

успевают полностью испаряться. В этом случае образуется нестабильная фаза материала, что приводит к снижению стабильности элемента и воспроизводимости его основных характеристик. При этом также сильно разрушается рабочий электрод, что приводит к загрязнению резистивного материала.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ФАКЕЛЬНОГО РАЗРЯДА С ТОЛСТОЙ РЕЗИСТИВНОЙ ПЛЕНКОЙ

М. Н. Пиганов, А.В. Столбиков

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика
С.П. Королева, г. Самара

В настоящее время в микроэлектронной технологии находят широкое применение эрозионные методы обработки тонких и толстых пленок. Весьма перспективным методом обработки, в первую очередь с целью обеспечения требуемой точности номиналов элементов, является метод факельного разряда [1,2].

Однако в литературе не описаны математические модели взаимодействия такого разряда с тонкой и толстой резистивной пленкой, необходимые для нахождения оптимальных режимов и автоматизации процесса подгонки.

В данной работе проведено исследование взаимодействия высокочастотного факельного разряда /ВЧФР/ с толстой резистивной пленкой, на основе которого получена требуемая математическая модель.

Известно, что высокочастотный факельный разряд имеет вид тонкого яркого шнура, окруженного менее яркой оболочкой, поэтому большое количество энергии, передаваемое таким разрядом пленке, вызывает сильный перегрев на локальном участке последней. Введенная в пленку энергия расходуется на проплавление материала на заданную глубину, на удаление объема вещества, занимаемого каналом, плавление приканальной области материала и отвод тепла в периферийные участки в течение времени действия источника энергии.

Примем следующую модель: при воздействии факельного разряда на толстую резистивную пленку локальный участок последней в месте их взаимодействия будет представлять собой совокупность зон с различными фазовыми и переходными состояниями вещества резистивной пленки. Схематическое изображение этих зон приведено на рисунке. Зона I представляет собой зону испаренного вещества резистивной пленки, а зона II — область интенсивного испарения. Следует отметить, что эти участки различаются лишь концентрацией частиц испаряемого вещества. В зоне IV происходит плавление материала пленки, а область III представляет собой

переходную зону от жидкой до газообразной фаз резистивного вещества, где происходит его дальнейшее нагревание. Отметим также, что тепло, ушедшее в стенки, расходуется не только на плавление, но и отводится теплопроводностью вглубь материала пленки, поэтому для увеличения достоверности результатов учтем влияние теплопроводности металлической пленки в виде наличия зоны V, в которой происходит спад температуры от точки плавления до температуры окружающей среды в сторону периферийных участков пленки. Необходимо отметить, что границы зон показаны условно, характер их изменения с течением времени на рисунке также не отражен.

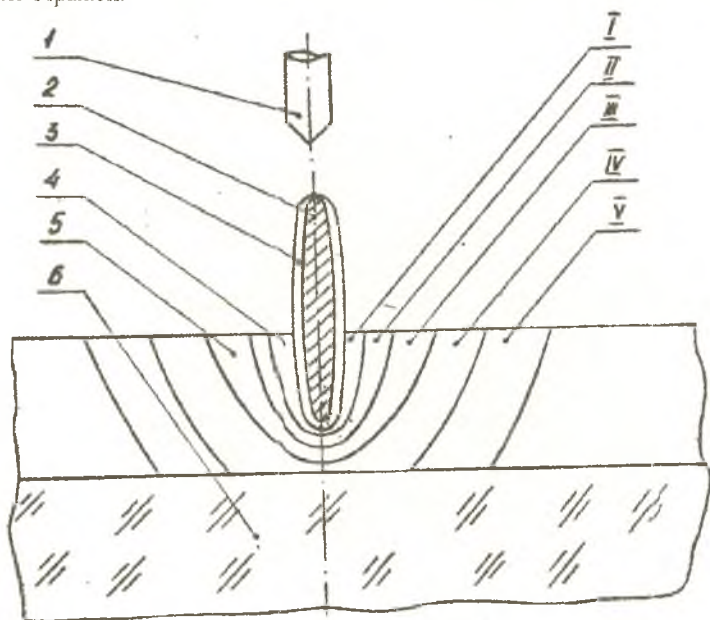


Рис. Схема взаимодействия факельного разряда с толстой резистивной пленкой.

1 — электрод; 2 — канал факела; 3 — оболочка факела; 4 — кратер; 5 — пленка; 6 — подложка;

I—V — участки резистивной пленки в зоне взаимодействия.

Для данной модели удобно применить цилиндрическую систему координат. Ось Z системы совместим с осью высокочастотного факельного разряда, направленной перпендикулярно плоскости поверхности пленки. За положительное направление оси выберем направление распространения разряда. Точку начала координат совместим с острием электрода. Эта система удобна уже тем, что ни одна из физических характеристик в этом случае не зависит от угла θ .

Очевидно, что длина канала факельного разряда во время воздействия на толстую резистивную пленку меньше, чем в свободном пространстве, так как часть мощности разряда уходит в пленку и подложку. Запишем:

$$P_p = P_\phi - P_{m\phi} - P_{n\phi}, \quad (1)$$

где P_p — мощность разряда на участке реального существования факела;

P_ϕ — полная мощность факельного разряда;

$P_{m\phi}, P_{n\phi}$ — расходуемые соответственно в пленку и подложку.

Для оценки P_p воспользуемся выражениями из (3), откуда следует, что

$$P_p = P_\phi e^{-\frac{2\sqrt{\omega\nu}}{\sqrt{5\omega_{Le}r_k}} Z_1 \left(1 - e^{-\frac{2\sqrt{\omega\nu}}{\sqrt{5\omega_{Le}r_k}} \Delta Z} \right)}, \quad (2)$$

где ω — внешняя частота;

ν — частота столкновений заряженных частиц с нейтралами в зоне канала факела;

ω_{Le} — ленгмюровская частота электронов при соответствующей плотности заряженных частиц в канале;

r_k — радиус канала;

Z_1 — любое фиксированное значение Z ;

ΔZ — изменение Z в сторону распространения разряда.

Для определения r_k воспользуемся формулами из (4):

$$r_k = \frac{4}{E} \sqrt{\frac{2\lambda_\phi}{a\sigma}}, \quad (3)$$

$$\text{где } E = \frac{8\pi\lambda_\phi}{aI_k}. \quad (4)$$

Здесь λ_ϕ — теплопроводность канала факела;

a — коэффициент из представления электропроводности σ в виде be^{aT_z} ,

где T_z — температура на оси канала в точке z ;

I_k — полный ток в канале.

Величину I_k можно определить из выражений, записанных в (3).

Так как

$$P_p = \frac{2\sqrt{10}}{r_k} \sqrt{\frac{\nu}{\omega\omega_{Le}}} I_k^2, \quad (5)$$

$$I_k = \sqrt{\frac{r_k P_\phi}{2}} \sqrt{\frac{\omega\omega_{Le}}{10\nu}}.$$

Найдем r_k из (3) с учетом (4) и (5):

$$r_k = \frac{aP_\phi}{4\pi^2 b\lambda_\phi} \sqrt{\frac{\omega\omega_{Le}}{10\nu}} e^{-aT_\phi}, \quad (6)$$

где T_ϕ — начальная температура факела.

При бесконтактном воздействии ВЧФР на толстую резистивную пленку

примем $\Delta z = l + h$, где l — величина зазора между острием электрода и поверхностью пленки, а h — толщина пленки. Очевидно, что в нашем случае $z_1 = 0$.

Пусть за время воздействия t испаряется участок площадью S_u с массой m_u , тогда энергия, переданная пленке

$$Q_{nn} = Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 + Q_5, \quad (7)$$

где Q_1 — количество теплоты, расходуемое на испарение вещества пленки массой m_u ;

Q_2 — часть Q_{nn} идущая на нагрев в зонах I, II, III от температуры плавления T_n до температуры испарения T_u ;

Q_3 — часть Q_{nn} идущая на плавление материала резистивной пленки в зонах с I по IV;

Q_4 — количество теплоты, расходуемое на нагрев в зонах с I по IV от температуры внешней среды T_0 до точки плавления;

Q_5 — часть Q_{nn} идущая на нагрев пленки в периферийной области V.

Запишем:

$$Q_1 = L_u m_u, \quad (8)$$

где L_u — удельная теплота испарения резистивного материала.

Очевидно, что

$$Q_2 = C_{nR} m_u (T_u - T_n) + C_{nR} k_{Jnn} m_{Jnn} (T_u - T_n), \quad (9)$$

где C_{nR} — удельная теплоемкость расплава;

m_{Jnn} — масса части жидкой фазы материала пленки, находящейся в состоянии нагрева до температуры испарения;

k_{Jnn} — коэффициент, учитывающий неравномерность нагрева участка с m_{Jnn} от T_n до T_u .

Аналогично имеем:

$$Q_3 = L_n (m_u + m_{Jnn} + k_{Jn} m_n); \quad (10)$$

$$Q_4 = C_R (T_n - T_0) (m_u + m_{Jnn} + m_n); \quad (11)$$

где L_n — удельная теплота плавления материала резистивной пленки;

m_n — масса участка пленки, находящегося в расплавленном состоянии;

k_{Jn} — коэффициент, учитывающий неравномерность расплава участка;

C_R — удельная теплоемкость материала резистивной пленки.

Найдем P_5 соответствующую Q_5 :

$$P_5 = C_R \rho_R \int_V (T_i - T_0) dV,$$

где ρ_R — плотность материала резистивной пленки.

Для нахождения P_5 система кратер (локальная область взаимодействия ВЧФР с пленкой) — нагретая зона пленки рассматривается как система нагретое тело цилиндрической формы — полуограниченный массив.

Окончательное выражение для P_5 — имеет вид:

$$P_5 = \frac{2\pi h T_0 [C_R \rho_R (R_n - R_n)]^2 \ln \frac{4h}{R_u + R_n}}{\lambda_R - C_R \rho_R (R_n - R_n) \ln \frac{4h}{R_u + R_n}}; \quad (12)$$

где λ_R — теплопроводность резистивного материала;
 R_u, R_n, R_n — внешние радиусы соответственно V, IV, II зон.

Для нахождения P_{no} воспользуемся результатами (5) и (6), где теплоотвод в подложку учитывался посредством введения некоторого амплитудного температурного коэффициента G , равного отношению температуры на границе системы пленка—подложка T_2 к температуре адиабатически изолированной пленки T_1 :

$$G = \frac{T_2}{T_1}.$$

Для нашего случая очевидно, что $T_2 = T_n$, а T_1 равна температуре на оси канала факела в свободном пространстве в точке A с $z=1+h$.

Из (5) имеем:

$$G = \frac{1}{g^2 t} \left(e^{gt^2} \operatorname{erfc}(gt) + \frac{2g\sqrt{t}}{\sqrt{\pi}} - 1 \right), \quad (13)$$

где $g = \frac{\sqrt{\lambda_2 \tau C_2 \rho_2}}{\rho_R C_R h}$.

Здесь τ — длительность воздействующих импульсов,

C_2, ρ_2, λ_2 — соответствующие физические коэффициенты по материалу подложки.

Мощность, уходящую в подложку, можно определить по формуле (4):

$$P_{no} = 8\pi 10^6 E_A^{-1} \sqrt{\frac{\lambda_\phi^3}{\omega \alpha^3}}, \quad (14)$$

где E_A — напряженность поля в точке A .

Для точки A в нашем случае уравнение теплового баланса для взаимодействующей системы согласно (4) имеет вид:

$$\operatorname{div}(\lambda_\phi \operatorname{grad} T_z) = \sigma E_A^{-1} - P_k - P_{nv}, \quad (15)$$

где P_k учитывает свободную конвекцию вдоль оси разряда и ее радиальную составляющую на участке $z \in [0, l]$. Так как P_k в (15) играет существенную роль лишь при принудительном продуве, то, пренебрегая P_k , получим:

$$\lambda_\phi T_z'' = b e^{\alpha T} E_A^2 - P_{nv}. \quad (16)$$

Для того, чтобы форма канала у границы с подложкой была ближе к идеальной (цилиндрической), необходимо, чтобы изменение T_z относительно T_A при $Z \rightarrow Z_A$ было мало. В этом случае можно принять $T_z'' = 0$, тогда из (16)

получим

$$E_A = \sqrt{\frac{P_{\text{вд}}}{be^{aT_1}}},$$

и выражение (14) примет вид

$$P_{\text{вд}} = 8\pi 10^6 \sqrt{\frac{be^{aT_1} \lambda_{\text{ф}}^3}{P_{\text{вд}} \omega \alpha^3}}, \quad (17)$$

где $T_A = \frac{T_u}{G}$.

В связи с тем, что картина течения процесса взаимодействия в каждый момент времени определяется положением границы испаренной зоны (7), то выразим массы всех областей через m_u путем введения специальных коэффициентов.

Пусть $m_{\text{ин}} = K_{\text{ин}} m_u$;

$$m_n = K_n m_u^*$$

$$m_u = K_u m_u.$$

Очевидно, что i — зона является источником нагрева $(i+1)$ зоны, поэтому воспользуемся законами теплопроводности. Запишем:

$$Q_{\text{ин}} = Q_{\text{вд}} + Q_{\text{инн}};$$

$$Q_{\text{инн}} = Q_n + Q_u,$$

где $Q_{\text{ин}}$ — количество теплоты, переданное областью испарения зоне III;

$Q_{\text{ин}}$ — часть $Q_{\text{ин}}$, ушедшая на нагрев и фазовое изменение материала в области III;

$Q_{\text{инн}}$ — количество теплоты, переданное зоной III области IV;

Q_n — часть $Q_{\text{инн}}$, ушедшая на нагрев и плавление материала в зоне IV;

Q_u — количество теплоты, переданное зоне V.

Радиусы зон можно также выразить через соответствующие K_i и R_u .

Не останавливаясь на подробных выводах, запишем лишь окончательные выражения:

$$K_{\text{ин}} = \frac{\rho_{\text{ин}} k_{\text{ин}}}{\rho_R R_u^2};$$

$$R_{\text{ин}} = \sqrt{k_{\text{ин}} + R_u^2};$$

$$K_n = \frac{\rho_n k_n}{\rho_R R_u^2};$$

$$R_n = \sqrt{k_n + R_{\text{ин}}^2};$$

$$R_u = R_n + k_u.$$

$$k_u = \frac{A_1 + \sqrt{A_2^2 + 4\lambda_R T_0 A_2 A_1^{-1}}}{2\rho_R C_R T_0};$$

$$k_{1n} = \frac{2\lambda_n t (T_u - T_n) (k_{1m} + R_u^2)}{\rho_n k_{1m} (L_n k_{1n} + A_3)};$$

$$k_{un} = \frac{A_5 + \sqrt{A_5^2 - 8R_u^2 \lambda_n t \rho_{1m} (T_u - T_n) (k_{1m} A_4 + A_3 + L_n)}}{\rho_{1m} (k_{1m} A_4 + A_3 + L_n)};$$

$$A_1 = \ln \frac{4h}{R_u + \sqrt{k_n + k_{1m} + R_u^2}};$$

$$A_2 = \lambda_n (T_u - T_n) (k_{1m} + R_u^2) k_{1m}^{-1};$$

$$A_3 = C_R (T_n - T_0);$$

$$A_4 = C_{nR} (T_u - T_n);$$

$$A_5 = 2t_p \left[\frac{\lambda_u (T_\phi - T_u) R_u^2}{R_u^2 - r_k^2} - \lambda_n (T_u - T_n) \right].$$

Здесь ρ_i и λ_i — плотности и теплопроводности при соответствующих температурах.

Выражение (1) с учетом (2), (7) ÷ (12) и (17) после ряда эквивалентных преобразований примет следующий вид:

$$P_{\phi e} \frac{2\sqrt{\omega v}^{(l+h)}}{\sqrt{5\omega v} r_k} = G_1 R_u^2 + G_2 + 8\pi\tau 10^6 \sqrt{\frac{bt\lambda_\phi^3 e^{\alpha T_\phi G^{-1}}}{\alpha\alpha^3 (G_1 R_u^2 + G_2)}}, \quad (18)$$

где

$$G_1 = \frac{\pi h \rho_R}{t} \left[L_u + A_4 \left(1 + \frac{k_{1m} \rho_{1m}}{\rho_R R_u^2} \right) + (L_n + A_3) \left(1 + \frac{\rho_{1m}}{\rho_R R_u^2} \right) \right] +$$

$$+ \frac{\pi h \rho_R}{t} (L_n k_{1n} + A_3) \sqrt{k_n + k_{1m} + R_u^2};$$

$$G_2 = \frac{2\pi h T_0 (C_R \rho_R k_u)^2 A_1}{\lambda_R + C_R \rho_R k_u A_1}.$$

где r_k — определяется по (6), G по (13), а остальные выражения приведены выше итогового.

Особенность полученного выражения (18) в том, что оно связывает все физические и геометрические параметры системы ВЧФР—пленка—подложка и технологический параметр l .

Используя полученное выражение, можно найти зависимости различных параметров от всей совокупности параметров взаимодействующей системы.

Так, разрешив (18) относительно l , можно найти зависимость величины зазора l от $R_{\text{в}}$ или $P_{\text{ф}}$ при фиксированных значениях остальных параметров, что представляет большой интерес при исследовании вопроса подгонки толстопленочных резистивных элементов высокочастотным факельным разрядом бесконтактным методом.

В настоящее время нами исследуется этот вопрос в плане применения полученной математической модели с помощью ЭВМ для технологического процесса подгонки толстопленочных резисторов.

Литература

1. Чернобровкин Д.И., Мишанин Н.Д., Пиганов М.Н. и др. Прибор для подгонки тонкопленочных элементов микросхем.— Приборы и системы управления, 1978. № 6. С.45—46.

2. Пиганов М.Н., Волков А.В. Подгонка сопротивления толстопленочных резисторов методом факельного разряда. — Техника средств связи. Сер. Технология производства и оборудования, 1985. № 2. С.29—35.

3. Качанов А.В., Трехов Е.С., Фетисов Е.П. Электродинамическое описание высокочастотного разряда. В сб.: Физика газоразрядной плазмы. — М.: Атомиздат, 1968. Вып.1. С.39—47.

4. Трехов Е.С., Тюрин Е.А., Фетисов Е.П. К теории высокочастотного факельного разряда в воздухе. В сб.: Физика газоразрядной плазмы. — М.: Атомиздат, 1969. Вып.2. С.148—155.

5. Вейко В.П. и др. К расчету термических искажений рисунка при лазерной обработке тонких пленок. — Физика и химия обработки материалов, 1980. № 5. С.37—43.

6. Либенсон М.Н., Никитин М.П. О термических искажениях рисунка при обработке пленок воздействием ОКГ. — Физика и химия обработки материалов, 1970. № 5. С.9—13.

7. Действие излучений большой мощности на металлы. — М.: Наука, 1970. — 308 с.