфере воздуха и в вакууме. Своеобразный характер зависимости $\tau_+ = f(q)$ (рис. 4, 1) для алюминия с электролитической полировкой можно объяснить присутствием тонкой окисной пленки, которая играет существенную роль при плотностях потока, меньших некоторого критического значения.

Представленные результаты дают основание для следующих выводов.

1. Подтверждается наличие аномалии, связанной с существованием локализации переноса тепла, отличного от общепринятой модели диффузии носителя в однородном сплошном континууме. Присутствие внешнего теплового потока в начальные моменты времени вызывает неравновесное состояние в поверхностном слое. По истечении некоторого времени τ_+ устанавливается новое равновесное состояние в системе внешний тепловой поток — поверхностный слой металла. Полученные нами данные, а также результаты работ ^(3, 4) показывают зависимость данного эффекта от значений T_0 и q . Возможно, что существенную роль при этом играет спектр падающего излучения.

2. Размеры аномалии определяются состоянием поверхности и микроструктурой металла. Максимальные значения ее отмечаются на чистых металлах при наличии лишь следов примесей, когда недеформирована кристаллическая структура.

Институт теплофизики
Сибирского отделения Академии наук СССР
Новосибирск

Поступило
12 IV 1972

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ J. Jacq, M. Chateau, C. R., 252, 3011 (1961). ² J. Jacq, J. Intern. Transmiss. chaleur, 1, 59 (1961). ³ T. Kushida, Japan. J. Appl. Phys., 4, 73 (1965). ⁴ R. E. Harrington, J. Appl. Phys., 37, 2028 (1966). ⁵ R. Lucas, J. Intern. Transmiss. chaleur, 1, 85 (1961). ⁶ L. Kaiser, Rev. générale de thermique, 1, № 5, 21 (1962). ⁷ R. E. Harrington, J. Appl. Phys., 38, № 8, 3266 (1967); 39, № 8, 3699 (1968). ⁸ U. S. Lindholm, E. J. Baker, R. C. Kirpatrick, Trans. ASME J. Heat Transfer, 87, 59 (1965). ⁹ P. Thureau, F. Cabannes, C. R., 254, № 3, 440 (1962).