

Использование термоэлектрического эффекта Зеебека для измерения температуры

*Автор: Улановский А.А.
«Обнинская термоэлектрическая компания»,
г.Обнинск, Калужской области, Россия*

В 1821 году немецкий ученый Т.Й. Зеебек (1770-1831) обнаружил, что если спаи двух разнородных металлов, образующих замкнутую электрическую цепь, имеют неодинаковую температуру ($T_1 > T_2$), то в цепи протекает электрический ток (рис.1а). Изменение знака у разности температур спаев ($T_1 < T_2$) сопровождается изменением направления тока.

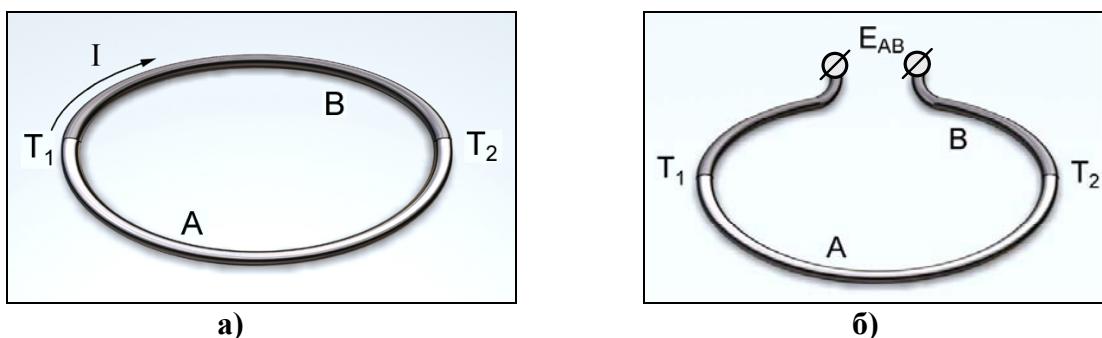


Рис.1. Идеальная термопара

При разрыве одного из проводников на концах цепи возникает разность потенциалов, получившая название термоэлектродвижущей силы (термоЭДС) пары АВ и обозначаемая E_{AB} (рис.1б). Величину термо-ЭДС можно представить в виде :

$$E_{AB} = \int_{T_1}^{T_2} S_A dT - \int_{T_1}^{T_2} S_B dT = \int_{T_1}^{T_2} S_{AB} dT$$

S_A и S_B – представляют собой коэффициенты термоЭДС материала А и материала В, равные разности потенциалов, возникающей на концах проводника А и проводника В при их размещении в температурном поле с градиентом температуры, равным единице (при разности температур на концах проводника в один градус). Коэффициент термоЭДС является характеристикой конкретного материала наряду с удельным сопротивлением или коэффициентом теплопроводности и зависит от температуры, состава и состояния материала.

Коэффициент термоЭДС пары проводников АВ S_{AB} , представляет собой разность коэффициентов термоЭДС материала А и материала В :

$$S_{AB} = S_A - S_B.$$

Величину S_{AB} , характеризующую скорость изменения E_{AB} в зависимости от температуры, называют также дифференциальной термоЭДС, коэффициентом Зеебека или чувствительностью термопары. Для большинства пар металлов S_{AB} имеет порядок $10^{-5} - 10^{-4}$ В/К .

Устройство, использующее эффект Зеебека для измерения температуры, принято именовать термопарой. Конструктивно термопара представляет собой два проводника из разнородных металлических проводников, соединенных между собой на одном (рабочем) конце, другие два (свободные) конца проводников подключаются к измерительному

прибору, причем температура свободных концов поддерживается постоянной и должна быть известна (рис. 2а).

Нередко в технической литературе и в практической термометрии бытует ошибочное мнение о том, что термоЭДС возникает в области спаия двух проводников. Однако появление термоЭДС обусловлено физическими процессами в однородном проводнике при наличии градиента температуры. Упрощенно, возникновение термоЭДС в металлах и сплавах можно объяснить на основе теории электронного газа П.Друде (1900 г.), где распределение электронов по скоростям внутри проводника описывается статистикой Максвелла-Больцмана. Металл рассматривается [1, с.317-328] как решетка атомов, на внешних орбиталях которых находятся валентные электроны, слабо связанные электромагнитными силами с ядром атома. Валентные электроны можно считать свободными частицами, т.к. они легко могут переходить от одного атома к другому. В металлах эти электроны называют еще электронами проводимости. Система свободных электронов подчиняется определенным статистическим закономерностям и находится в равновесии при отсутствии внешних воздействий. Средняя скорость электронов равновесной системы равна нулю, хотя каждый из электронов обладает конечной энергией и скоростью, пропорциональной локальной температуре металла.

При изменении температуры вдоль проводника система электронов отклоняется от равновесного состояния. Электроны в области горячего конца проводника приобретают более высокие кинетические энергии и скорости, а их средняя скорость становится отличной от нуля и направлена в сторону области с более низкой температурой. Поскольку электроны являются носителями заряда, наличие такой скорости приведет к возникновению электрического тока. Но электрическая цепь разомкнута, и поэтому электрический ток существует лишь до тех пор, пока в более холодной области не накопится заряд (т.е. на концах проводника будут разные количества электронов), достаточный для создания замедляющего электрического поля. Это поле противодействует дальнейшему накоплению заряда и в точности компенсирует влияние градиента температуры на среднюю скорость электронов. Когда достигается новое равновесное состояние, электрический ток прекращается, средняя скорость электронов снова равна нулю.

Таким образом, при наличии градиента температуры в длинном и тонком проводнике возникает электрическое поле, направленное навстречу градиенту температуры. А в замкнутой цепи, составленной из двух разнородных проводников, будет течь электрический ток. Различие в числе электронов на концах проводника и ток замкнутой цепи существуют до тех пор, пока есть градиент температуры. Соответственно, градиент потенциала электрического поля, собственно и являющийся термоэлектродвижущей силой, не может возникнуть без температурного градиента. Авторы [2, с.16][3, с.269] считают этот механизм основной причиной возникновения термо-ЭДС и называют его **диффузионной составляющей термо-ЭДС**. Она доминирует в чистых металлах при температурах выше температуры Дебая (характеристическая температура, при которой для данного вещества становятся существенными квантовые эффекты) и является основным механизмом возникновения термо-ЭДС во всем температурном диапазоне применения для сплавов с содержанием легирующих элементов в несколько процентов.

Такой подход согласуется с современными представлениями физики твердого тела [4, с.257-260], термо- и электродинамики сплошных сред [5, с.97; 147-148], и лежит в основе многих работ по термоэлектрической термометрии [2, 3, 6, 7, 8, 9, 10].

Для чистых металлов при низких (<273К) температурах существенна и **вторая составляющая возникновения термоЭДС - фононная**. Вблизи конца проводника с

большой температурой увеличивается энергия тепловых колебаний атомов, что приводит к распространению колебаний в сторону холодного конца. Фононы - кванты энергии колебаний кристаллической решетки, сталкиваясь с электронами, передают им часть своей энергии и как бы увлекают их за собой, создавая направленное движение носителей тока от более нагретого конца проводника к более холодному. Величина фононной составляющей термо-ЭДС сначала растет при увеличении температуры вследствие роста равновесной концентрации фононов, а затем уменьшается из-за увеличения числа фонон-фононовых столкновений. Максимальный вклад фононной составляющей в величину результирующей термо-ЭДС приходится у металлов на область температур от $0,1T_d$ до $0,2T_d$, где T_d – температура Дебая. Необходимо отметить, что уже при температурах близких к 0°C фононная составляющая термо-ЭДС в металлах близка к нулю.

Некоторые авторы выделяют еще одну составляющую термо-ЭДС термопары, обусловленную контактной разностью потенциалов. Контактная разность потенциалов возникает при соприкосновении двух разнородных металлов вследствие перехода электронов из одного металла в другой. Условием равновесия между соприкасающимися металлами является равенство полных энергий, соответствующих уровням энергии Ферми в металлах. Величина энергии Ферми – это минимальная энергия электронов, при которой все разрешенные энергетические уровни в атоме конкретного металла заполнены электронами. Энергия Ферми, теоретически, зависит от температуры. Поэтому скачок потенциала при переходе из одного металла в другой для спаев, находящихся при разных температурах, неодинаков, и сумма скачков потенциала отлична от нуля, чем и объясняют возникновение термо-ЭДС. Одни авторы считают эту составляющую значимой [11, с.216-218], однако не приводят количественных значений, т.к. расчет уровней Ферми очень сложен. Другие авторы [12, с.69] считают ее основной причиной возникновения термо-ЭДС. При этом сторонники такого подхода сами отмечают слабую зависимость энергии Ферми от температуры, которая заметно проявляется на уровне 10^4 К. Следует также отметить, что в физике твердого тела контактную разность потенциалов относят к поверхностным эффектам в металлах [4, с359-362] и не связывают ее с механизмом возникновения термо-ЭДС.

Природу возникновения термо-ЭДС в термопаре наглядно может проиллюстрировать простой эксперимент. Возьмем термопару, подвергшуюся на участке вблизи рабочего спая длительному воздействию высоких температур в печи и имеющую заметное отклонение величины термо-ЭДС от исходных значений при рабочей температуре. Увеличим глубину погружения термопары в печь так, чтобы рабочий спай, участок, подвергавшийся воздействию высоких температур, и участок, на котором был основной градиент температуры при эксплуатации, - оказались в пределах зоны постоянной температуры в печи. В этом случае в зону градиента температуры (футеровка печи) попадает «свежий» участок термопары, не подвергавшийся воздействию температуры. Величина термо-ЭДС термопары при рабочей температуре печи станет равна своим исходным значениям, имевшимся в начале периода эксплуатации. Если бы источником термо-ЭДС являлся горячий спай, то эти манипуляции не имели бы никакого эффекта. Этот эксперимент подтверждает тезис известного специалиста в области термометрии Терри Куина о том, что «...во всяком хорошем устройстве для измерения температуры термопарой, где соединение двух электродов находится в области постоянной температуры, роль спая состоит лишь в создании электрического контакта. Каким образом он выполнен и имеется ли диффузия одного сплава в другой в области спая, не имеет значения для величины термо-ЭДС, развивающейся в области температурного градиента» [3, с.273].

Отсутствие однозначности в теории возникновения термо-ЭДС обусловлено чрезвычайной сложностью механизмов процесса. Термо-ЭДС реального металла зависит от распределения электронов по скоростям (энергиям), связанного с температурой и энергией Ферми, строения решетки металла, интенсивности ее колебаний, механизмов рассеяния носителей тока на реальной решетке, примесных атомах, фононах, и между собой. Сегодняшних знаний о наличии и взаимодействии всех причин возникновения термоЭДС недостаточно для её точного вычисления. Сложность связей приводит к тому, что величины коэффициентов термоЭДС различных металлов и сплавов значительно отличаются друг от друга и от теоретически предсказанных значений. Но именно это различие в коэффициентах термо-ЭДС было открыто Зеебеком и используется для измерения температуры с помощью термопары.

Недостаточное знание о внутреннем механизме явления не мешает его правильному практическому использованию, что подтверждается экспериментальными законами термоэлектрических цепей. Понимание физической основы генерирования термоЭДС в проводниках делает очевидными **три основных правила (закона) обращения с термоэлектрическими цепями.**

Правило Магнуса (закон однородной цепи). Электрический ток не может возникнуть в замкнутой цепи за счет перепадов температур если цепь состоит из одного изотропного проводника :

$$E_{AA}(T_1; T_2) = 0$$

Следствием этого является то, что термоЭДС в цепи, образованной парой разнородных изотропных проводников зависит только от температуры спаев и не зависит от распределения температуры по длине проводников. Законом однородной цепи обусловлено применение наиболее распространенной схемы подключения термопары, когда один из спаев (свободные концы) поддерживаются при постоянной температуре, а рабочий спай находится при измеряемой (рис.2а-1). При этом величина термоЭДС является функцией только измеряемой температуры.

Правило промежуточных металлов (закон аддитивности показаний по материалам). Алгебраическая сумма термоЭДС в цепи, состоящей из любого числа различных проводников, равна нулю, если вся цепь находится при одной температуре:

$$E_{AC}(T_1, T_1) = E_{AB}(T_1, T_1) + E_{BC}(T_1, T_1) = 0$$

Из закона следует важное практическое свойство термопар : введение в цепь, состоящую из двух разнородных проводников А и В , спаи которых находятся при температурах T_1 и , третьего проводника С, имеющего постоянную температуру по всей своей длине (например, T_1 или T_2), не изменит термо-ЭДС $E_{AB}(T_1, T_2)$. Это свойство позволяет включать в цепь измерительный прибор и служит основанием для использования так называемых удлиняющих (например, медных) проводов (рис.2а-2).

Правило последовательных температур (закон аддитивности показаний по температуре). Термо-ЭДС цепи, состоящей из двух проводников А и В, спаи которых находятся при температурах T_1 и T_N , а на протяжении проводников имеется возрастающая последовательность температур изотермических участков $T_1 > T_2 > \dots > T_N$ равна алгебраической сумме термоЭДС развиваемой между этими участками : $E_{AB}(T_1, T_N) = E_{AB}(T_1, T_2) + E_{AB}(T_2, T_3) + \dots + E_{AB}(T_{N-1}, T_N)$.

Математически зависимость термо-ЭДС от температуры, представляемая в интегральном виде как: $E_{AB}(T) = \int_{T_1}^{T_2} S_{AB}(T) \cdot dT$, в свою очередь, может быть

представлена в виде зависимости $E_{AB}(X) = \int_{X_1(T_1)}^{X_2(T_2)} S_{AB} \frac{dT}{dx} dx$, из которой видно, что термо-

ЭДС по длине термоэлектродов ($X_2 - X_1$) генерируется на каждом участке термоэлектродов dx и ее величина пропорциональна градиенту температуры на данном участке.

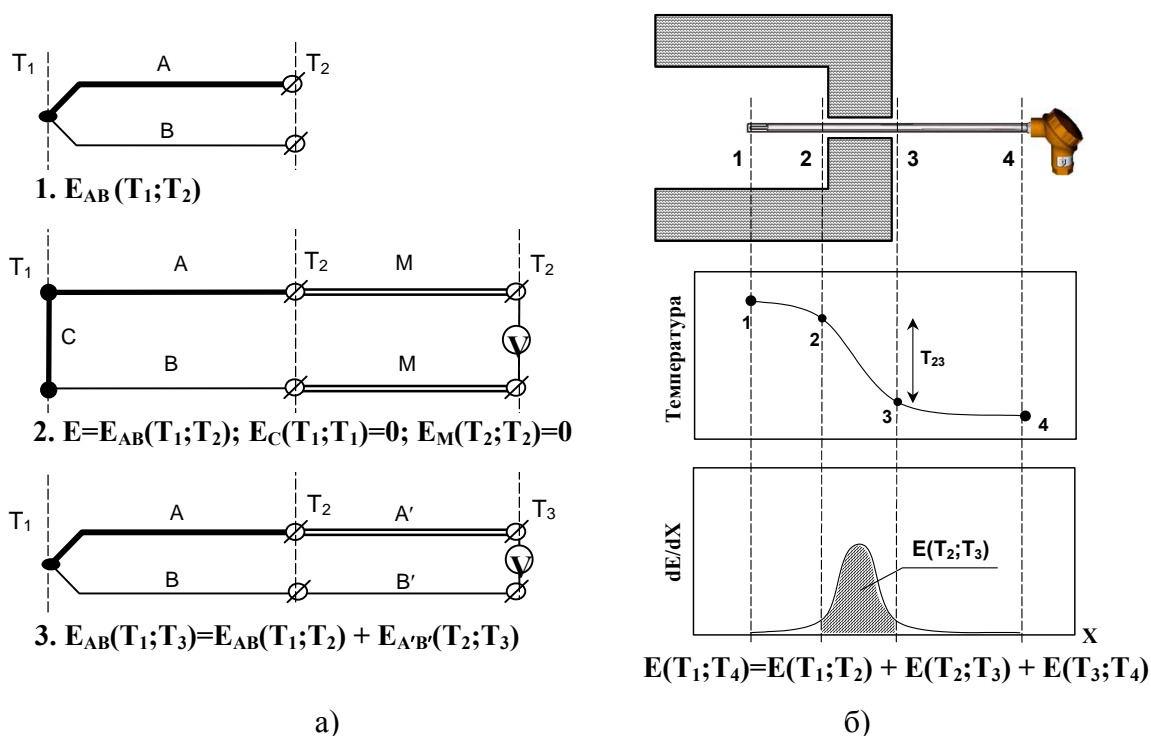


Рис.2. Термоэлектрические цепи

- а) схемы включения термопар в измерительную цепь;
 б) профиль распределения температуры и электрического потенциала по длине термопары, зона градиента температуры на участке “2-3” – основной источник термо-ЭДС термопары.

Приведенная формула иллюстрирует правило последовательных температур и подтверждает, что основной вклад в величину термо-ЭДС дают участки термоэлектродов, где происходит наибольшее изменение температуры, а термо-ЭДС термопары генерируется по длине термоэлектродов, в основном, в области максимального температурного градиента (рис. 2б). Используя данное правило, можно вносить поправки на температуру свободных концов и применять компенсационные провода (свои для каждого типа термопары, рис.2а-3). Также можно использовать термопару с неоднородными участками электродов, помещая их в зону незначительного градиента температур, например, увеличивать глубину погружения термопары в печь.

Следование вышеперечисленным правилам и понимание природы возникновения термоЭДС позволяют избежать многих, к сожалению, до сих пор достаточно широко распространенных, методических ошибок как при измерении температуры с помощью термопар, так и при проверке самих термопар на соответствие номинальным характеристикам.

Список использованной литературы:

1. М.Борн. Атомная физика. Москва, Мир, 1965.
2. И.Л.Рогельберг, В.М.Бейлин. Сплавы для термопар. Справочник, М., Metallurgia, 1983.
3. Т.Куин. Температура. Москва, Мир, 1985.
4. Н.Ашкрофт, Н.Мермин. Физика твердого тела. т.1, М., Мир, 1979.
5. В.В.Толмачев, А.М.Головин, В.С.Потапов. Термодинамика и электродинамика сплошной среды. Изд-во МГУ, 1988.
6. R.P.Reed. Thermoelectric thermometry. A functional model. *In:* Proceedings «Temperature, its measurement and control in science and industry», v.5, part 2, 1982, pp.915-922.
7. О.А.Герашенко, А.Н.Гордов, А.К.Еремина, В.И.Лях, Я.Т.Луцик и др. Температурные измерения. Справочник, Киев, Наукова Думка, 1989.
8. D.D.Pollock. Thermocouples. Theory and Properties. CRC Press, Boca Raton Fl, USA, 1991.
9. R.P.Reed. Absolute Seebeck thermoelectric characteristics – principles, significance, and applications. *In:* Proceedings «Temperature, its measurement and control in science and industry», v.6, part 1, 1992, p.503-508.
10. R.E.Bentley. Thermocouples in temperature measurement. CSIRO Australia, Sydney, 2002.
11. И.В.Савельев. Курс общей физики, т.3, Москва, Наука, 1979, с.213.
12. А.Н.Гордов, О.М.Жагулло, А.Г.Иванова. Основы температурных измерений. М., Энергоатомиздат, 1992.