

УДК 535:621.373.826; 536.5

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ РЕШЕТЧАТОГО ПРИЕМНИКА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР

Н.Г. Кокодий, А.О. Пак*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина*

E-mail: pak_anastacia@mail.ru

Поступила в редакцию 8 апреля 2010 г.

В статье рассматриваются тонкие проволоки, стоящие на пути распространения пучка лазерного излучения. Приведены результаты экспериментов с платиновыми проволоками диаметром 10 мкм и 20 мкм и никелевой проволокой диаметром 40 мкм. Проведено экспериментальное исследование теплофизических свойств данных болометров (платина и никель) в диапазоне температур от комнатной до близкой к температуре плавления. Рассмотрена зависимость теплофизических параметров болометров от температуры, а также погрешность определения этих параметров. Измерены коэффициент теплообмена с внешней средой, фактор эффективности поглощения излучения в видимом диапазоне, постоянная времени остывания болометра. Проведена аппроксимация полученных данных полиномами.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: теплофизические параметры, коэффициент теплообмена, фактор эффективности поглощения, тепловая постоянная времени.

У статті розглядаються тонкі дроти, що стоять на шляху поширення пучка лазерного випромінювання. Наведені результати експериментів з платиновими дротами діаметром 10 мкм і 20 мкм і нікелевим дротом діаметром 40 мкм. Проведено експериментальне дослідження теплофізичних властивостей даних болометрів (платина і нікель) в діапазоні температур від кімнатної до близької до температури плавлення. Розглянуто залежність теплофізичних параметрів болометрів від температури, а також похибка визначення цих параметрів. Виміряні коефіцієнт теплообміну з зовнішнім середовищем, фактор ефективності поглинання випромінювання у видимому діапазоні, постійна часу остигання болометра. Проведена апроксимація отриманих даних поліномами.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: теплофізичні параметри, коефіцієнт теплообміну, фактор ефективності поглинання, теплова постійна часу.

The paper deals with thin wires that standing on the way of distribution of the laser beam. The measurements were performed for platinum bolometers with diameters 10 and 20 microns and for nickel bolometer with diameter 40 microns. The experimental research of heat properties of these bolometers (platinum and nickel) in the range of temperatures from room up to close to melting temperature is carried out. The dependence of the thermal parameters of bolometer temperature, as well as the error in determining these parameters is considered. The coefficient of heat exchange with external environment, the efficiency factor of radiation absorption in the visible range, the heat constant of bolometer cooling are measured. The polynomial approximation of the received data is made.

KEYWORDS: thermophysical parameters, the coefficient of heat exchange, the efficiency factor of absorption, the heat constant time.

Лазеры, появившиеся в 1960 году, в настоящее время применяются в самых разных областях науки и техники. Существуют устройства, перекрывающие спектральный диапазон от рентгеновских лучей до радиоволн и мощностей от нескольких микроватт до сотен мегаватт. Одновременно с развитием лазерной техники развивалась и техника измерений характеристик лазерного излучения. Для каждого диапазона длин волн и мощностей создавалась своя аппаратура.

Для больших мощностей перспективными оказались решетчатые измерители. В них приемными элементами служат решетки из тонких проволок, стоящие на пути распространения лазерного пучка. Излучение нагревает проволоочки (болометры), они изменяют свое электрическое сопротивление, и по величине этого изменения можно судить об энергетических характеристиках излучения. При использовании нескольких решеток, в которых болометры расположены под различными углами друг относительно друга, можно получить информацию сразу о нескольких характеристиках и параметрах излучения — мощности или импульсной энергии, распределении интенсивности в поперечном сечении пучка, о его диаметре, положении энергетического центра, характере поляризации, форме импульса излучения [1, 2].

Для получения этой информации используются алгоритмы обработки сигналов с приемника, сходные с теми, которые применяются в компьютерной томографии [3]. Спецификой этих алгоритмов является необходимость работать с небольшим числом сигналов (в медицинской томографии их сотни). Другой особенностью является то, что в результате обработки восстанавливается не распределение интенсивности излучения, а распределение температуры вдоль болометров.

Чтобы различие между ними было малым, используются тонкие болометры — диаметром от нескольких микрометров до десятков микрометров. Но и при этом существует еще один источник погрешностей — теплофизические параметры металлов, из которых изготовлены болометры, зависят от температуры. Поэтому необходимо знать эти зависимости, чтобы можно было ввести необходимые поправки в алгоритмы обработки сигналов.

ЗАВИСИМОСТЬ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ БОЛОМЕТРОВ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

В литературе есть данные о температурных зависимостях интересующих нас теплофизических параметров — удельной теплоемкости $c(T)$, теплопроводности $k(T)$, удельного сопротивления $\rho_e(T)$ [4, 5].

На рис.1 для платины и никеля — металлов, часто используемых для изготовления болометров, точками показаны экспериментальные данные $c(T)$, $k(T)$, $\rho_e(T)$, а сплошными линиями — аппроксимация этих зависимостей полиномами. Температура выражена в градусах Цельсия.

Для платины хорошие результаты дает аппроксимация полиномами 2-й степени:

$$c(T) = 132,5 + 0,0250 \cdot T + 1,35 \cdot 10^{-6} \cdot T^2 \quad \text{Дж/(кг·К)},$$

$$k(T) = 74,2 - 0,0101 \cdot T + 2,03 \cdot 10^{-5} \cdot T^2 \quad \text{Вт/(м·К)},$$

$$\rho_e(T) \cdot 10^8 = 9,79 + 0,0385 \cdot T - 5,20 \cdot 10^{-6} \cdot T^2 \quad \text{Ом·м}.$$

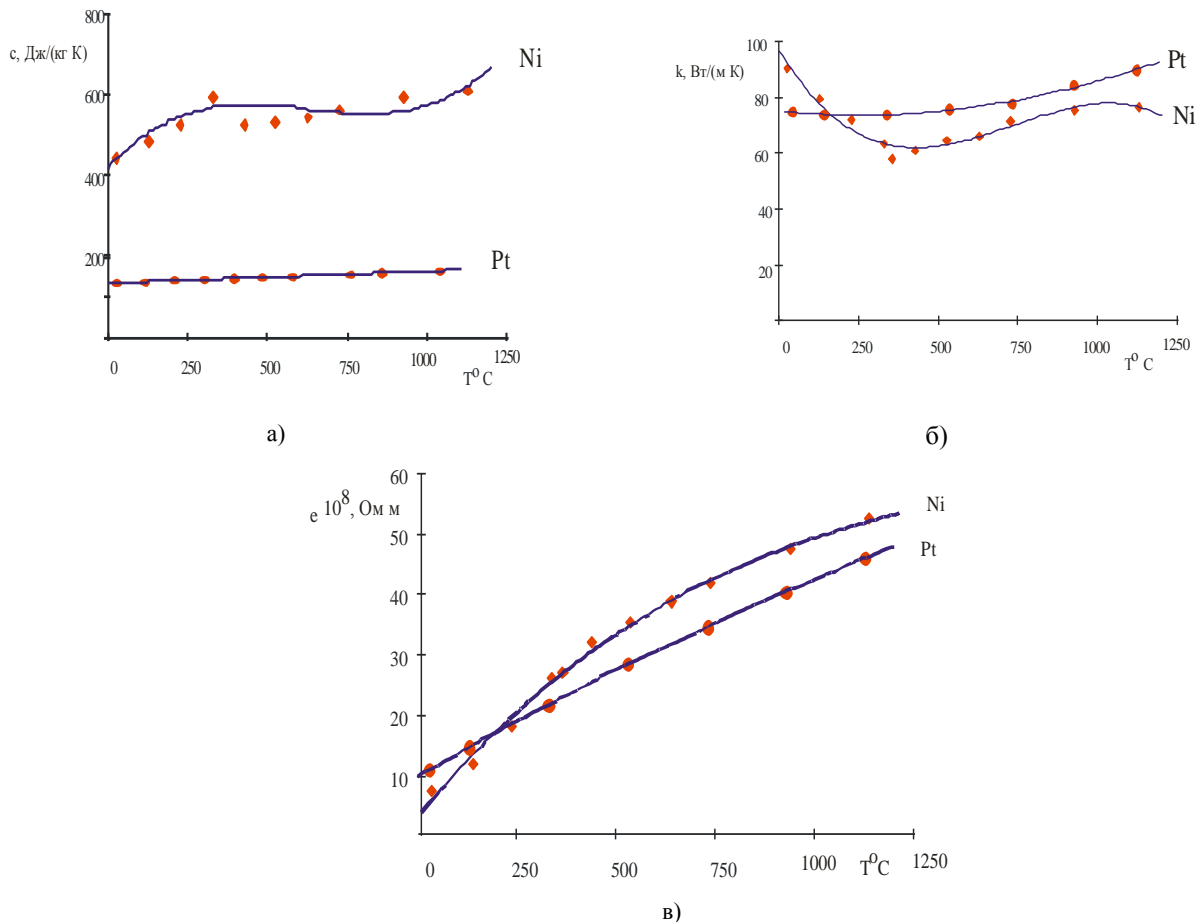


Рис. 1. Теплофизические свойства платины и никеля:

а — удельная теплоемкость, б — теплопроводность, в — удельное сопротивление

Среднее значение погрешности определения параметров с помощью этих формул для платины составляет около 0,5 %, максимальное — около 1,4 % в диапазоне температур от 30° С до 1100° С.

Погрешность аппроксимации данных для никеля в том же диапазоне температур значительно больше. При использовании полинома 3-й степени среднее значение погрешности достигает 5 %, а максимальное — 18 %. Это связано с наличием у никеля точки Кюри ($T_c \approx 354^\circ \text{C}$), вблизи которой его свойства резко меняются:

$$c(T) = 416,6 + 0,872 \cdot T - 1,523 \cdot 10^{-3} \cdot T^2 + 8,09 \cdot 10^{-7} \cdot T^3 \quad \text{Дж/(кг}\cdot\text{К)},$$

$$k(T) = 97,1 - 0,190 \cdot T + 3,13 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 - 1,43 \cdot 10^{-7} \cdot T^3 \quad \text{Вт/(м}\cdot\text{К)},$$

$$\rho_e(T) \cdot 10^8 = 3,98 + 0,0784 \cdot T - 4,19 \cdot 10^{-5} \cdot T^2 + 9,07 \cdot 10^{-9} \cdot T^3 \quad \text{Ом}\cdot\text{м}.$$

При нагреве вещества меняется и его плотность вследствие теплового расширения. При учете этой зависимости можно ограничиться учетом линейного члена по температуре:

$$\rho(T) = \rho_0(1 - 3\alpha_T T),$$

где ρ_0 — плотность вещества при $T = 0^\circ \text{C}$, α_T — коэффициент линейного расширения. Для платины и никеля эти зависимости получаются такими:

$$\rho(T) = 21460 - 0,573 \cdot T \quad \text{кг/м}^3 \quad \text{— для платины,}$$

$$\rho(T) = 8900 - 0,347 \cdot T \quad \text{кг/м}^3 \quad \text{— для никеля.}$$

Погрешность при использовании этих формул не превышает 1,3 %.

Рассмотрим также, как зависят от температуры еще несколько параметров — коэффициент теплообмена с внешней средой, фактор эффективности поглощения болометром излучения, тепловая постоянная времени болометра.

Коэффициент теплообмена

Коэффициент теплообмена тонкой проволоки с внешней средой не зависит от диаметра проволоки, целесообразно использовать погонный коэффициент теплообмена α_p , относящийся к единице ее длины [6]. Эксперименты, проведенные с платиновой проволокой диаметром 10 мкм, показали, что зависимость $\alpha_p(T)$ хорошо описывается следующей формулой:

$$\alpha_p(T) = \alpha_0(1 + 2,1 \cdot 10^{-3} \cdot T - 0,62 \cdot 10^{-6} \cdot T^2) \quad \text{Вт/(м}\cdot\text{К)}.$$

Здесь $\alpha_0 \approx 0,03 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$ — значение коэффициента теплообмена при $T = 0^\circ \text{C}$.

Ниже приведены результаты экспериментов с платиновыми проволоками диаметром 10 мкм и 20 мкм и никелевой проволокой диаметром 40 мкм.

Схема экспериментов была следующей. Проволока нагревалась электрическим током. Температура нагрева определялась по сопротивлению проволоки с использованием известной зависимости $\rho_e(T)$. Измерялась мощность нагрева проволоки. В стационарном режиме эта мощность равна мощности, отдаваемой проволокой во внешнюю среду:

$$P_{nom} = \alpha_p l(T - T_{cp}),$$

где l — длина проволоки, T — температура проволоки, T_{cp} — температура окружающей среды.

Поэтому коэффициент теплообмена можно вычислить по следующей формуле:

$$\alpha_p = \frac{i^2 R}{l(T - T_{cp})}, \quad (1)$$

где i — ток, протекающий через проволоку, R — сопротивление проволоки.

Измерения проводились в диапазоне температур от комнатной до 600°C для никеля и 770°C для платины.

Результаты измерений показаны на рис. 2. Вычисления проводились по формуле (1). Видно, что коэффициент теплообмена от диаметра проволоки зависит слабо. Но все же такая зависимость существует: у толстых проволок теплообмен более сильный, чем у тонких.

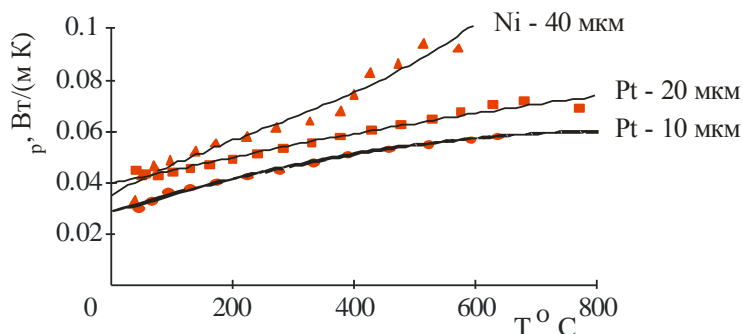


Рис. 2. Зависимость коэффициента теплообмена от температуры

С ростом температуры коэффициент теплообмена увеличивается. У платины эта зависимость монотонная, у никеля — более сложная, что объясняется сильной нелинейностью его теплофизических

параметров, особенно вблизи точки Кюри. Сплошными линиями показаны аппроксимирующие зависимости. У платины они описываются полиномами 2-й степени:

$$\alpha_p(T) = 0,029 + 7,18 \cdot 10^{-5} \cdot T - 4,17 \cdot 10^{-8} \cdot T^2 \quad \text{Вт/(м·К)} \quad \text{для } D = 10 \text{ мкм},$$

$$\alpha_p(T) = 0,040 + 5,46 \cdot 10^{-5} \cdot T - 1,48 \cdot 10^{-8} \cdot T^2 \quad \text{Вт/(м·К)} \quad \text{для } D = 20 \text{ мкм}.$$

Эти результаты хорошо согласуются с результатами, полученными в работе [6].

Зависимость $\alpha_p(T)$ для никеля удовлетворительно описывается полиномом 3-й степени:

$$\alpha_p(T) = 0,093 + 5,017 \cdot 10^{-5} \cdot T - 8,80 \cdot 10^{-7} \cdot T^2 + 2,15 \cdot 10^{-9} \cdot T^3 \quad \text{Вт/(м·К)}.$$

Увеличение коэффициента теплообмена с ростом температуры связано и с ростом интенсивности конвективных потоков воздуха, и с увеличением теплового излучения.

Мощность теплового излучения можно оценить по формуле:

$$P_{rad} = \sigma S(T^4 - T_{cp}^4), \quad (2)$$

где σ — постоянная Стефана-Больцмана, $S = \pi DL$ — излучающая поверхность, T — температура проволоки, T_{cp} — температура окружающей среды. Величины T и T_{cp} выражаются в кельвинах. Коэффициент излучения принят равным единице.

Расчеты по формуле (2) показывают, что вклад излучения в общий баланс теплообмена болометра с внешней средой меньше, чем конвекции. Но с увеличением диаметра проволоки (то есть излучающей поверхности) он растет. При температуре 600°C для проволоки диаметром 10 мкм он составляет 3 %, 20 мкм — 5 %, 40 мкм — 7 %.

Конвективный механизм теплообмена подтверждается тем фактом, что коэффициент теплообмена зависит от расположения проволоки в пространстве. В описанном выше эксперименте проволока была горизонтальной. У вертикально расположенной проволоки, когда условия для конвективного теплообмена хуже (верхняя часть проволоки обтекается потоком уже нагретого внизу воздуха), коэффициент теплообмена на 20 – 40 % меньше. Эта разница увеличивается с ростом диаметра проволоки.

Фактор эффективности поглощения излучения

В эксперименте исследовалась зависимость сигнала с болометра при измерении энергии оптического импульса от начальной температуры. Рост температуры был небольшим — от 0,1 % до 3 % от начальной температуры. Поэтому процессы, протекающие при этом, могут быть описаны линейными зависимостями. Повышение температуры болометра при поглощении им энергии E равно

$$\Delta T = \frac{Q_{abs} E}{mc}, \quad (3)$$

где $\Delta T = T_{max} - T_1$, T_1 — начальная температура болометра, T_{max} — максимальная температура, Q_{abs} — фактор эффективности поглощения.

Температура T_{max} достигается сразу после окончания оптического импульса. Затем болометр остывает до начальной температуры.

Из формулы (3) следует, что фактор эффективности поглощения можно определить по формуле

$$Q_{abs} = \frac{mc(T_{max} - T_1)}{E}. \quad (4)$$

Температура болометра оценивалась по величине сигнала U с болометра, пропорционального его сопротивлению. В линейном приближении можно записать:

$$\begin{aligned} U_1 &= iR_1 = iR_0(1 + \alpha_R T_1), \\ U_{max} &= iR_{max} = iR_0(1 + \alpha_R T_{max}). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь i — ток, протекающий через болометр, его можно считать постоянным, так как сопротивление болометра при нагреве его оптическим импульсом меняется очень мало, α_R — температурный коэффициент сопротивления болометра, его значения при различных температурах можно найти из зависимости $\rho_c(T)$, приведенной в соответствующих источниках [4, 5] и аппроксимирующих формул (также в линейном приближении):

$$\alpha_R(T) = 0,00393 - 5,31 \cdot 10^{-7} \cdot T \quad \text{К-1} \quad \text{— для платины,}$$

$$\alpha_R(T) = 0,0156 - 5,78 \cdot 10^{-6} \cdot T \quad \text{К-1} \quad \text{— для никеля.}$$

Из формул (5) следует, что нагрев болометра можно оценить по формуле:

$$T_{max} - T_1 = \frac{\Delta U}{iR_0 \alpha_R}, \quad \text{где } \Delta U = U_{max} - U_1.$$

После небольших преобразований получим такой вид выражения (4):

$$Q_{abs} = \frac{mc(T_1)}{E} \left[\frac{1}{\alpha_R(T_1)} + T_1 \right] \frac{\Delta U}{U_1}. \quad (6)$$

Здесь указано, что значения удельной теплоемкости c и коэффициента температурного сопротивления α_R нужно брать при температуре болометра T_1 . Зависимость массы болометра от температуры очень слабая, и ее можно не учитывать.

В эксперименте значение энергии излучения лампы-вспышки поддерживалось постоянным.

Так как энергия излучения E , попавшая на болометр, и масса m болометра не могли быть точно оценены, формула (6) позволила найти только ход температурной зависимости $Q_{abs}(T)$, но не его абсолютные значения при различных температурах.

Поэтому по известным формулам [7] были вычислены значения Q_{abs} цилиндров из платины и никеля при значениях комплексного показателя преломления для видимого диапазона. Они оказались равными 0,478 — для платины диаметром 10 мкм, 0,458 — для платины диаметром 20 мкм и 0,378 для никеля диаметром 40 мкм. Величины Q_{abs} , полученные в эксперименте, были нормированы так, чтобы их значения при комнатной температуре соответствовали этим вычисленным значениям.

Полученные зависимости $Q_{abs}(T)$ показаны на рис. 3. Графики для платиновых болометров выглядят почти одинаково. На графике для никелевого болометра наблюдается резкий подъем, быстрый спад и последующий подъем. Максимум расположен в окрестности точки Кюри, но не совпадает с ней, так как согласно формуле (6) на ход кривой существенно влияют слагаемые $1/\alpha_R(T_1)$ и T_1 .

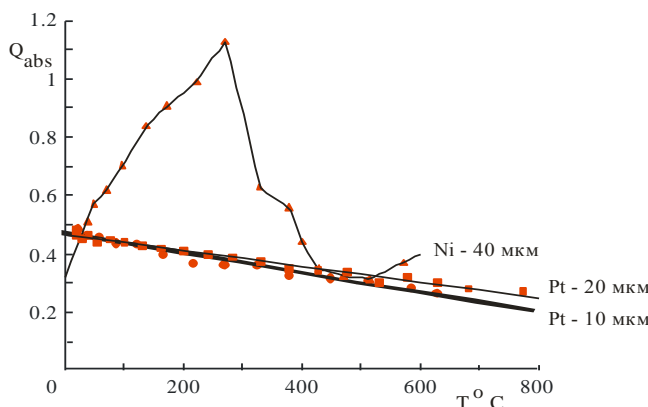


Рис. 3. Зависимость фактора эффективности поглощения от температуры

Из работ [6, 8] следует увеличение фактора эффективности поглощения болометра в инфракрасном диапазоне с ростом температуры. Для платинового болометра диаметром 10 мкм дается следующая формула:

$$Q_{abs}^E = 0,037(1 + 1,38 \cdot 10^{-3} \cdot T - 3,8 \cdot 10^{-7} \cdot T^2),$$

Q_{abs}^H имеет зависимость от температуры, сходную с этой, Q_{abs}^E и Q_{abs}^H — факторы эффективности поглощения для случаев, когда вектор E падающей волны параллелен оси проволоки или перпендикулярен ей.

Качественное отличие зависимости $Q_{abs}(T)$, полученное в данной работе, от зависимостей, приведенных в работах [6, 8], по-видимому, объясняется разными диапазонами длин волн — видимом и средним инфракрасным соответственно. В инфракрасном диапазоне комплексный показатель преломления можно определить по формулам теории Друде [9]:

$$m = 9,487 \cdot 10^5 \sqrt{\frac{\mu\sigma}{f}} (1 - i),$$

где μ — относительная магнитная проницаемость материала болометра, σ — удельная проводимость материала болометра ($1/(\text{Ом}\cdot\text{см})$), f — частота излучения (Гц).

При нагреве проводимость платины уменьшается, следовательно, показатель преломления, и это, приводит к увеличению поглощения в проволоке.

В видимом диапазоне зависимость комплексного показателя преломления от температуры более сложная, и это приводит к иной зависимости поглощения излучения в проволоке.

Тепловая постоянная времени

Этот параметр определяет быстродействие болометра как приемника излучения. Из решения уравнения теплового баланса следует, что он определяется соотношением

$$\tau = \frac{mc}{\alpha_p l},$$

где m — масса болометра, l — его длина, c — удельная теплоемкость материала, α_p — погонный коэффициент теплообмена.

Выразив массу через геометрические размеры и плотность, получим следующее соотношение:

$$\tau = \frac{\pi \rho D^2 c}{4 \alpha_p}, \quad (7)$$

где ρ — плотность, D — диаметр болометра.

Из него видно, что постоянная времени от длины болометра не зависит. Для ее измерения болометр освещался импульсной лампой, и измерялся временной ход его остывания. Он хорошо описывается экспонентой $\exp(-t/\tau)$, так что из ее анализа можно найти значение τ .

Графики зависимости $\tau(T)$ показаны на рис. 4. С увеличением температуры постоянная времени уменьшается. Это следствие роста интенсивности теплообмена.

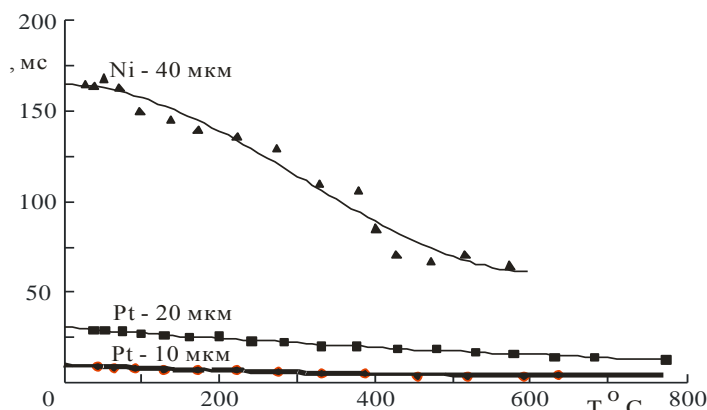


Рис. 4. Зависимость тепловой постоянной времени от температуры

Экспериментальные данные для платины удовлетворительно аппроксимируются полиномами 2-й степени:

$$\tau(T) = 9,95 - 0,018 \cdot T + 1,39 \cdot 10^{-5} \cdot T^2 \quad \text{мс — для } D = 10 \text{ мкм,}$$

$$\tau(T) = 30,4 - 0,031 \cdot T + 1,11 \cdot 10^{-5} \cdot T^2 \quad \text{мс — для } D = 20 \text{ мкм.}$$

Зависимость $\tau(T)$ для никеля меняется не так плавно, как для платины, вследствие резкого изменения свойств вблизи точки Кюри. Поэтому здесь используется аппроксимирующий полином 3-й степени:

$$\tau(T) = 165 + 4,07 \cdot 10^{-3} \cdot T - 8,61 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 + 9,45 \cdot 10^{-7} \cdot T^3 \quad \text{мс — для } D = 40 \text{ мкм.}$$

ВЫВОДЫ

Таким образом, было проведено экспериментальное исследование теплофизических свойств тонких металлических проволок из платины и никеля в диапазоне температур от комнатной до близкой к температуре плавления. Измерены коэффициент теплообмена с внешней средой, фактор эффективности поглощения излучения в видимом диапазоне, постоянная времени остывания болометра. Проведена аппроксимация полученных данных полиномами. Исследования показали, что необходимо рассматривать все эти зависимости в процессе измерения характеристик мощного лазерного излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кокодий Н.Г., Кокодий Д.Н. Измерение распределения в пучке теплового излучения // Теплофизика высоких температур. — 2007. — Т. 45, №1. — С. 1–7.
2. Кузьмичев В.М., Погорелов С.В., Балкашин В.П., Приз И.А., Коонс П. Измерение линейной или эллиптической поляризации лазерного излучения трехрешеточным болометром // Радиофизика и радиоастрономия. — 2009. — Т. 14, № 2. — С. 214–221.

3. Хермен Г. Восстановление изображений по проекциям. Основы реконструктивной томографии. – М.: Мир, 1983. – 349 с.
4. Таблицы физических величин. Справочник. Под ред. акад. Кикоина И.К. М.: Атомиздат, 1976. – 1008 с.
5. Зиновьев В.Е. Теплофизические свойства металлов при высоких температурах. — М.: Metallurgy, 1989. –384 с.
6. Перепечай М.П. Исследование взаимодействия интенсивного инфракрасного излучения с металлическими цилиндрами с целью создания проходных измерителей мощности лазерных пучков. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Харьков, 1979 – 182 с.
7. Kerker M. The scattering of light and other electromagnetic radiation. – N.Y., London: Academic Press, 1969. – 666 p.
8. Кузьмичев В.М., Погорелов С.В. Преобразование платиновым тонкопроволочным болометром энергии импульса лазера // Український метрологічний журнал. – 2003. – № 2. –С. 42 — 47.
9. Соколов А.В. Оптические свойства металлов. – М.: Наука, 1965. – 464 с.

© Н.Г. Кокодий, А.О. Пак, 2010