

УДК615. 4786/7: 615.849.19

**ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК,  
ПРИМЕНЯЕМЫХ В МЕДИЦИНСКОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ**

**Кузнецов Б. К., Федосенко Т. Н., Сергиенко М. И., Федосенко Н. Н.**

**Учреждение образования**

**«Гомельский государственный медицинский университет» Учреждение  
образования**

**«Гомельский университет имени Франциска Скорины»**

**г. Гомель, Республика Беларусь**

***Введение***

В соответствии с современной квантовой теорией электрическая проводимость в металлах обусловлена электронами. Электрическое сопротивление металлов возникает в результате рассеяния электронов решеткой металла. Обладающие волновыми свойствами электроны проходят через совершенную решетку без рассеяния (без затухания), поэтому удельное сопротивление  $\rho$  является мерой совершенства структуры кристаллической решетки. В действительности, совершенных решеток не существует. Имеющие место нарушения химического состава (наличие атомов примеси), а также структурные дефекты (вакансии, атомы внедрения, дислокации и т. д.) служат источниками рассеяния электронов. Следовательно, удельное сопротивление повышается с ростом концентрации дефектов. Типичными величинами за счет вакансий и внедрений являются  $\sim 10^{-6}$  Ом  $\times$  см на 1 атомный процент дефектов, а за счет дислокаций —  $2 \times 10^{-19}$  Омсм на одну дислокацию на см<sup>2</sup>. Установлено, что удельное сопротивление пленок особенно чувствительно к наличию дефектов, к примеру, в пленках имеет место 10/100 краткое увеличение удельного сопротивления на один атомный процент примеси по сравнению с массивным материалом.

Решетка, которая не имеет структурных дефектов, также не может считаться абсолютно совершенной при любой температуре, так как ее атомы совершают колебательное движение около своих положений равновесия; иначе говоря, в кристалле при любой  $T \neq 0$  К существуют фононы, являющиеся источником рассеяния электронов. Минимальная длина волны фонона имеет порядок межатомного расстояния. Соответствующая ей частота  $\nu_{\max}$  определяет дебаевскую температуру кристалла (формула 1):

$$\theta = \frac{h \nu_{\max}}{k} \quad (1)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана.

Установлено, что  $\rho \propto T$  при  $T \gg \theta$  и  $\rho \propto T^{-5}$  при  $T \ll \theta$ .

Так как дебаевская температура  $\theta$  для многих металлов не превышает комнатную температуру, то можно считать, что в обычных условиях (без охлаждения) удельное сопротивление металлов пропорционально температуре.

Анализ природы электрического сопротивления в металлах привел к открытию правила (правило Маттисена), в соответствии с которым удельное сопротивление образца представляет собой сумму удельных сопротивлений, обусловленных фононами  $\rho_T$  и дефектами  $\rho_d$ , т. е. (формула 2):

$$\rho = \rho_T + \rho_g \quad (2)$$

После ввода температурного коэффициента сопротивления

$$\alpha = \frac{d\rho}{\rho dT} \quad \alpha = \frac{d\rho_T}{\rho dT} \quad \text{(формула 3): } \alpha_\rho = \frac{d\rho_T}{\rho dT} = const$$

с учетом (1) получим или

$$\quad \quad \quad (3)$$

Так как в обычных условиях  $\rho \sim T$ . Запись правила Маттисена показывает, что с увеличением  $\rho$  данного материала его  $\alpha$  падает. Его удобно использовать для определения удельного сопротивления пленок, когда удобнее и легче измерить  $\alpha$ .

Для характеристики электрических свойств пленок введено специфическое понятие — опротивление слоя  $R_s$ . Пусть толщина пленки —  $d$ , а ширина и длина измеряемого участка —  $b$  и  $l$ , соответственно. Тогда электрическое сопротивление этого участка выразится (формула 4):

$$R = \frac{\rho \cdot l}{d \cdot b}$$

$$R = \frac{\rho}{d} = R_s \quad (3)$$

Если выбрать  $l = b$ , то  $d$  — сопротивление слоя, измеряемое в Ом (Ом на квадрат). Для измерения  $R_s$  разработаны специальные методы, о которых будет сказано ниже. Измерив  $R_s$  и  $d$ , легко определить удельное сопротивление пленки (формула 4)

На удельное сопротивление пленки влияет ее толщина. Дело в том, что незеркальные отражения электронов от поверхностей пленки также являются источником их рассеяния. По мере уменьшения толщины пленки число соударений электронов с поверхностью начинает составлять все более значительную часть из общего количества соударений. Таким образом, удельное сопротивление пленки заметно возрастает с уменьшением ее толщины, когда толщина становится сравнимой со средним свободным пробегом электронов. Эксперименты показали, что поверхностное рассеяние электронов при комнатной температуре оказывается существенным, если  $d < 30$  нм, тогда как при  $T \sim 200$  °C влияние поверхностного рассеяния обнаруживается при  $d \sim 300$  нм.

Теория электропроводности тонких металлических пленок в условиях, когда средняя длина свободного пробега  $\lambda$  электронов соизмерима с толщиной пленки  $d$ , построена Фуксом. В этой теории введен параметр зеркальности  $P$ , характеризующий долю электронов, зеркально отраженных от поверхности. В рамках этой теории в предположении, что  $P$  одинаков для обеих поверхностей пленки и не зависит от траекторий электронов, а  $\lambda$  является изотропной величиной, получены следующие выражения для

удельного сопротивления  $\rho$  и температурного коэффициента сопротивления  $\alpha$ , как функций толщины пленки  $d$  (формула 5):

$$\rho_d \approx \frac{1}{3} \frac{1}{1+2P} \frac{1}{K \ln \frac{1}{K}} \quad \alpha_d \approx \frac{1}{\ln \frac{1}{K}} + 0.423$$

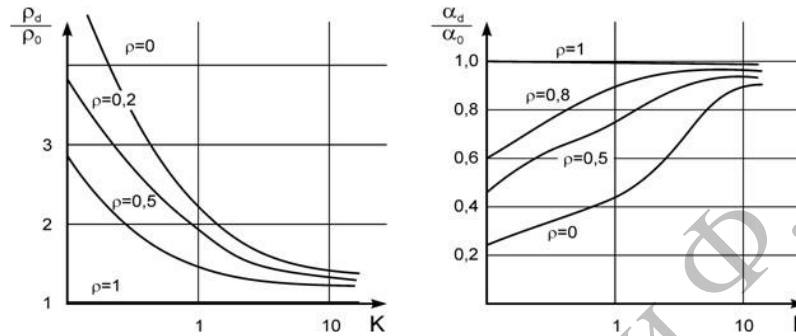
При  $K = \frac{d}{\lambda} \ll 1$  ;

$$\quad \quad \quad (4)$$

при  $K \geq 1$  (формула 6):

$$\frac{\rho_d}{\rho_0} \approx 1 + \frac{3}{8} P \frac{1}{K}; \quad \alpha \approx 1 - \frac{3}{8} P \frac{1}{K} \quad (6)$$

$\alpha_0$  — удельное сопротивление и температурный коэффициент сопротивления в массивном образце (т. е. при  $\alpha \rightarrow \infty$ ). Зависимости (формула 5) графически выражаются кривыми, представленными на рисунке 1.



Здесь  $\rho_0$  и

**Рисунок 1 — Влияние толщины пленки на удельное сопротивление и температурный коэффициент сопротивления**

Экспериментальная проверка теории Фукса для большой совокупности металлических пленок дала удовлетворительные результаты.

До сих пор полагалось (и этот факт отражен в правиле Маттисена), что температурный коэффициент сопротивления имеет лишь положительные значения. Это означает, что с ростом температуры удельное сопротивление пленок увеличивается. Однако эксперименты, проведенные для очень тонких пленок, показали, что  $\alpha$  может принимать и отрицательные значения. Так, для тонких золотых пленок получено  $\alpha \approx -0,017/^\circ\text{C}$ . В этих случаях зависимость электрического сопротивления пленок от температуры может быть описана следующим выражением (формула 7):

$$R = AT^{-\Phi} e^{\frac{\theta}{kT}} \quad (7)$$

где  $A, \Phi, \theta$  — постоянные для данной пленки.

Анализ наблюдаемого явления привел к следующим объяснениям. Очень тонкие пленки ( $\sim 1/10$  нм толщиной) находятся еще на стадии формирования и имеют

островковую структуру, т. е. не являются сплошными для электронов. При повышении температуры создается энергия активации, необходимая для преодоления электронами промежутков между островками, и сопротивление падает. Этот факт и характеризуется отрицательным значением .

Отрицательные значения температурного коэффициента сопротивления проявляются и в случае сплошных металлических пленок, прошедших в своем формировании стадию островков и имеющих толщину 100 нм. Это имеет место при значительной концентрации примесей в пленке. В данном случае существенную роль играют границы зерен. Примеси, захваченные в пленку во время ее осаждения, впоследствии мигрируют к границам зерен, где их скопление обуславливает прерывистый характер в структуре пленки. Так же как и в случае островковых пленок, преодоление границ зерен требует дополнительной энергии активации, которая может быть обеспечена повышением температуры, т. е. электрическое сопротивление пленки падает с ростом температуры.

Электрические свойства металлических пленок существенно изменяются в результате термообработки пленок (отжига). Во время отжига происходит движение структурных дефектов, активированное повышением температуры. В результате близко расположенные вакансии и дефекты внедрения взаимно компенсируются, примеси и дислокации перемещаются к поверхностям пленки и структура пленки становится более совершенной. В результате отжига удельное сопротивление пленок падает.

С другой стороны, нагревание (даже незначительное) металлической пленки на воздухе часто приводит к увеличению ее удельного сопротивления. Это происходит вследствие окисления металла пленки, причем, как показали исследования, не только на ее поверхности, но и на границах зерен за счет диффузии кислорода внутрь пленки. Для практических приложений применяют четырехзондовый метод измерения удельного сопротивления.

На плоской поверхности образца вдоль прямой линии располагают четыре металлических зонда с малой площадью соприкосновения. Расстояние между зондами равно  $S_1, S_2, S_3$ . Через два внешних зонда 1 и 4 пропускают электрический ток  $I_{14}$ , на двух внутренних зондах 2 и 3 измеряют разность потенциалов  $U_{23}$  (формула 8). По измеренным значениям разности потенциалов между зондами 2 и 3 и тока, протекающего через зонды 1 и 4, можно определить удельное сопротивление образца.

Сформулируем предположения, на которых основан четырехзондовый метод измерения удельного сопротивления: 1) зонды расположены на плоской поверхности однородного изотропного образца полубесконечного объема; 2) зонды имеют контакты с поверхностью образца в точках, которые расположены вдоль прямой линии; 3) инжекция носителей заряда в объем образца отсутствует.

По принципу суперпозиции электрический потенциал в любой точке образца равен сумме потенциалов, создаваемых в этой точке током каждого зонда. При этом потенциал имеет положительный знак для тока, втекающего в образец (зонд 1) и отрицательный знак для тока, вытекающего из образца (зонд 4). Для зондов, расстояние между которыми  $S_1, S_2, S_3$  потенциалы измерительных зондов 2 и 3.

$$= \frac{I_{14}\rho}{2\pi} \left( \frac{1}{S_1} - \frac{1}{S_2 + S_3} \right), \quad U_3 = \frac{I_{14}\rho}{2\pi} \left( \frac{1}{S_1 + S_2} - \frac{1}{S_3} \right).$$

$$U_{23} = U_2 - U_3 = \frac{I_{14}\rho}{2\pi} \left( \frac{1}{S_1} - \frac{1}{S_2 + S_3} - \frac{1}{S_1 + S_2} + \frac{1}{S_3} \right) \quad (8)$$

Согласно последнему уравнению, удельное сопротивление образца

$$\rho = \frac{2\pi}{U_2} \frac{U_{23}}{I_{14} \left( \frac{1}{S_1} - \frac{1}{S_2 + S_3} - \frac{1}{S_1 + S_2} + \frac{1}{S_3} \right)}$$

Разность потенциалов:

$U$

Если расстояние между зондами одинаковы, т. е.  $S_1 = S_2 = S_3 = S$ , (формула 9):

$$\rho = \frac{2\pi S U_{23}}{I_{14}} \quad (9)$$

Используя другие комбинации включения токовых и потенциальных зондов, можно получить аналогичные выражения для удельного сопротивления, которые отличаются от последнего значениями числовых коэффициентов. Эти значения приведены в таблице 1. Таблица 1 — Выражения для удельного сопротивления с использованием включений токовых и потенциальных зондов

№ п/п	Зонды	Ток	Зонды	Напряжение	Числовой коэффициент
1	1-4	I14	2-3	U23	2 π
2	1-2	I12	3-4	U34	6 π
3	1-3	I13	2-4	U24	3 π
4	2-3	I23	1-4	U14	2 π
5	2-4	I24	1-3	U24	3 π
6	3-4	I34	1-2	U12	6 π

Как следует из таблицы 1, предпочтительны комбинации включения зондов 1 и 4, так как они обеспечивают максимальное регистрируемое напряжение. Линейное расположение зондов на поверхности не является единственно возможным. Можно, например, использовать систему четырех зондов, расположенных по вершинам квадрата. В этом случае ток протекает через зонды, образующие одну из сторон квадрата, например, через зонды 1 и 2, а напряжение измеряют на другой паре зондов 3 и 4. При этом удельное сопротивление определяется формулой (формула 10):

$2 S U$

$$\rho = \frac{\pi}{2 - \sqrt{2}} \frac{34}{I_{12}}$$

(10)

Расположение зондов по вершинам квадрата обеспечивает снижение случайных ошибок примерно в 2 раза. Полученные результаты позволяют оценить качество пленок, особенно для применений в медицинской технике (напыление хирургического инструментария, зубопротезирования и т. д.), по значению удельного сопротивления.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Технология тонких пленок / под ред. Л. Майссела, Р. Глэнга. — М.: «Сов. радио», 1977. — Т. 2. — 768 с.
2. Ефимов, И. Е. Микроэлектроника / И. Е. Ефимов М. Я. Козырь, Ю.И. Горбунов. — М.: «Высшая школа», 1986. — 464 с.