

Зависимость плотности производства энтропии от скорости изменения температуры в линейном режиме термодинамики

А. В. Костановский, М. Е. Костановская

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия, e-mail: Kostanovskiy@gmail.com

Проанализированы экспериментальные термограммы, которые получены на образцах различной формы и размеров в условиях самопроизвольного охлаждения, импульсного омического нагрева или поверхностного нагрева лазером твердой фазы высокотемпературных металлов. Показано, что все термограммы могут быть отнесены к линейному режиму термодинамики. При обработке термограмм установлена линейная зависимость плотности производства энтропии от скорости изменения температуры. Это позволяет рассматривать скорость изменения температуры в качестве дополнительной переменной для плотности производства энтропии в линейном режиме и использовать при представлении свойств, определяемых в нестационарном тепловом режиме.

Ключевые слова: скорость изменения температуры, плотность производства энтропии, линейный режим термодинамики, теплофизические свойства.

Исследования теплофизических свойств материалов в нестационарном тепловом режиме проводятся с середины прошлого века [1–3]. Данные исследования, как правило, можно отнести к линейному режиму термодинамики. При этом теплофизические характеристики, измеренные в нестационарном тепловом режиме, представляют в виде зависимости от переменных, отвечающих равновесному режиму термодинамики: от температуры при заданном давлении [4, 5]. Различные варианты решения нестационарного параболического уравнения теплопроводности, которое непосредственно выводится из закона Фурье (линейный режим термодинамики), широко используются в теплофизических исследованиях, поэтому назрела необходимость введения дополнительной переменной, которая будет характеризовать линейный режим [6–8].

Использование тех или иных дополнительных переменных в различных неравновесных режимах обычно постулируется [9], затем анализируется на предмет возможности их применения в конкретных уравнениях, как правило, без экспериментального подтверждения. Например, в рамках традиционной версии расширенной термодинамики, когда выполняется гипотеза о локальном термодинамическом равновесии, принимается, что дополнительными переменными для плотности энтропии в отсутствие конвективных течений являются поток теплоты и диффузионные потоки [9, 10]. Согласно данному утверждению вместо классического линейного закона Фурье можно применять законы типа Максвелла–Каттанео [11], которые позволяют учитывать процессы релаксации теплового потока. В [12] впервые предложено рассматривать скорость изменения температуры в качестве дополнительной переменной, не конкретизируя режим термодинамики. Возможность использования производной температуры от времени в качестве дополнительной переменной для представления свойств в линейном режиме показана в [13].

С точки зрения авторов настоящей статьи, для нестационарных тепловых задач, отвечающих линейному режиму, дополнительная переменная может быть введена не только для

плотности энтропии s , но и для скорости изменения плотности (производства) энтропии. Цель настоящей работы – обосновать возможность использования скорости изменения температуры в качестве переменной для плотности производства энтропии $p(dT/d\tau)$ в линейном режиме термодинамики. Для этого анализировали экспериментальные термограммы (изменения температуры T во времени τ) $T(\tau)$, которые были получены при нагреве или охлаждении твердой фазы высокотемпературных металлов Ti, Co, Nb, Mo, W, Pt.

Результаты обработки термограмм. При анализе использовали зависимости $T(\tau)$, которые были получены при исследовании металлических образцов разнообразных форм и размеров при самопроизвольном охлаждении или нагреве разными источниками энергии. В таблице приведены основные характеристики анализируемых термограмм: яркостная (цветовая, пересчитанная в действительное значение с учётом спектральных излучательных характеристик металла [14]) или действительная температуры; скорость изменения действительной температуры $dT/d\tau$; плотности производства энтропии $p(\tau)$ и теплового потока $q(\tau)$; число Старка St ; производная $dq(\tau)/d\tau$; отношение $p/[dT(\tau)/d\tau]$, а также параметры образцов: длина l ; толщина h ; внешний D и внутренний d диаметры цилиндрических образцов; радиус r сферических образцов. Здесь и далее рассмотрены модули следующих величин: $dT/d\tau$, $dq(\tau)/d\tau$. Нагрев (охлаждение) образцов в таблице и далее в тексте обозначены: ИЭН – импульсный электрический нагрев и СО – самопроизвольное охлаждение. Сделана оценка правомерности отнесения эксперимента к линейному режиму термодинамики [15]. С этой целью для конкретного момента времени рассчитано произведение времени τ_p релаксации теплового потока и скорости изменения теплового потока, отнесённое к плотности теплового потока:

$$\frac{\tau_p dq(\tau)}{d\tau} \frac{1}{q(\tau)} \ll 1, \quad (1)$$

где $q(\tau) \approx \varepsilon \sigma (T^4(\tau) - 300^4)$; ε – интегральная полусферическая излу-

чательная способность; σ – константа Стефана–Больцмана; $\tau_p = 10^{-12} \dots 10^{-8}$ с (для металлов известно с точностью до нескольких порядков).

Максимальные значения плотности теплового потока $q(\tau)$ и скорости её изменения $dq(\tau)/d\tau$ указаны в таблице для каждого эксперимента. Наибольшие скорости $dq(\tau)/d\tau$ наблюдаются при ИЭН образцов, однако из-за малых значений времени релаксации теплового потока во всех экспериментах выполняется неравенство (1). Следовательно, можно полагать, что справедливо параболическое уравнение теплопроводности, которое отвечает линейному закону Фурье.

Для метода электростатической левитации в таблице приведены значения числа Старка St , которые позволяют оценить выполнение равномерного приближения для поля

температуры при граничных условиях 2-го рода. Распределение температуры в образце соответствует равномерному полю, если справедливо равенство [16]:

$$St = \sigma T^3 l / k \ll 1, \quad (2)$$

где l – характерный линейный размер образца (для метода электростатической левитации $l=r$, r – радиус сферы); k – теплопроводность материала образца.

Оценка числа Старка показала, что все экспериментальные термограммы, полученные методом электростатической левитации, отвечают приближению о равномерном распределении температуры по радиусу экспериментальной сферы. Более точный анализ равномерности поля температуры по радиусу сферы Мо на протяжении всего периода охлаждения твердой

Экспериментальные условия получения термограмм

Форма, обозначение и размеры образца, мм	Температура	Нагрев или охлаждение	$dT(\tau)/d\tau$		Диапазон p , Вт/(К·м ³)	$dq(\tau)/d\tau$, Вт/(м ² ·с)	$q(\tau)$, Вт/м ²	St	Среднее значение $p/(dT/d\tau)$, [Вт/(К·м ³)]/(К/с)
			Знак	Диапазон, К/с					
Ti, сфера, ▲, $r \approx 1,1$ [20]	Действительная	СО	–	65–200	$(1-4) \cdot 10^5$	10^5	$2 \cdot 10^5$	0,006	1850
Ti, полый цилиндр, ▲, $d/D=8,6/10,2$ [21]	Действительная	ИЭН	+	2250–6700	$(4-14) \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^4$	→0	2040
Co, сфера, ■, $r \approx 1,1$ [22]	Действительная	СО	–	10–70	$(4-30) \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^4$	10^5	0,02	5200
Nb, пластина, х, $h=0,13$ [23]	Яркостная ($\lambda=1,5$ мкм)	ИЭН	+	$50-3 \cdot 10^3$	$0-4 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^6$	10^6	→0	1300
Nb, стержень, *, $d=1,6$, $l=63,5$ [24]	Яркостная ($\lambda=0,65$; 0,90 мкм)	ИЭН	+	$(4-40) \cdot 10^7$	$10^{10}-10^{12}$	$8 \cdot 10^{10}$	$3 \cdot 10^5$	→0	1500
Mo, сфера, ♦, $r=1,1$ [25]	Действительная	СО	–	0–1000	$0-1,8 \cdot 10^6$	$1,6 \cdot 10^6$	10^6	0,01	1900
Mo, пластина, ♦, $h=0,13$ [23]	Яркостная ($\lambda=1,5$ мкм)	ИЭН	+	0–1300	$0-2,5 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^6$	$1,4 \cdot 10^6$	→0	1800
W, сфера, □, $r \approx 1,1$ [26]	Действительная	СО	–	400–28000	$3 \cdot 10^5-3 \cdot 10^7$	10^8	10^6	0,017	1300
W, лента, ◇, размер не указан [27]	Яркостная ($\lambda=0,65$ мкм)	ИЭН	+	$(2-9) \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^{10}-10^{11}$	$4 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^6$	→0	1100
W, Δ, форма и размер не указаны [27]	Действительная	ИЭН	+	$2 \cdot 10^5-5 \cdot 10^6$	$7 \cdot 10^8-4 \cdot 10^9$	$1,3 \cdot 10^{10}$	$3,4 \cdot 10^6$	→0	1500
W, пластина, ○, $h=10^{-1}$ [28]	Действительная	Нагрев Nd-лазером	+	3–50	$1,7 \cdot 10^3-8 \cdot 10^4$	$1,3 \cdot 10^4$	$3,6 \cdot 10^6$	–	1200
Pt, пластина, ▬, $h=8 \cdot 10^{-2}$ [28]	Действительная	Нагрев Nd-лазером	+	9–13	$(1,8-2,4) \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^5$	–	2100

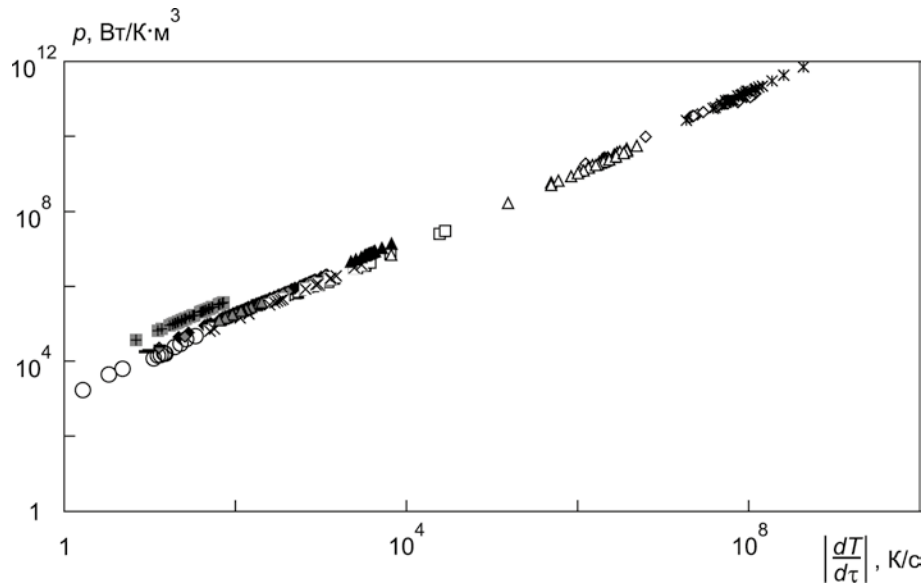


Рис. 1. Зависимость плотности производства энтропии ρ от скорости изменения температуры $dT/d\tau$ в логарифмических координатах:
W – $\diamond$, $\square$, Δ , $\circ$ по данным [27], [26], [27], [28] соответственно; Mo – $\blacklozenge$, $\blacklozenge$ по данным [25], [23] соответственно; Nb – $\times$, $*$ по данным [23], [24] соответственно; Ti – $\blacktriangle$, $\blacktriangle$ по данным [20], [21] соответственно; Co – $+$ [22]; Pt – $-$ [28]

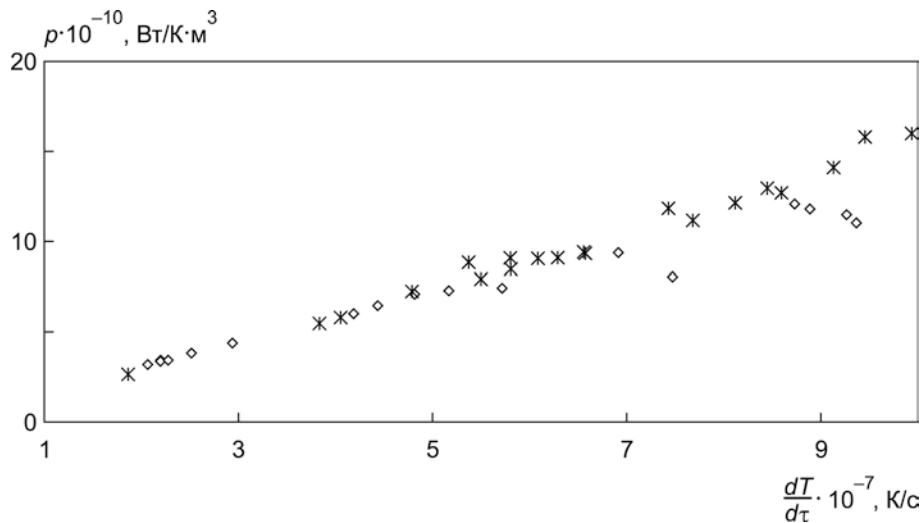


Рис. 2. Зависимость плотности производства энтропии ρ от скорости изменения температуры $dT/d\tau$ для ИЭН:
 $\diamond$ – W (тонкая лента) [27]; $*$ – Nb (проволока) [24]

фазы и с учётом зависимости свойств от температуры была выполнена в работе [17]. Условие равномерности температурного поля является необходимым для использования понятия плотности энтропии, которое применяется в линейном режиме термодинамики в соответствии с гипотезой о локальном термодинамическом равновесии. В некоторых экспериментах (см. таблицу, например, [14]) оценку (2) авторам настоящей статьи выполнить не удалось, поскольку не указан размер образца, к которому можно отнести измеряемую температуру. В этом случае определение зависимости $\rho(dT/d\tau)$ проводили, предполагая, что поле температуры является одномерным и равномерным для всех экспериментальных значений $T(\tau)$.

Плотность производства энтропии рассчитывали на основе методики [18]:

$$\rho(\tau) = -\frac{\Delta s_2(T, \tau)}{\Delta \tau} = \frac{\rho C_p \ln[T_2(\tau_2)/T_1(\tau_1)]}{\tau_2 - \tau_1} \quad (3)$$

где Δs_2 – изменение плотности энтропии закрытой системы, отвечающее за обмен энергией с внешней средой; ρ – плотность; C_p – изобарная теплоёмкость; T_1 , T_2 – температуры термограммы в моменты времени соответственно τ_1 , τ_2 ; здесь и далее рассматривали модуль $\ln(T_2/T_1)$.

Отметим, что изменение плотности энтропии Δs_2 может быть найдено по формуле (3), если изобарная теплоёмкость вещества остаётся постоянной на интервале изменения температур $T_2 - T_1$ [8]. Обработка термограмм проводилась для «бесконечно малых» изменений времени и температуры, поэтому условие $C_p = \text{const}$ выполнялось. Правомочность применения формулы (3) для зависимостей $T(\tau)$, полученных методом электростатической левитации в процессе СО сферических образцов, была обоснована тем, что изменение плотности производства энтропии от времени отвечало принципу экстремума [18].

Производство энтропии в электрической цепи, которая состоит из сопротивления и конденсатора, определяется как [8]:

$$d_i s/d\tau = RI^2/T > 0.$$

Числитель $d_i s$ соответствует омической теплоте, создаваемой в единицу времени током силой i , проходящим через сопротивление образца R . В экспериментах ИЭН потери теплоты во внешнюю среду являются бесконечно малыми [19], поэтому измеренные значения $T(\tau)$ соответствуют выделяемой омической теплоте в единицу времени.

Экспериментальные термограммы, полученные при поверхностном нагреве лазером тонких фольг, обрабатывали по аналогии с другими эмпирическими данными $T(\tau)$.

Зависимости плотности производства энтропии от скорости изменения температуры приведены на рис. 1–4. На рис. 1 оси абсцисс и ординат имеют логарифмический масштаб из-за большого диапазона изменений анализируемых параметров. Представлены результаты обработки полученных в различных экспериментальных условиях (см. таблицу) термограмм следующих металлов: W, Mo, Ti, Nb, Co, Pt. Из рис. 1 следует, что функциональная зависимость $\rho(\tau) = f(dT(\tau)/d\tau)$ является

линейной, практически не зависит от исследуемого металла и поэтому универсальна. На рис. 2–4 приведены зависимости $\rho(\tau) = f(dT(\tau)/d\tau)$ в десятичной шкале, с разбивкой на отдельные области при последовательном уменьшении абсолютного значения скорости изменения температуры. Линейность этой зависимости сохраняется во всём рассмотренном диапазоне изменения $dT/d\tau$, при этом каждый металл характеризуется конкретным значением тангенса угла наклона прямой к оси абсцисс.

Обсуждение полученных результатов. Поясним воспроизводимость тангенса угла наклона прямой к оси ординат при исследованиях образцов из одного металла (для примера см. рис. 1, 3 кривые для W и Mo соответственно). Проанализируем формулу (3). При разложении логарифмической функции в ряд Тейлора получим

$$\begin{aligned} \ln(T_2/T_1) &= \ln[(T_1 + T_2 - T_1)/T_1] = \\ &= \ln(1 + \Delta T/T_1) \approx \Delta T/T_1 \end{aligned} \quad (4)$$

С учётом формулы (4) запишем

$$\rho(\tau) \frac{\Delta T}{\Delta \tau} \approx \rho(\tau) \frac{dT}{d\tau} \approx \rho C_p / T_1. \quad (5)$$

Плотность высокотемпературных металлов мало изменяется с температурой, и теплоёмкость $C_p \approx aT + b$ достаточно точно можно представить линейной функцией от температуры [4, 5], поэтому справедливо приближённое равенство.

$$\frac{\rho C_p}{T} \approx \frac{\rho(aT + b)}{T} \approx \rho a \approx \text{const}. \quad (6)$$

Таким образом, постоянное значение угла наклона линейных функций $\rho(\tau) = f(dT(\tau)/d\tau)$ является следствием особенностей формулы (3) и зависимостей плотности и изобарной теплоёмкости от температуры. Прямые для каждого металла на рис. 2–4 согласно формуле (6) имеют постоянный угол наклона, который не должен зависеть от условий проведения эксперимента (нагрев или охлаждение, форма и размер образца).

Специально отметим, что, например, в методе электростатической левитации по термограммам определяют зависимость

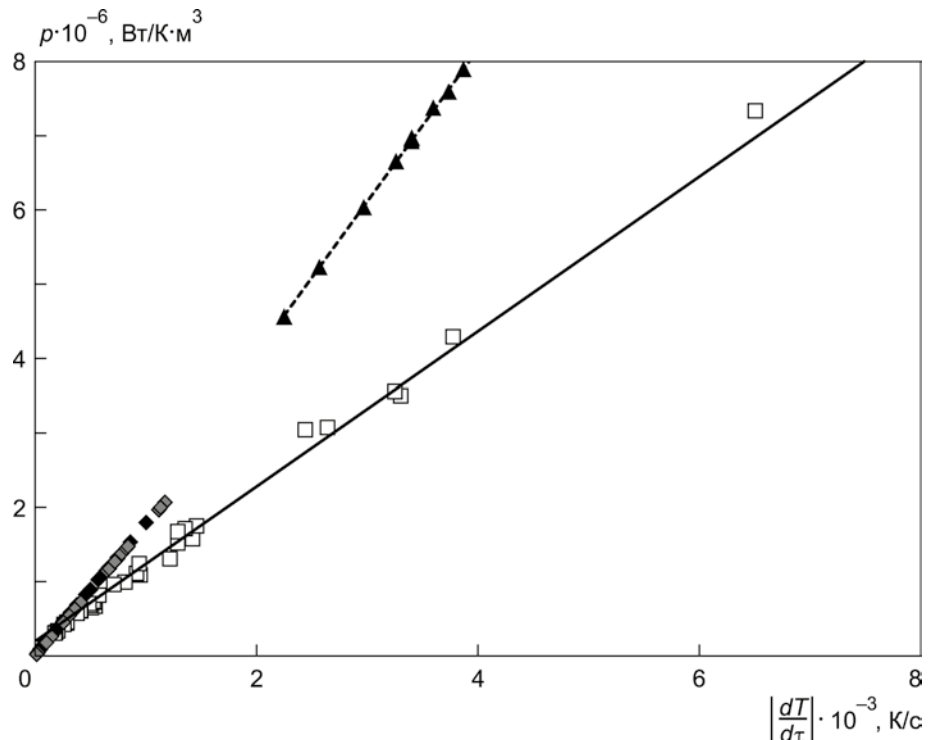


Рис. 3. Зависимость плотности производства энтропии ρ от скорости изменения температуры $dT/d\tau$ для эксперимента по электростатической левитации:
□ – W [26], ♦ – Mo [25] при СО сферического образца; ♦ – Mo [23] при ИЭН пластины;
▲ – Ti [21] при ИЭН полого цилиндра

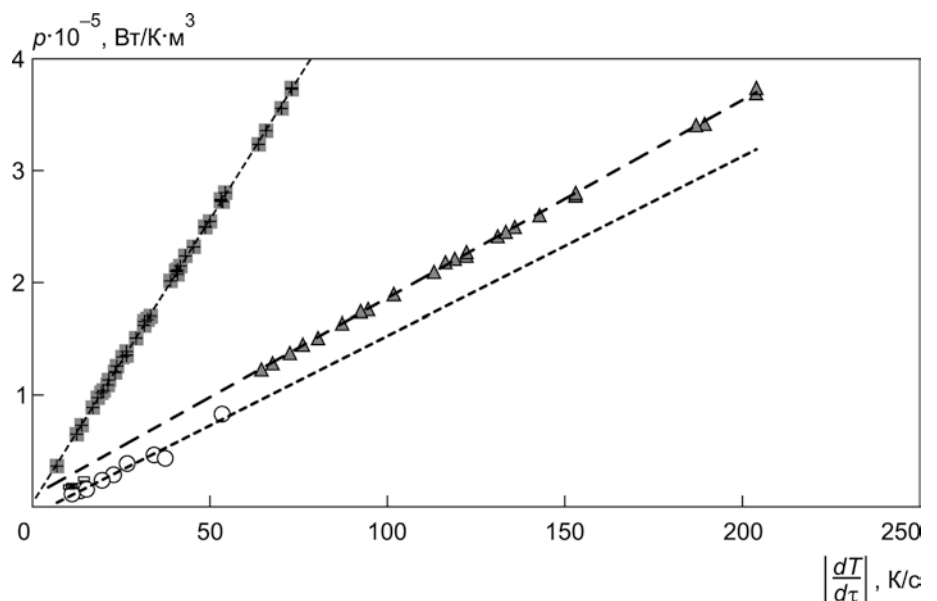


Рис. 4. Зависимость плотности производства энтропии ρ от скорости изменения температуры $dT/d\tau$:
▲ – Ti [20], ■ – Co [22] при СО сферы; ○ – W; – – Pt [28] при нагреве лазером

теплоёмкости $C_p(T)$. При построении графиков на рис. 1–4 использованы значения теплоёмкости, полученные ранее классиче-

скими методами [4, 5], т. е. значения $C_p(T)$ не зависят от анализируемых термограмм.

Нижняя граница зависимости $p(\tau)=f(dT(\tau)/d\tau)$. При $dT/d\tau \rightarrow 0$ плотность производства энтропии стремится к нулю (см. рис. 2–4). В соответствии с принципом экстремума плотность производства энтропии $p(\tau)$ является положительной, стремится к минимуму и имеет нулевое значение при приближении к равновесию [8]. В методе электростатической левитации все термограммы в результате охлаждения сферических образцов приближались к температуре окружающей среды. В экспериментах ИЭН или поверхностного воздействия лазерным потоком в начальный период нагрева образцы находились в равновесном состоянии. Следовательно, все эксперименты отвечали условию $p(\tau) \rightarrow 0$ или $p(\tau)=0$ в начале координат графиков на рис. 1–4, когда выполнялось равенство $dT/d\tau=0$.

Верхняя граница зависимости $p(\tau)=f(dT(\tau)/d\tau)$. Известно, что фазовый переход приводит к вырождению зависимости $T(\tau)$ в температурное плато $T=\text{const}$. Отметим, что при значениях T , близких к температуре плавления (см. рис. 3, кривая для вольфрама) в методе электростатической левитации производная $dT/d\tau \approx 7 \cdot 10^3$ К/с и $p(\tau) \approx 8 \cdot 10^6$ Вт/(К·м³), а в методе ИЭН (см. рис. 2) – $dT/d\tau \approx 1,2 \cdot 10^8$ К/с и $p(\tau) \approx 1,7 \cdot 10^{11}$ Вт/(К·м³). Таким образом, фазовый переход не оказывает влияния на зависимость $p(\tau)=f(dT(\tau)/d\tau)$. Это может являться следствием того, что плотность производства энтропии является нестационарной функцией, тогда как молярная энтальпия фазового перехода (разность молярных энтропий двух фаз при постоянном давлении) является величиной постоянной [8]. По-видимому, верхняя граница зависимости $p(\tau)=f(dT(\tau)/d\tau)$ достигается при нарушении неравенства (1).

Таким образом, универсальность зависимости $p(\tau)=f(dT(\tau)/d\tau)$, которая не связана с формой и размерами образца, а также с условиями нагрева или охлаждения, позволяет предложить производную $dT/d\tau$ в качестве дополнительной переменной $p(\tau)$ при решении тепловых задач в линейном режиме термодинамики. Отметим, что использование $dT/d\tau$ в качестве дополнительной переменной в неравновесной термодинамике, не конкретизируя режим, уже предлагалось [9, 12]. Однако, вероятно, это впервые применено к функции $p(\tau)$ и обосновано с привлечением экспериментальных данных. Напомним, ранее производную $dT/d\tau$ рассматривали в качестве дополнительной переменной при построении классификации свойств, определённых в линейном режиме [13]. Анализ $p(\tau)=f(dT/d\tau)$ термограмм, выполненный в настоящей статье, подтвердил выводы [13]. Прикладным направлением предложенного подхода в теплофизических исследованиях является представление свойств, определённых в нестационарном тепловом режиме, в зависимости от температуры и её производной от времени $dT/d\tau$ при постоянном давлении.

Результаты анализа ограничены рассмотрением высокотемпературных металлов, которые имеют кристаллическую структуру. Необходимо провести дополнительные исследования и показать возможность распространения полученных в данной работе результатов на более широкий класс материалов.

Выводы. По итогам анализа экспериментальных термограмм твёрдой фазы высокотемпературных металлов установ-

лена универсальность зависимости $p(\tau)=f(dT/d\tau)$. Это позволило обосновать возможность использования производной $dT/d\tau$ в качестве дополнительной переменной в линейном режиме термодинамики. Результаты проведённой работы могут оказаться полезными для развития теоретических основ линейного режима термодинамики и прикладных направлений, например, чтобы расширить и уточнить форму представления экспериментальных результатов, полученных нестационарными методами, в справочных изданиях и базах данных.

Литература

1. **Parker W. J., Jenkies R. J., Bulter C. H., Abbott G. L.** Flash method of determining thermal diffusivity, heat capacity and thermal conductivity // J. Appl. Phys. 1961. V. 32. No. 9. P. 1679–1784.
2. **Cezairliyan A., McClure J. L.** A Microsecond-resolution transient technique for measuring the heat of fusion of metals: niobium // Int. J. Thermophysics. 1987. V. 8. No. 5. P. 577–589.
3. **Кондратьев Г. М.** Регулярный тепловой режим. М.: Гостехиздат, 1954.
4. **Thermophysical Properties of high temperature solid materies** / Ed. Y. S. Touloukian. N.Y.: Macmillan Company, London: Collier-Macmillan Ltd., 1967.
5. **Чиркин В. С.** Теплофизические свойства материалов ядерной техники. М.: Атомиздат, 1968.
6. **Лыков А. В.** Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967.
7. **Филиппов Л. П.** Измерение тепловых свойств твердых и жидких металлов при высоких температурах. М.: Изд-во Московского университета, 1967.
8. **Пригожин И., Кондепуди Д.** Современная термодинамика от тепловых двигателей до диссипативных структур. М.: Мир, 2002.
9. **Сердюков С. И.** Уравнения тепло- и массопереноса высших порядков и их обоснование в расширенной неравновесной термодинамике // Теоретические основы химической технологии. 2013. Т. 47. № 2. С. 122–138.
10. **De Groot S. R., Mazur P.** Non-equilibrium Thermodynamics. New York: Dover, 1984.
11. **Fort J., Llebot J. E.** Radiative transfer in the framework of extended irreversible thermodynamics // J. Phys. A: Math. Gen. 1996. V. 29. P. 3427–3436.
12. **Müller I., Ruggeri T.** Extended Thermodynamics. Berlin: Springer, 1992.
13. **Костановский А. В., Костановская М. Е.** Неравновесные термодинамические условия и свойства материалов // Измерительная техника. 2008. № 11. С. 41–46.
14. **Излучательные свойства твердых материалов.** Справочник / Под. общ. ред. А. Е. Шейндлина. М.: Энергия, 1974.
15. **Костановский А. В., Костановская М. Е.** Определение границы применения параболического уравнения теплопроводности // Измерительная техника. 2008. № 6. С. 38–42.
16. **Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С.** Теплопередача. М.: Энергия, 1975.
17. **Kostanovskiy A. V., Kostanovskaya M. E.** The role of heat flux in the nonsteady thermal problem of molybden

sphere cooling in an electrostatic levitation experiment // High Temperature. 2017. V. 55. No. 6. P. 866–869.

18. **Костановский А. В., Костановская М. Е.** Термодинамическое приложение метода электростатической левитации // Измерительная техника. 2012. № 9. С. 34–37.

19. **Асиновский Э. И., Кириллин А. В.** Нетрадиционные методы исследования термодинамических свойств веществ при высоких температурах. М.: Янус-К, 1997.

20. **Paradis P.-F., Rhim W. K.** Non-contact measurements of thermophysical properties of titanium at high temperature // J. Chem. Thermodynamics. 2000. V. 32. No. 1. P. 123–133.

21. **Kaschnitz E., Reiter P.** Enthalpy and temperature of the titanium alpha-beta phase transformation // Int. J. Thermophysics. 2002. V. 23. No. 4. P. 1339–1345.

22. **Paradis P.-F., Ishikawa T., Koike N.** Thermophysical property measurements of liquid and supercooled cobalt // High Temp. High Pressures. 2008. V. 37. P. 5–11.

23. **Kaschnitz E., Cezairliyan A.** Radiance temperatures at 1500 nm of niobium and molybdenum at their melting points by a pulse-heating technique // Int. J. Thermophysics. 1996. V. 17. No. 5. P. 1069–1078.

24. **Cezairliyan A., McClure J. L.** A microsecond-resolution transient technique for measuring the heat of fusion of metals: niobium // Int. J. of Thermophysics. 1987. V. 8. No. 5. P. 577.

25. **Paradis P. F., Ishikawa T., Yoda S.** Noncontact measurements of thermophysical properties of molybdenum at high temperatures // Int. J. Thermophysics. 2002. March. V. 23. No. 2. P. 555–568.

26. **Paradis P. F., Ishikawa T., Fujii R., Yoda S.** Thermophysical properties of molten tungsten measured with an electrostatic levitator // Heat Transfer. 2006. V. 35. No. 2. P. 152–164.

27. **Шейндлин М. А., Сенченко В. Н.** Установка для комплексного исследования термодинамических свойств электропроводных веществ при импульсном нагреве током высокой плотности // Теплофизика высоких температур. 1987. Т. 25. № 2. С. 369–375.

28. **Dubrovinsky L. S., Sahena S. K.** A thermal characteristic of melting in laser heating at high pressure // High Temp. High Pressures. 1999. V. 31. P. 385–391.

Дата принятия: 31.08.2018.

Dependence of the local entropy rate of production from speed of change of temperature in a linear mode of thermodynamics

A. V. Kostanovskiy, M. E. Kostanovskaya

Joint Institute for High Temperatures of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia, e-mail: Kostanovskiy@gmail.com

Experimental thermograms which are received on samples of the various forms and the sizes in conditions of spontaneous cooling, pulse electric heating or superficial heating by the laser of the solid phase of high-temperature metals are analyzed. It is shown, that all thermograms can be carried to a linear mode of thermodynamics. Found on the basis of processing thermograms dependence of the local entropy rate of production linearly depends on speed of change of temperature. It is offered to consider the dT/dt as an additional variable for the local entropy rate of production in a linear mode of thermodynamic and to use at representation of the thermophysical properties measured in a non-stationary thermal mode.

Key words: speed of change of temperature, the local entropy rate of production, the linear mode of thermodynamics, thermophysical properties.