

нием развития газоанализаторов, т. к. позволяет получать высокую чувствительность, быстрое восстановление и селективность измерений в условиях экстремальных параметров окружающей среды.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Pat. 45-38200 Japan. SnO₂ gas sensor / Taguchi.— 1962.
2. Butta N., Cinquegrani L., Migno E. et al. A family of tin-oxide-based sensors with improved selectivity to methane // Sensors and Actuators B.— 1992.— Vol. 6.— P. 253—256.
3. Рембеза С. И. Нужен ли человечеству искусственный нос? // Природа.— 2005.— № 2.— С. 5—12.
4. Лучинин В. В., Таиров Ю. М. Карбид кремния — перспективный материал электронной техники // Изв. вузов. Электроника.— 1997.— № 1.— С. 10—37.

5. Лучинин В. В., Мальцев П. П., Маляков Е. П. Широкозонные материалы — основа экстремальной электроники будущего // Микроэлектроника.— 1999.— Т. 28, № 1.— С. 21—29.
6. Лебедев А. А., Челноков В. Е. Широкозонные полупроводники для силовой электроники // Физика и техника полупроводников.— 1999.— Т. 33, вып. 9.— С. 1096—1099.
7. Сеченов Д. А., Агеев О. А., Светличный А. М. и др. Газочувствительные датчики на основе карбида кремния.— Баку: Мутарджим, 2004.
8. Shields V. B., Ryan M. A., Williams R. M. A variable potential porous silicon carbide hydrocarbon gas sensor // Inst. Phys. Conf. Ser.— 1996.— N 142.— P. 1067—1070.
9. Connolly E. J., Timmer B., Pham H. T. M. et al. A new ammonia sensor // Eurosensors XVIII.— Rome.— 2004.— P. 672—674.
10. Pat. 5698771 US. Varying potential silicon carbide gas sensor / V. B. Shields.— 1997.

Г. Я. КАРАПЕТЬЯН, В. Ф. КАТАЕВ

Россия, г. Волгодонск, Институт термоэлектричества
E-mail: kvf@volgodonsk.ru

Дата поступления в редакцию
19.12 2005 г.

Оппонент д. т. н. А. А. АЩЕУЛОВ
(Ин-т термоэлектричества, г. Черновцы)

ИЗМЕРЕНИЕ ВЛИЯНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТЕРМО-ЭДС В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ БЕЗ СОЗДАНИЯ ГРАДИЕНТА ТЕМПЕРАТУР

Разработана и изготовлена установка для измерения изменения термо-эдс от величины магнитного поля.

Для измерения термо-эдс и его изменений необходимо создавать градиент температур, что не всегда удобно, особенно если исследуемые образцы представляют собой тонкие пленки или пластины. В этом случае создать перепад температур даже в 1 градус чрезвычайно сложно, т. к. градиент температур получается очень большой из-за тонкости образца. Поэтому реальный перепад температур составляет доли градуса, что делает сложным измерения перепада температур и сильно сказывается на точности измерений. То есть измерение термо-эдс без создания градиента температур представляет собой актуальную задачу.

Рассмотрим заряд термоэлектрического конденсатора, который представляет собой систему "металл—полупроводник—диэлектрик—металл", от постоянно-го источника напряжения через сопротивление R .

Уравнение, описывающее этот процесс, имеет вид

$$RC \frac{du}{dt} + u_{C_1} + u_{C_2} + u_{C_3} = U_k + U_0, \quad (1)$$

где $C = \frac{C_1 C_2 C_3}{C_1 C_2 + C_1 C_3 + C_2 C_3}$;

C_1 — емкость межэлектродного пространства, где находится диэлектрик;

C_2, C_3 — емкость соответственно между металлом и диэлектриком, полупроводником и диэлектриком, образованная за счет того, что электрическое поле проникает и в металл, и в полупроводник; в металле поле проникает на расстояние меньше межатомного, и им можно пренебречь;

u_i — изменение потенциала на C_i ;

$$u_{C_1} = \phi_1' - \phi_0', u_{C_2} = \phi_0' - \phi_0, u_{C_3} = \phi_1 - \phi_1';$$

ϕ_1 — потенциал металла;

ϕ_1' — потенциал металла в области проникновения поля в металл;

ϕ_0 — потенциал полупроводника;

ϕ_0' — потенциал полупроводника в области проникновения поля в полупроводник;

U_k — контактная разность потенциалов между металлом и полупроводником;

U_0 — напряжение, приложенное к конденсатору при его зарядке.

Если используется достаточно низкоомный проводник (с проводимостью более $0,1 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$), то глубина проникновения электрического поля вглубь полупроводника не превышает сотых долей микрометра, а толщина диэлектрической пленки выбирается в пределах нескольких микрометров, поэтому $C_1 \ll C_2$ и $C_1 \ll C_3$. По этой же причине $u_{C_1} \gg u_{C_2}$, $u_{C_1} \gg u_{C_3}$.

Тогда, обозначая $u_{C_1} \approx u$ и $C = \frac{C_1 C_2 C_3}{C_1 C_2 + C_1 C_3 + C_2 C_3} \approx C_1$,

можно записать для напряжения на конденсаторе:

$$RC \frac{du}{dt} + u = U_k + U_0. \quad (2)$$

Решение уравнения (2) имеет вид

$$u(t) = A \exp(-t/RC) + U_k + U_0. \quad (3)$$

В начальный момент времени конденсатор не заряжен, поэтому $u_{0C_1} = 0$, $u_{0C_3} + u_{0C_2} = U_k$, и $u(0) = U_k$, поскольку $u = u_{C_1} + u_{C_2} + u_{C_3}$. Тогда

$$A + U_k + U_0 = U_k, \quad A = -U_0$$

и

$$u(t) = U_0 (1 - \exp(-t/RC)) + U_k. \quad (4)$$

Ток через конденсатор $i = \frac{U_0}{R} \exp(-t/RC)$, а энергия заряженного конденсатора

$$W_C = \int_0^{\infty} u di = \int_0^{\infty} U_0 (1 - \exp(-t/RC)) \frac{U_0}{R} \exp(-t/RC) dt + \int_0^{\infty} \frac{U_k U_0}{R} \exp(-t/RC) dt = \frac{CU_0^2}{2} + CU_k U_0 = \frac{U_0^2 + 2U_0 U_k}{2} C, \quad (5)$$

где $\frac{CU_0^2}{2}$ — энергия, полученная конденсатором от источника напряжения;

$CU_k U_0$ — энергия, поглощенная из окружающей среды.

Направление тока заряда выбрано таким образом, что в контакте "металл—полупроводник" электроны переходят из металла в полупроводник. При направлении тока, когда электроны переходят из металла в полупроводник, им приходится преодолевать потенциальный барьер, равный разности энергий между уровнем Ферми и дном зоны проводимости. Это могут сделать только «быстрые» электроны. Поэтому в контакте с избытком остаются «холодные» электроны, и он охлаждается. Когда ток идет в противоположном направлении, электроны переходят из полупроводника в металл. Так как энергия электронов в полупроводнике больше, чем в металле, то они при переходе отдают часть своей энергии кристаллической решетке, и переход нагревается (эффект Пельтье), а коэффициент Пельтье Π равен контактной разности потенциалов [1] ($\Pi = U_k$).

Энергия, выделившаяся на резисторе,

$$W_R = \int_0^{\infty} i^2 R dt = \frac{CU_0^2}{2}. \quad (6)$$

В [2—5] показано, что внешние поля (магнитное, электромагнитное излучение, поле механических деформаций) могут изменить термо-эдс. Поэтому $U_{kA} = U_k + \Delta U_k(A)$, где A — основной параметр внешнего поля (для магнитного поля — это индукция магнитного поля B , для электромагнитного излучения — интенсивность излучения на частоте максимального поглощения I , для деформаций — относительная деформация S).

Например, магнитное поле изменяет соотношение быстрых и медленных электронов в токе за счет того, что быстрые электроны рассеиваются на тепловых колебаниях кристаллической решетки меньше, чем медленные электроны, т. е. в зависимости от величины магнитного поля количество быстрых электронов в токе увеличивается, что приводит к увеличению коэффициента Пельтье —

$$\Pi = \alpha T = U_k,$$

а следовательно и термо-эдс:

$$\alpha = \alpha_0 [1 + c_{\alpha} (\eta_H B)^2],$$

где α_0 — термо-эдс в отсутствие магнитного поля;

c_{α} — коэффициент, зависящий от характера рассеяния электронов (при рассеянии на тепловых фонах $c_{\alpha} \approx 0,154$);

η_H — холловская подвижность электронов в полупроводнике.

Так как время рассеяния электронов на тепловых фонах имеет порядок величины 10^{-11} с [5], то при

каждом изменении магнитного поля новое равновесное распределение электронов установится также за это время. Это означает, что изменение α и U_k будет происходить с запаздыванием 10^{-11} с, поэтому этим запаздыванием можно пренебречь, если постоянная времени при зарядке конденсатора $RC \gg 10^{-11}$ с.

Если термоэлектрический конденсатор при зарядке поместить во внешнее поле, то в этом случае

$$W_C = \frac{U_0^2 + 2U_{kA} U_0}{2} C. \quad (7)$$

При выносе заряженного конденсатора из внешнего поля ($A=0$) его энергия не изменится, т. к. внешние поля не электрического происхождения не могут изменить заряд на конденсаторе, когда он разомкнут, а емкость, как предполагается, не изменяется под действием внешних полей. Например, магнитное поле не может совершить работу по зарядке конденсатора, потому что изменяющееся во времени магнитное поле (при его выключении) порождает вихревое электрическое поле, которое, в свою очередь, порождает вихревые токи только в электродах конденсатора, не изменяя их заряда. Следовательно, при отсутствии внешнего поля ($B=0$) энергия конденсатора $W_{CA=0} = W_{CA \neq 0}$, т. е.

$$C \frac{U^2 + 2U_k U}{2} = C \frac{U_0^2 + 2U_0 U_{kA}}{2}, \quad (8)$$

где U — напряжение на металлических электродах термоэлектрического конденсатора:

$$U = -U_k + \sqrt{U_k^2 + U_0^2 + 2U_0 U_{kA}}. \quad (9)$$

Нетрудно видеть, что при $U_0=0$ $U=0$, а при $U_0 \gg U_{kA}$, U_k $U \approx U_0 + \Delta U$, $\Delta U = U_{kA} - U_k$.

Таким образом, измеряя напряжение на конденсаторе во внешнем поле и в отсутствие его, можно определить величину ΔU , т. е. изменение коэффициента Пельтье под действием внешнего поля. Зная температуру, можно определить удельную термо-эдс.

Нами была разработана и изготовлена установка для измерения изменения термо-эдс от величины магнитного поля. Было установлено, что при комнатной температуре в кристаллах антимонида индия термо-эдс и коэффициент Пельтье в поперечном магнитном поле с индукцией 0,2 Т изменяются не менее чем на 5%.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Карапетьян Г. Я., Катаев В. Ф., Ратушный В. И., Сысоев И. А. Влияние магнитного поля на величину термо э.д.с. в полупроводниках // Тр. междунар. науч.-техн. конф. «Машиностроение и техносфера на рубеже XXI века»: Севастополь.— 2000.— С. 34—35.
2. Юри Р. В. Теория материалов для термоэлектрических и термомагнитных приборов // ТИИЭР.— 1963.— Т. 51, № 5.— С. 702—717.
3. Гаджилаев М. М. Термоэдс InSb в поперечном квантовом магнитном поле // Изв. вузов. Физика.— 1993.— № 3.— С. 395—397.
4. Гаджилаев М. М. Термоэдс n-InSb в поперечном магнитном поле и при большом градиенте температуры // ФТП.— 2000.— Т. 34, вып. 5.— С. 215—218.
5. Уэлдок. Термофотоэлектрическое преобразование энергии // ТИИЭР.— 1967.— Т. 51, № 4.— С. 697—702.