

Минимизация влияния избыточных шумов на измерение шумовой температуры

А. Г. Черевко

Показано, что формула Найквиста применима к проводочным образцам, нагреваемым током. Правильным выбором типа контактов проводочных образцов металлов и сплавов можно исключить избыточные токовые шумы. Показано также, что разработанный автором аналоговый и цифровой метод противопоставления позволяет применить абсолютный шумовой термометр для непосредственного измерения абсолютной температуры и её колебаний на тонких проводочных образцах, нагреваемых током. Такой метод является единственным методом достоверного измерения температуры этих образцов. Благодаря использованию метода противопоставления в шумовой термометрии возможно построение абсолютной шкалы температур на основе дробового эффекта, а также использование термощумового термометра для практических измерений теплофизических свойств.

1. ВВЕДЕНИЕ

Флуктуации физических величин как классической, так и квантовой природы при внешнем воздействии на термодинамическую систему связаны с диссипативными свойствами этой системы флуктуационно-диссипационной теоремой (ФДТ) [1]. ФДТ является фундаментальным соотношением. Она получена из квантово-механических принципов. ФДТ связывает частотную зависимость спектральной плотности флуктуаций физической величины с мнимой составляющей обобщённой восприимчивости. Ввиду фундаментальности ФДТ эта связь не зависит от природы явлений, ответственных за дисперсию мнимой составляющей обобщённой восприимчивости. ФДТ справедлива для систем, в которых отсутствует перенос энергии. Область её применимости для термодинамических систем, нагреваемых током, требует экспериментального подтверждения.

1.1. Тепловой шум

Следствием ФДТ [2] является формула Найквиста, которая определяет среднеквадратичное значение флуктуаций напряжения на зажимах резистора (тепловых шумов).

Согласно формуле Найквиста:

1. Если измерения производятся при частотах $F \ll kT/h$ (k , h , T – постоянные Больцмана, Планка, температура), то средний квадрат спектральной плотности напряжения теплового шума $\langle u_F^2 \rangle$ прямо пропорционален

активному сопротивлению резистора – $R = \text{Re } Z$ и его температуре

$$\langle u_F^2 \rangle = 4kTR, \quad (1)$$

здесь Z – импеданс измерительной цепи.

При относительно низких частотах, когда мнимой составляющей измерительной цепи можно пренебречь, активное сопротивление не зависит от частоты. При этих условиях тепловой шум можно считать белым шумом, средний квадрат напряжения которого в полосе частот ΔF равен

$$\langle u^2 \rangle = 4kTR\Delta F \quad (2)$$

2. При этих условиях средний квадрат шумового тока резистора равен

$$\langle i^2 \rangle = 4k \frac{T}{R} \Delta F. \quad (3)$$

3. Для мощности теплового шума соответственно получаем

$$\langle P \rangle = 4kT\Delta F. \quad (4)$$

4. Если измерительная цепь представляет собой колебательный контур, то средний квадрат шумового напряжения на ёмкости контура прямо пропорционален абсолютной температуре

$$\langle u_c^2 \rangle = \frac{kT}{C}. \quad (5)$$

Соотношения (2 – 5) используются как основа для определения абсолютной температуры путём измерения среднего квадрата теплового шума (шумовые термометры непосредственной оценки).

1.2. Дробовой шум

Дробовой шум [3] представляет собой флуктуации анодного тока диода в режиме насыщения (шумового диода). Анодный ток диода в режиме насыщения, т. е. при анодном напряжении достаточно высоком, чтобы пространственный заряд отсутствовал, представляет собой перекрывающиеся импульсы тока, длительность которых

равна времени пролёта электронов ($\tau \sim 10^{-9}$ с). Это стационарный импульсный пуассоновский процесс. Поэтому спектральная плотность тока насыщенного шумового диода до частот порядка 10 МГц постоянна и равна

$$\langle i_F^2 \rangle = 2eI_a, \quad (6)$$

где e – элементарный заряд. Поскольку спектральная плотность шумового тока постоянна, то в указанном диапазоне частот спектр шума диода – белый, т.е. средний квадрат шумового тока диода равен

$$\langle i^2 \rangle = 2eI_a \Delta F. \quad (7)$$

1.3. Избыточный шум

При пропускании тока через резистор электрические флуктуации на его зажимах могут превысить тепловые шумы. Это превышение определяется избыточными шумами, которые статистически не зависят от тепловых шумов. Если резистор представляет собой металлические проволоки, то избыточные шумы связаны с контактами проволок с токоотводами. Избыточные шумы не являются белыми, их спектральная плотность $\langle u_{F_{изб}}^2 \rangle \sim \frac{1}{F^\alpha}$. Показатель степени зависит от природы контакта и может меняться в широких пределах. В частности, это могут быть фликкер-шумы ($\alpha = 1$) [4].

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

В качестве объектов исследований были выбраны тонкие проволочные образцы вольфрама и сплава вольфрама с рением. Температурная зависимость сопротивления вольфрама хорошо изучена в широком температурном диапазоне ввиду его широкого практического применения. Высокотемпературный нагрев вольфрама требует больших плотностей тока, что позволяет путём сравнения экспериментальных и литературных данных определить диапазон применимости формулы Найквиста для проволок, нагреваемых током, т.к. наличие избыточных шумов приведёт к расхождению экспериментальных и литературных данных. В случае применимости формулы Найквиста, исследование температурной производной сопротивления разработанными шумовыми методами позволит судить о высокотемпературном влиянии вакансий на электросопротивление [5]. Температурная производная сопротивления сплава ВР-20 мала, данные по её непосредственному измерению недостаточно надёжны, поскольку в этих измерениях не была решена проблема достоверного измерения температуры проволочных образцов. Её непосредственное измерение позволяет оценить возможности разработанной методики.

2.1. Метод противопоставления

Недостатком шумовых термометров непосредственной оценки [6], использующих соотношения (2 – 5) является зависимость результата измерения от коэффициентов передачи усилительных трактов термометра, от формы их частотной характеристики и их стабильности.

Эти недостатки отсутствуют в шумовом термометре противопоставления, разработанном авторами работ [7–9]. Этот термометр является развитием работ П. Г. Стрелкова

[10], который первым применил метод противопоставления для измерения абсолютной температуры в газовой термометрии, благодаря чему была исключена поправка на вредный объём.

Шумовые термометры обычно создают для области частот, в пределах которой спектр теплового шума – белый, т.е. его спектральная плотность не зависит от частоты. Для применения метода противопоставления необходимо иметь опорный источник шума с белым спектром, квадрат действующего значения которого был бы легко измеряемым. Такой источник может быть основан на дробовом эффекте [7].

Согласно соотношениям (2 – 5), средний квадрат измеряемого напряжения и тока, а также мощность теплового шума прямо пропорциональны температуре. Средний квадрат шумового тока насыщенного диода, согласно формуле (7), прямо пропорционален анодному току диода. В результате получаем линейную связь абсолютной температуры термодатчика с анодным током шумового диода

$$T = KI_a. \quad (8)$$

Отметим, что коэффициент пропорциональности в соотношении (8) не будет зависеть от коэффициентов передачи усилительных трактов термометра, от формы их частотной характеристики, их стабильности и нелинейности.

Впервые такой подход был разработан и реализован в аналоговой форме авторами работы [7]. Метод противопоставления был использован в сочетании с двухканальным корреляционным методом измерения, что позволило значительно уменьшить зависимость результата измерения от собственных шумов усилительного тракта термометра (Рис. 1).

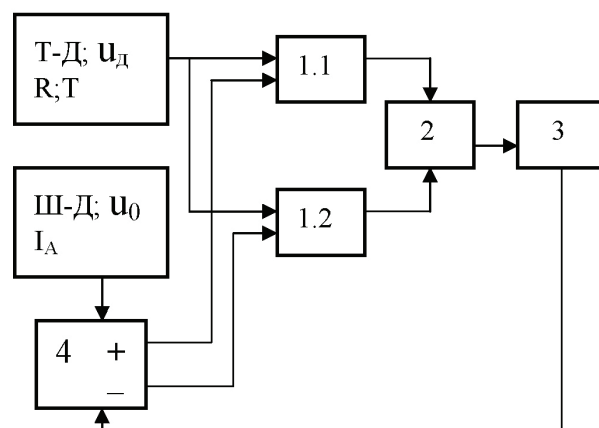


Рис. 1. Структурная схема шумового термометра противопоставления.

Т-Д – термодатчик, Ш-Д – шумовой диод в режиме насыщения,

1.1 и 1.2 – двухканальный усилитель,

2 – схема перемножения, 3 – интегратор, 4 – фазорасщепитель.

Шумовое напряжение термодатчика u_D подаётся на первые входы двухканального корреляционного усилителя в фазе. Его можно назвать коррелированным напряжением. На вторые входы этого усилителя в противофазе поступает опорное шумовое напряжение u_0 от фазорасщепителя, ко входу которого подключён шумовой диод. Напряжение u_0 можно назвать антикоррелированным напряжением (коэффициент корреляции этого напряжения на входе каналов равен -1).

Напряжение собственных шумов усилителей, приведённое ко входу, равно $u_{ш1}$ и $u_{ш2}$. Пусть коэффициенты передачи каналов равны K_{F1} и K_{F2} . На выходе каналов корреляционного усилителя мгновенные значения спектральной составляющей напряжения равны

$$u_1(F) = K_1(F)(u_d + u_0 + u_{ш1})_F \text{ и}$$

$$u_2(F) = K_2(F)(u_d - u_0 + u_{ш2})_F.$$

На выходе схемы умножения 4 напряжение равно

$$u_3(F) = K_1(F)K_2(F) \cdot$$

$$\cdot (u_d^2 - u_0^2 + u_d u_{ш1} + u_d u_{ш2} + u_0 u_{ш2} - u_0 u_{ш1} + u_{ш1} \cdot u_{ш2})_F.$$

После усреднения слагаемые, которые содержат произведения напряжений с различными индексами, обращаются в нуль. В результате напряжение на выходе интегратора равно

$$U_{вых} = \langle u_3 \rangle = (\langle u_d^2 \rangle - \langle u_0^2 \rangle) \int_0^\infty K_1(F)K_2(F) dF.$$

Тогда, согласно соотношениям (2) и (8),

$$U_{вых} = (4kTR - 2eI_a R_a^2) \int_0^\infty K_1(F)K_2(F) dF, \quad (9)$$

здесь R_a – сопротивление в цепи анода шумового диода.

Если спектральные плотности напряжения шумов термометрического датчика и опорного источника равны ($4kTR = 2eI_a R_a^2$), то выходное напряжение шумового термометра равно нулю, шумовое напряжение опорного источника является мерой шумового напряжения термодатчика и не зависит от коэффициентов усиления и полосы пропускания аппаратуры шумового термометра. В результате шкала абсолютных температур становится связанной со шкалой насыщенного диода

$$T = \frac{R_a^2}{2Rk} \frac{e}{k} I_a. \quad (10)$$

В дальнейшем были развиты цифровые шумовые термометры противопоставления, в которых использовалось нормальное распределение амплитуд теплового и дробового шумов [8, 9].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для измерения теплофизических характеристик широко используются модуляционные методы измерения [5]. В этих измерениях образцами служат тонкие проволоочные образцы. Основной трудностью таких измерений является определение температуры, поскольку коэффициент черноты проволоки и её температурный коэффициент сопротивления не известны. Вероятно, единственным объективным методом измерения температуры таких образцов является метод шумовой термометрии. Однако для обоснования возможности его применения необходимо исследовать влияние контактных шумов на результат измерения. Вольфрамовая проволока находилась в вакуумном баллоне с толстыми (0,5 мм) коваровыми вводами. Если контакты проволоки с вводами выполнялись прижимными, то наблюдались избыточные шумы, токовая зависимость спектральной плотности которых приведена на рисунке 2. Как видно из рисунка, при прижимных контактах наблюдается избыточный шум, спектральная плотность которого пропорциональна квадрату тока через образец. Частотная зависимость спектральной плотности избыточного шума

близка к зависимости типа $1/f^{-\alpha}$, где $\alpha \approx 1,1-1,3$. Аналогичная картина наблюдается при использовании паяных контактов и контактов с использованием галлиево – индиевой пасты, $\alpha \approx 1,1-1,5$. Контактные шумы отсутствуют при сварных контактах тонкого проволоочного образца с толстыми электродами.

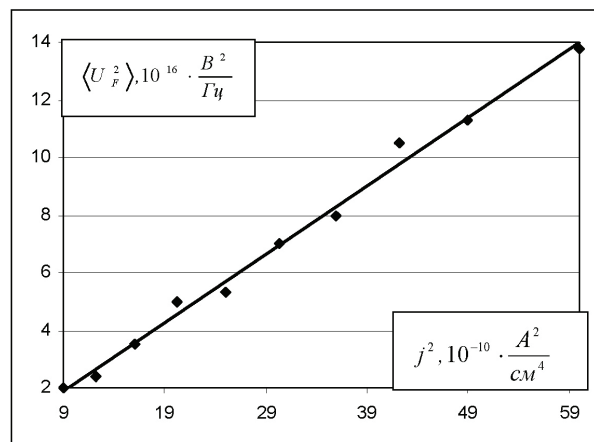


Рис. 2. Токовая зависимость избыточного шума при прижимных контактах.

Флуктуационно-диссипационная теорема получена для условия термодинамического равновесия исследуемой системы. При измерении шумовой температуры система не находится в термодинамическом равновесии, поскольку по тонкой проволоке протекает электрический ток. Можно предполагать, что отклонение от условий равновесия мало, поскольку скорость направленного движения электронов много меньше их тепловых скоростей. Поэтому следует ожидать малого влияния факта протекания тока на результат измерения температуры. Рисунок 3 показывает, что до плотностей тока порядка 10^6 А/см² влиянием отклонений от равновесия, связанного с протекания тока по образцу, можно пренебречь, поскольку наши данные по измерению электросопротивления вольфрама и его температурного коэффициента сопротивления совпадают с общепринятыми литературными данными.

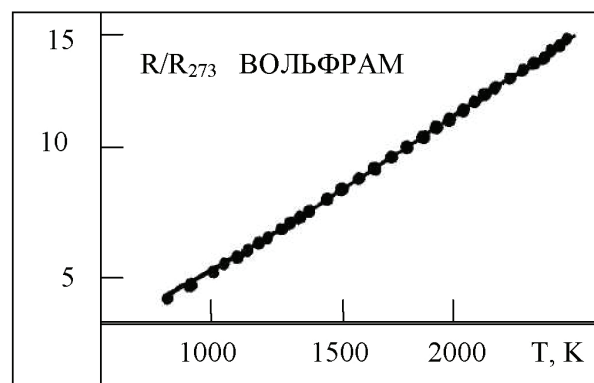


Рис. 3. Электросопротивление вольфрама, сплошная кривая – работа [11]

Учитывая это, применение шумовой термометрии как метода измерения абсолютной температуры проволоочных образцов во время их нагрева током до высоких температур можно считать обоснованным. При этом абсолютная

температура определяется по шкале насыщенного шумового диода.

На рис. 4 представлен результат измерения производной электросопротивления вольфрама и сплава ВР-20. В этих измерениях шумовым термометром измерялась не только температура, но и её колебания. Как видно из рисунка, наши данные совпадают с литературными данными для вольфрама в среднем температурном диапазоне. При низких температурах сказывается влияние теплоотдачи к контактам, а при высоких температурах сопротивление возрастает из-за влияния вакансий.

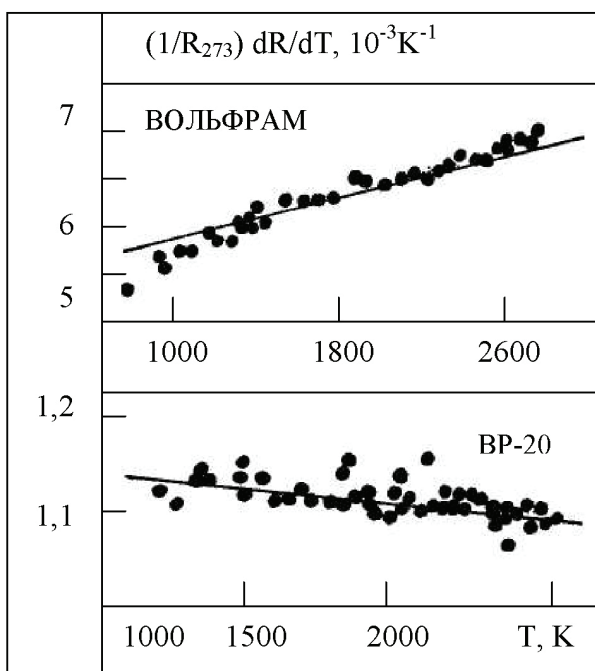


Рис. 4. Температурный коэффициент сопротивления вольфрама (сплошная линия – работа [12]) и сплава ВР-20. Экспериментальные точки – измерение шумовым термометром противопоставления.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Благодаря разработанному методу противопоставления абсолютная шкала термодинамических температур может быть реализована через шкалу насыщенного шумового диода. На базе этого создан вторичный абсолютный шумовой термометр, который может использоваться при измерении теплофизических характеристик на тонких проводочных образцах металлов и сплавов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Callen H.B., Welton T.A. Irreversibility and Generalized Noise // Phys.Rev. – 1951. V.83. N1. – P. 34 – 39.
2. Trigger S.A., van Heijst G.J. F., Rukhadze A. A., Schram P. P. J. M. Remarks on the Nyquist and Callen-Welton theorems // Physica A – Statistical Mechanics and Its Applications. – 2007. V. 374. Issue 1. – P. 77–84.
3. Рытов С.М. Введение в статистическую радиотехнику. Ч. 1. Случайные процессы. – М.: Наука. 1976. – 494с.
4. Коган Ш. М. Новые экспериментальные исследования механизма шума $1/f$ // Успехи физ. Наук – 1977. Т.123. Вып. 1. – С. 131 – 136.
5. Kraftmakher Y. Modulation calorimetry and related techniques // Physics Reports. – 2002. P. 1 – 117.
6. Labenski J. R., Tew W.L., Nam S.W., Benz Samuel P., Dresselhaus P. D., Burroughs C.J. Resistance-based scaling of noise temperatures from 1 kHz to 1 MHz // IEEE Trans. Instrum. and Meas. – 2007. V. 56. N 2. – P. 481–485.
7. Крафтмахер Я.А., Черевко А.Г. Устройство для измерения электрических сигналов // А.с. 298899. – 1971.
8. Черевко А.Г. Белкин Н.И., Чирков В.Д. Импульсный шумовой термометр // А.с. 1078261. – 1983.
9. Черевко А.Г. Белкин Н.И. и др. Импульсный термошумовой термометр // А.с. 1167450. – 1985.
10. Боровик-Романов А.С., Стрелков П.Г. Газовый термометр нового типа и определение температуры кипения водорода // ДАН СССР – 1952. Т. 83. № 1. – С.59 – 61.
11. Taylor R.E. Thermophysical properties of arc-cast tungsten using the TPRC multi-property apparatus (direct heating method) // High Temp. – High Press., 1972. V. 4. N. 1. P. 59 – 66.

Черевко Александр Григорьевич

к.ф.-м.н., доцент кафедры физики, СибГУТИ
(630102, Новосибирск, ул. Кирова, 86)
тел. (383) 330-51-21, e-mail: cherevko@mail.ru