

05;06;09;11

## Измерения толщины нанометровых слоев металла и электропроводности полупроводника в структурах металл–полупроводник по спектрам отражения и прохождения электромагнитного излучения

© Д.А. Усанов, А.В. Скрипаль, А.В. Абрамов, А.С. Боголюбов

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,  
410012 Саратов, Россия  
e-mail: usanovda@info.sgu.ru

(Поступило в Редакцию 25 июля 2005 г.)

Теоретически и экспериментально исследованы особенности взаимодействия электромагнитного излучения с нанометровыми структурами металл–полупроводник. Предложена и экспериментально реализована методика неразрушающего многопараметрового контроля электрофизических параметров нанометровых слоев металла и электропроводности полупроводника в структурах металл–полупроводник по спектрам отражения и прохождения электромагнитной волны.

PACS: 81.07.-b

### Введение

При отработке технологии создания структур металл–полупроводник важно знать толщину слоя металла и величину электропроводности полупроводника по завершению технологического цикла. Такого рода структуры используются, например, при создании пьезопреобразователей в линиях задержки. Измерение искоемых параметров желательно производить, не разрушая структур. При этом для определения толщины и электропроводности слоев можно использовать результаты измерений спектров отражения и прохождения электромагнитного излучения при условии, что известно их теоретическое описание [1–4]. Нахождение электрофизических параметров структур металл–полупроводник по спектрам отражения и прохождения электромагнитной волны связано с необходимостью решать обратную многопараметровую задачу. Высокая точность определения искоемых параметров достигается при условии, что спектры отражения и прохождения характеризуются высокой чувствительностью к изменению их величины.

В настоящей работе приведены результаты исследования возможность решения именно такого рода задачи.

### Определение коэффициентов отражения и прохождения электромагнитной волны через многослойную структуру

Для расчета коэффициентов отражения и прохождения электромагнитной волны при ее нормальном падении на многослойную структуру воспользуемся матрицей передачи волны между областями с различными значениями постоянной распространения электромагнитной волны  $\gamma_j$  и  $\gamma_{j+1}$ .

Выражения для компонент поля по разные стороны от границы между областями с различными значениями постоянной распространения электромагнитной волны имеют вид [5,6]

$$\begin{aligned} E_j &= E(x)(A_j e^{-\gamma_j z} + B_j e^{\gamma_j z}), \\ H_j &= -\gamma_j H(x)(A_j e^{-\gamma_j z} - B_j e^{\gamma_j z}), \\ E_{j+1} &= E(x)(A_{j+1} e^{-\gamma_{j+1} z} + B_{j+1} e^{\gamma_{j+1} z}), \\ H_{j+1} &= -\gamma_{j+1} H(x)(A_{j+1} e^{-\gamma_{j+1} z} - B_{j+1} e^{\gamma_{j+1} z}). \end{aligned} \quad (1)$$

Используя условия непрерывности компонент поля на границе, находящейся на расстоянии  $z_{j,j+1}$  от поверхности структуры

$$\begin{aligned} A_j e^{-\gamma_j z_{j,j+1}} + B_j e^{\gamma_j z_{j,j+1}} + A_{j+1} e^{-\gamma_{j+1} z_{j,j+1}} + B_{j+1} e^{\gamma_{j+1} z_{j,j+1}}, \\ -\gamma_j A_j e^{-\gamma_j z_{j,j+1}} + \gamma_j B_j e^{\gamma_j z_{j,j+1}} = -\gamma_{j+1} A_{j+1} e^{-\gamma_{j+1} z_{j,j+1}} \\ + \gamma_{j+1} B_{j+1} e^{\gamma_{j+1} z_{j,j+1}}, \end{aligned}$$

можно записать следующее выражение для компонент матрицы передачи:

$$\mathbf{T}(z_{j,j+1}) = \begin{pmatrix} \frac{\gamma_{j+1} + \gamma_j}{2\gamma_{j+1}} e^{(\gamma_{j+1} - \gamma_j)z_{j,j+1}} & \frac{\gamma_{j+1} - \gamma_j}{2\gamma_{j+1}} e^{(\gamma_{j+1} + \gamma_j)z_{j,j+1}} \\ \frac{\gamma_{j+1} - \gamma_j}{2\gamma_{j+1}} e^{-(\gamma_{j+1} + \gamma_j)z_{j,j+1}} & \frac{\gamma_{j+1} + \gamma_j}{2\gamma_{j+1}} e^{-(\gamma_{j+1} - \gamma_j)z_{j,j+1}} \end{pmatrix},$$

которая связывает коэффициенты  $A_j$ ,  $B_j$  и  $A_{j+1}$ ,  $B_{j+1}$ , определяющие амплитуды падающих и отраженных волн по обе стороны от границы  $z_{j,j+1}$ , соотношением

$$\begin{pmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{pmatrix} = \mathbf{T}(z_{j,j+1}) \begin{pmatrix} A_j \\ B_j \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Коэффициенты  $A_{N+1}$  и  $B_0$ , определяющие амплитуды волны, прошедшей через многослойную структуру

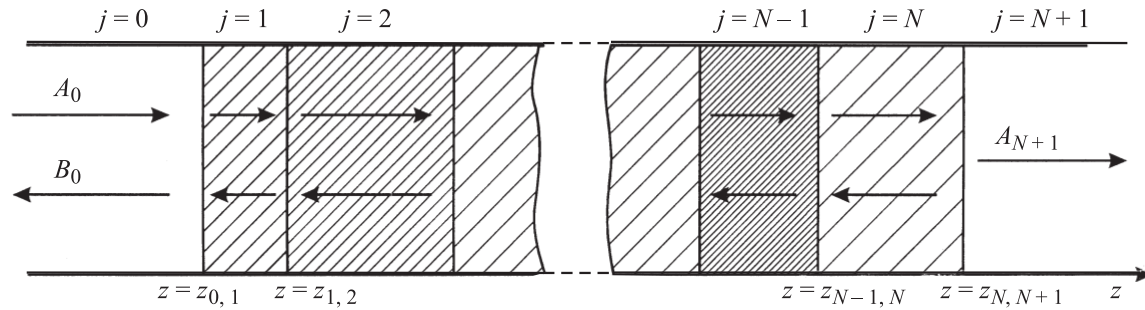


Рис. 1.

(рис. 1), и волны, отраженной от нее, связаны с коэффициентом  $A_0$ , определяющим амплитуду падающей волны, следующим соотношением:

$$\begin{pmatrix} A_{N+1} \\ 0 \end{pmatrix} = \mathbf{T}_N \begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_N &= \begin{pmatrix} \mathbf{T}_N[1, 1] & \mathbf{T}_N[1, 2] \\ \mathbf{T}_N[2, 1] & \mathbf{T}_N[2, 2] \end{pmatrix} \\ &= \prod_{j=N}^0 \mathbf{T}_{j,(j+1)} = \mathbf{T}(z_{N,N+1})\mathbf{T}(z_{N-1,N}) \dots \mathbf{T}(z_{1,2})\mathbf{T}(z_{0,1}) \end{aligned}$$

— матрица передачи слоистой структуры, состоящей из  $N$  слоев (рис. 1).

Записывая коэффициенты отражения  $R = B_0/A_0$  и прохождения  $T = A_{N+1}/A_0$ , через элементы матрицы передачи  $\mathbf{T}_N$ , в соответствии с соотношением (3), получим

$$R = -\frac{\mathbf{T}_N[2, 1]}{\mathbf{T}_N[2, 2]}, \quad (4)$$

$$T = \frac{\mathbf{T}_N[1, 1]\mathbf{T}_N[2, 2] - \mathbf{T}_N[1, 2]\mathbf{T}_N[2, 1]}{\mathbf{T}_N[2, 2]}. \quad (5)$$

## Измерение толщины нанометрового металлического слоя, нанесенного на полупроводниковую подложку

Расчетные соотношения

Будем считать, что измеряемая структура толщиной  $t$  состоит из металлического слоя толщиной  $t_m$  с электропроводностью  $\sigma_m$  и подложки толщиной  $t_s$  с электропроводностью  $\sigma_s$  (рис. 2).

Коэффициенты прохождения  $T$  и отражения  $R$  электромагнитной волны, взаимодействующей с полупроводниковой пластиной (подложкой) с нанесенным на нее металлическим слоем, определяются как электропроводностью и толщиной металлического слоя, так и электропроводностью, толщиной и диэлектрической проницаемостью подложки.

Для определения величин  $R$  и  $T$  структуры, представленной на рис. 2 и состоящей из двух слоев  $N = 2$ , могут быть использованы выражения (4) и (5), в которых элементы  $\mathbf{T}_1[1, 1]$ ,  $\mathbf{T}_2[1, 2]$ ,  $\mathbf{T}_2[2, 1]$  и  $\mathbf{T}_2[2, 2]$  матрицы передачи  $\mathbf{T}_2$  двуслойной структуры определяются из выражения

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_2 &= \begin{pmatrix} \mathbf{T}_2[1, 1] & \mathbf{T}_2[1, 2] \\ \mathbf{T}_2[2, 1] & \mathbf{T}_2[2, 2] \end{pmatrix} \\ &= \prod_{j=2}^0 \mathbf{T}_{j(j+1)} = \mathbf{T}(z_{2,3})\mathbf{T}(z_{1,2})\mathbf{T}(z_{0,1}). \end{aligned} \quad (6)$$

Выбрав в качестве начала отсчета поверхность структуры (рис. 2), на которую падает электромагнитная волна, имеем  $z_{0,1} = 0$ ,  $z_{1,2} = t_m$ ,  $z_{2,3} = t_m + t_s$ ,

$$\begin{aligned} \mathbf{T}(z_{0,1} = 0) &= \begin{pmatrix} \frac{\gamma_m + \gamma_0}{2\gamma_m} & \frac{\gamma_m - \gamma_0}{2\gamma_m} \\ \frac{\gamma_m - \gamma_0}{2\gamma_m} & \frac{\gamma_m + \gamma_0}{2\gamma_m} \end{pmatrix}, \\ \mathbf{T}(z_{1,2} = t_m) &= \begin{pmatrix} \frac{\gamma_s + \gamma_m}{2\gamma_s} e^{(\gamma_s - \gamma_m)t_m} & \frac{\gamma_s - \gamma_m}{2\gamma_s} e^{(\gamma_s + \gamma_m)t_m} \\ \frac{\gamma_s - \gamma_m}{2\gamma_s} e^{-(\gamma_s + \gamma_m)t_m} & \frac{\gamma_s + \gamma_m}{2\gamma_s} e^{-(\gamma_s - \gamma_m)t_m} \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{T}(z_{2,3} = t_m + t_s) &= \\ &= \begin{pmatrix} \frac{\gamma_0 + \gamma_s}{2\gamma_0} e^{(\gamma_0 - \gamma_s)(t_m + t_s)} & \frac{\gamma_0 - \gamma_s}{2\gamma_0} e^{(\gamma_0 + \gamma_s)(t_m + t_s)} \\ \frac{\gamma_0 - \gamma_s}{2\gamma_0} e^{-(\gamma_0 + \gamma_s)(t_m + t_s)} & \frac{\gamma_0 + \gamma_s}{2\gamma_0} e^{-(\gamma_0 - \gamma_s)(t_m + t_s)} \end{pmatrix}, \end{aligned}$$

где  $\gamma_0$  — постоянная распространения электромагнитной волны в области до и после измеряемой структуры,  $\gamma_m$ ,  $\gamma_s$  — постоянные распространения электромагнитной волны в металлическом слое и в полупроводниковой подложке.

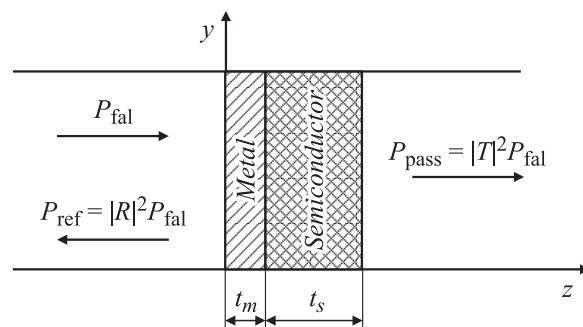


Рис. 2.

При известных значениях электропроводностей металлической пленки и подложки (величина электропроводности  $\sigma_s$  может быть определена, например, из измерений коэффициента прохождения электромагнитной волны через полупроводниковую пластину до нанесения на нее металлического слоя, а электропроводность металлической пленки — методом, описанным в [4]) по спектрам отражения  $R(\omega)$  и прохождения  $T(\omega)$  электромагнитного излучения из решения уравнений (4) и (5) с учетом выражений (6) и (7), определяющих элементы матрицы передачи двуслойной структуры, можно определить толщину  $t_m$  металлического слоя.

Для определения толщины металлического слоя по спектру прохождения  $T(\omega)$  электромагнитного излучения может быть использован метод наименьших квадратов, при реализации которого находится такое значение параметра  $t_m$ , при котором сумма  $S$  квадратов разностей экспериментальных  $|T_{\text{exp}}|^2$  и расчетных  $|T(\omega, t_m)|^2$  значений квадратов модулей коэффициента прохождения

$$S(t_m) = \sum \left( |T_{\text{exp}}|^2 - |T(\omega, t_m)|^2 \right)^2 \quad (8)$$

становится минимальной.

Таким образом, искомое значение толщины металлической пленки  $t_{m \text{ sought}}$  определяется численным методом с помощью ЭВМ в результате решения уравнения

$$\frac{\partial S(t_m)}{\partial t_m} = \frac{\partial (\sum (|T_{\text{exp}}|^2 - |T(\omega, t_m)|^2)^2)}{\partial t_m} = 0. \quad (9)$$

### Эксперимент

В ходе экспериментальных исследований был изменен спектр прохождения электромагнитной волны в диапазоне частот 8–12 GHz через полупроводниковую пластину с нанесенным на нее тонким (частично пропускающим излучение) металлическим слоем. Измеряемая структура помещалась в прямоугольный волновод и полностью заполняла его по поперечному сечению. В этом случае постоянные распространения  $\gamma_0, \gamma_m, \gamma_s$  электромагнитной волны определяются выражениями [4,6]

$$\gamma_0 = \sqrt{\frac{\pi^2}{a^2} - \omega^2 \epsilon_0 \mu_0}, \quad (10)$$

$$\gamma_{m,s} = \sqrt{\frac{\pi^2}{a^2} - \omega^2 \epsilon_{m,s}^* \epsilon_0 \mu_{m,s} \mu_0}, \quad (11)$$

где  $\epsilon_{m,s}^* = \epsilon_{m,s} - j\sigma_{m,s}/\epsilon_0\omega$  — комплексная диэлектрическая проницаемость металлического слоя и подложки,  $a$  — размер широкой стенки волновода,  $\omega = 2\pi f$  — круговая частота электромагнитной волны,  $\epsilon_0$  и  $\mu_0$  — диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума,  $\epsilon_{m,s}$  и  $\mu_{m,s}$  — относительные диэлектрические и магнитные проницаемости решетки металлического слоя и подложки,  $\sigma_{m,s}$  — электропроводность металлического слоя и подложки.

На рис. 3 представлены экспериментально измеренные зависимости коэффициента прохождения  $T_{\text{exp}}$

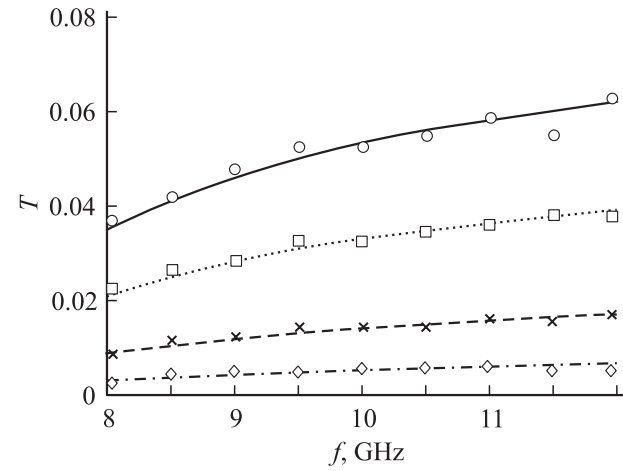


Рис. 3.

электромагнитной волны через двуслойную структуру: три образца — титановые слои на кремниевой подложке (отмечены кружками, квадратами и ромбами) и один — ванадиевый слой на кремниевой подложке (отмечен крестиками) от частоты зондирующего сигнала и зависимости  $T(\omega)$ , рассчитанные с использованием соотношения (5) при значениях толщины  $t_m = t_{m \text{ sought}}$ , определяемых из решения уравнения (9).

Определенные таким образом значения толщины  $t_{m \text{ sought}}$  титановых слоев на кремниевой подложке составили 1,9, 4,7, 13,5 nm (рис. 3, сплошная, пунктирная и штрих-пунктирная кривые), ванадиевого слоя — 7,1 nm (штриховая кривая).

### Многопараметровые измерения

#### Расчетные соотношения

Практически важной задачей микро- и наноэлектроники является задача одновременного определения электропроводности подложки  $\sigma_s$  и толщины металлической пленки  $t_m$  при измерениях уже готовой структуры, когда нет возможности отдельно измерить параметры полупроводниковой подложки.

Измерение толщины металлической пленки  $t_m$  и электропроводности подложки  $\sigma_s$  по спектрам отражения  $R(\omega)$  и прохождения  $T(\omega)$  электромагнитного излучения при использовании метода наименьших квадратов для обработки экспериментальных данных, для этого случая основано на решении системы уравнений

$$\begin{cases} \frac{\partial S(t_m, \sigma_s)}{\partial t_m} = 0 \\ \frac{\partial S(t_m, \sigma_s)}{\partial \sigma_s} = 0, \end{cases} \quad (12)$$

где

$$S(t_m, \sigma_s) = \sum \left( |T_{\text{exp}}|^2 - |T(\omega, t_m, \sigma_s)|^2 \right)^2 \quad (13)$$

или

$$S(t_m, t_s) = \sum \left( |R_{\text{exp}}|^2 - |R(\omega, t_m, \sigma_s)|^2 \right)^2. \quad (14)$$

Система уравнений (12) имеет решение, если функция двух переменных вида (13) или (14) на плоскости  $(t_m, \sigma_s)$  имеет четко выраженный глобальный минимум.

Однако при толщине металлической пленки более 10 nm коэффициент отражения  $R$  электромагнитной волны от структуры металл–полупроводник достигает 80%, при этом значение  $R$  в диапазоне частот 8–12 GHz слабо изменяется с изменением частоты (штриховая кривая на рис. 4). Коэффициент прохождения  $T$  при этих толщинах составляет менее 1% и также слабо зависит от частоты зондирующего излучения.

Это вызывает значительные трудности при нахождении глобального минимума функции двух переменных  $S(t_m, \sigma_s)$  для двуслойной структуры „полупроводниковая пластина с нанесенным на нее металлическим слоем“, так как поверхности вида (13) или (14) в области минимума имеют форму „пологого оврага“ в пространстве координат  $(t_m, \sigma_s, S)$ .

Для увеличения диапазона изменения  $R$  и  $T$  с изменением частоты в выбранном диапазоне частот (8–12 GHz) перед исследуемой структурой размещался „четвертьволновый“ слой диэлектрика (рис. 5, a). В этом случае при увеличении частоты от 8 до 12 GHz наблюдается значительное (почти на два порядка) уменьшение коэффициента отражения электромагнитной волны.

Для расчета частотной зависимости коэффициента отражения  $R_1(\omega, t_m, \sigma_s)$  электромагнитной волны от структуры, представленной на рис. 5, b и состоящей из трех слоев  $N = 3$ , может быть использовано соотношение (4), в котором элементы  $\mathbf{T}_3[2, 1]$  и  $\mathbf{T}_3[2, 2]$  матрицы передачи  $\mathbf{T}_3$  трехслойной структуры определяются из выражения

$$\mathbf{T}_3 = \begin{pmatrix} \mathbf{T}_3[1, 1] & \mathbf{T}_3[1, 2] \\ \mathbf{T}_3[2, 1] & \mathbf{T}_3[2, 2] \end{pmatrix} = \prod_{j=3}^0 \mathbf{T}_{j(j+1)} = \mathbf{T}(z_{3,4})\mathbf{T}(z_{2,3})\mathbf{T}(z_{1,2})\mathbf{T}(z_{0,1}). \quad (15)$$

Выбрав в качестве начала отсчета поверхность диэлектрического слоя, на который падает электромагнитная волна (рис. 5, b), имеем  $z_{0,1} = 0$ ,  $z_{1,2} = t_d$ ,  $z_{2,3} = t_d + t_m$ ,  $z_{3,4} = t_d + t_m + t_s$ ,

$$\mathbf{T}(z_{0,1} = 0) = \begin{pmatrix} \frac{\gamma_d + \gamma_0}{2\gamma_d} & \frac{\gamma_d - \gamma_0}{2\gamma_d} \\ \frac{\gamma_d - \gamma_0}{2\gamma_d} & \frac{\gamma_d + \gamma_0}{2\gamma_d} \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{T}(z_{1,2} = t_d) = \begin{pmatrix} \frac{\gamma_m + \gamma_d}{2\gamma_m} e^{(\gamma_m - \gamma_d)t_d} & \frac{\gamma_m - \gamma_d}{2\gamma_m} e^{(\gamma_m + \gamma_d)t_d} \\ \frac{\gamma_m - \gamma_d}{2\gamma_m} e^{-(\gamma_m + \gamma_d)t_d} & \frac{\gamma_m + \gamma_d}{2\gamma_m} e^{-(\gamma_m - \gamma_d)t_d} \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{T}(z_{2,3} = t_d + t_m) = \begin{pmatrix} \frac{\gamma_s + \gamma_m}{2\gamma_s} e^{(\gamma_s - \gamma_m)(t_d + t_m)} & \frac{\gamma_s - \gamma_m}{2\gamma_s} e^{(\gamma_s + \gamma_m)(t_d + t_m)} \\ \frac{\gamma_s - \gamma_m}{2\gamma_s} e^{-(\gamma_s + \gamma_m)(t_d + t_m)} & \frac{\gamma_s + \gamma_m}{2\gamma_s} e^{-(\gamma_s - \gamma_m)(t_d + t_m)} \end{pmatrix},$$

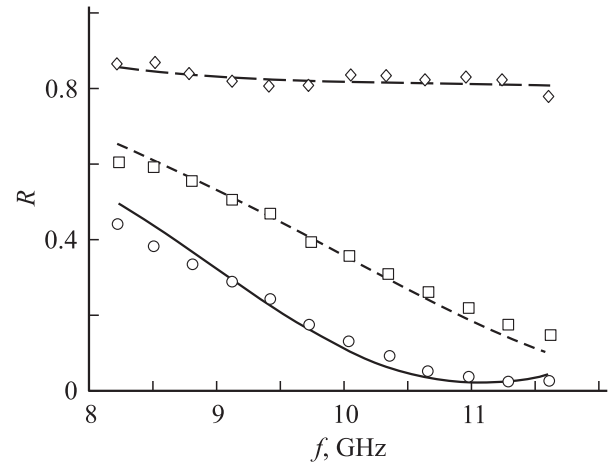


Рис. 4.

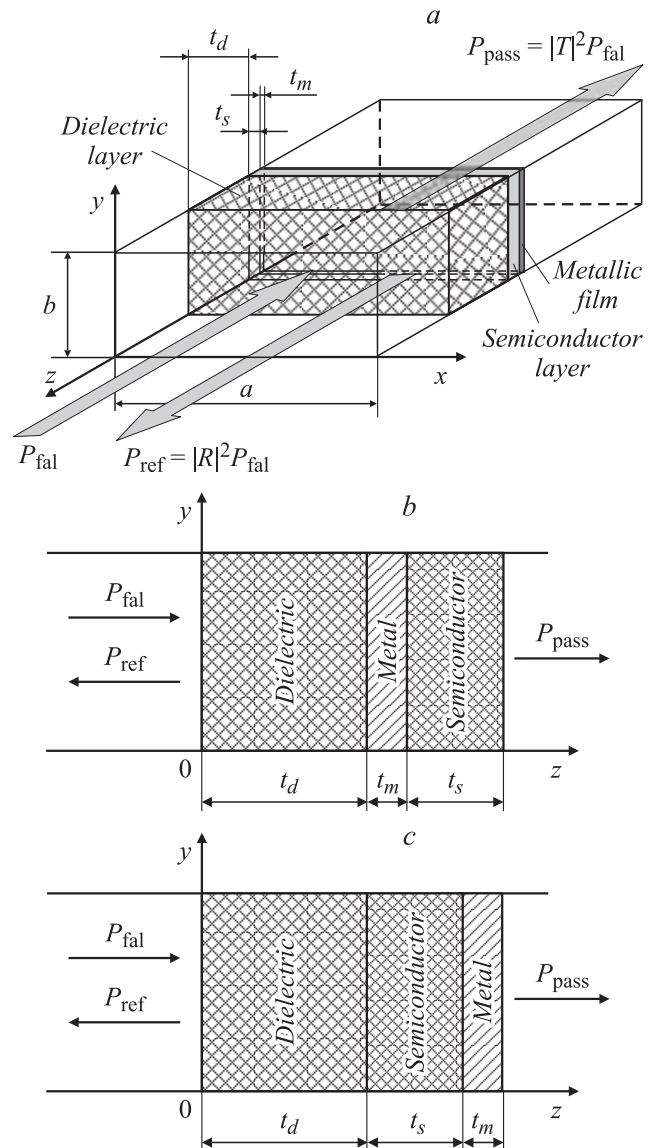


Рис. 5.

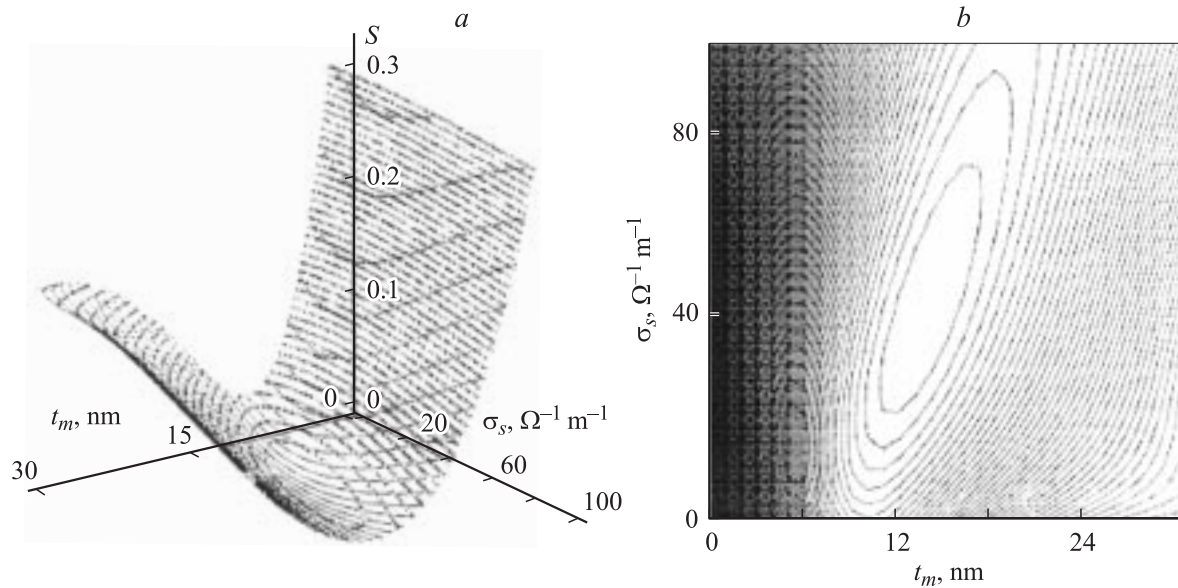


Рис. 6.

$$\mathbf{T}(z_{3,4} = t_d + t_m + t_s) = \begin{pmatrix} \frac{\gamma_0 + \gamma_s}{2\gamma_0} e^{(\gamma_0 - \gamma_s)(t_d + t_m + t_s)} & \frac{\gamma_0 - \gamma_s}{2\gamma_0} e^{(\gamma_0 + \gamma_s)(t_d + t_m + t_s)} \\ \frac{\gamma_0 - \gamma_s}{2\gamma_0} e^{-(\gamma_0 + \gamma_s)(t_d + t_m + t_s)} & \frac{\gamma_0 + \gamma_s}{2\gamma_0} e^{-(\gamma_0 - \gamma_s)(t_d + t_m + t_s)} \end{pmatrix},$$

где  $t_d$  — толщина слоя диэлектрика,  $\gamma_d$  — постоянная распространения электромагнитной волны в слое диэлектрика.

Аналогичным образом рассчитывается частотная зависимость коэффициента отражения  $R_2(\omega, t_m, \sigma_s)$  электромагнитной волны от структуры, представленной на рис. 5, с. Выбрав в качестве начала отсчета поверхность диэлектрического слоя, в этом случае имеем  $z_{0,1} = 0$ ,  $z_{1,2} = t_d$ ,  $z_{2,3} = t_d + t_s$ ,  $z_{3,4} = t_d + t_s + t_m$ .

Измеренные  $R_{1 \text{ exp}}$ ,  $R_{2 \text{ exp}}$  и рассчитанные  $R_1(\omega, t_m, \sigma_s)$ ,  $R_2(\omega, t_m, \sigma_s)$  частотные зависимости коэффициента отражения электромагнитной волны, падающей со стороны диэлектрического слоя, при двух различных ориентациях измеряемой структуры (рис. 5, b, c) позволяют построить функцию невязок, являющуюся функцией двух переменных  $t_m, \sigma_s$ :

$$S(t_m, \sigma_s) = \sum \left| R_{2 \text{ exp}} - R_{1 \text{ exp}} - |R_2(\omega_{\text{exp}}, t_m, \sigma_s) - R_1(\omega_{\text{exp}}, t_m, \sigma_s)| \right|^2, \quad (16)$$

представляющую собой поверхность в пространстве координат  $(t_m, \sigma_s, S)$  (рис. 6, a) и обладающую на плоскости  $(t_m, \sigma_s)$  явно выраженным глобальным минимумом.

Решением уравнения (9) для функции двух переменных  $S(t_m, \sigma_s)$  в виде (16) является искомая толщина металлической пленки  $t_{m \text{ sought}}$  и электропроводность подложки  $\sigma_{s \text{ sought}}$ .

### Эксперимент

Измеряемая структура (рис. 5, b, c) помещалась в прямоугольном волноводе и полностью заполняла его по поперечному сечению. Для расчета постоянных распространения  $\gamma_0, \gamma_m, \gamma_s, \gamma_d$  электромагнитной волны использовались выражения (10), (11) и соотношение  $\gamma_d = \sqrt{\pi^2/a^2 - \omega^2 \epsilon_d \epsilon_0 \mu_0}$ ,  $\epsilon_d$  — относительная диэлектрическая проницаемость слоя.

Коэффициент отражения измерялся с помощью панорамного измерителя коэффициента стоячей волны напряжения (КСВН) и ослабления Р2-67. В качестве диэлектрической вставки, помещаемой перед измеряемой пластиной, использовалась поликоробовая ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) пластина толщиной 2 мм.

На рис. 4 представлены спектры отражения электромагнитной волны от трехслойной структуры  $R_{1 \text{ exp}}$  (квадраты) и  $R_{2 \text{ exp}}$  (кружки), измеренные при двух различных ориентациях измеряемой структуры относительно диэлектрического слоя (рис. 5, b, c).

По результатам измерений спектров отражения и их расчета с использованием (4) и (15) была построена функция невязок  $S(t_m, \sigma_s)$  в виде (16) (рис. 6, a). Контурная карта функции невязок вблизи глобального минимума представлена на рис. 6, b.

В эксперименте измерялись структуры металл-полупроводник, представляющие собой титановые и ванадиевые пленки, нанесенные на кремниевые подложки толщиной 480  $\mu\text{m}$ . В результате решения обратной задачи по измеренным спектрам отражения в диапазоне частот 8–12 GHz с использованием системы уравнений (12) и функции невязок  $S(t_m, \sigma_s)$  в виде (16) были определены параметры исследуемых структур, изготовленных в ГУ НПК „Технологический центр“ МИЭТ.

На рис. 4 приведены результаты расчетов (сплошная и пунктирная линии) спектров отражения электромаг-

нитной волны, падающей со стороны диэлектрической вставки, при двух различных ориентациях измеряемой структуры (рис. 5, *b, c*), выполненные с использованием соотношений (4) и (15) при значениях толщины металлической пленки  $t_{m, sought} = 13.5 \text{ nm}$  и электропроводности подложки  $\sigma_{s, sought} = 43.3 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$ , являющихся корнями системы уравнений (12).

## Заключение

Таким образом, предложена и экспериментально реализована методика неразрушающего многопараметрового контроля электрофизических параметров нанометровых структур металл–полупроводник с использованием спектров отражения и прохождения электромагнитной волны. Показана возможность решения практически важной задачи: одновременного определения толщины металлических пленок в диапазоне значений 2–50 nm и электропроводности полупроводниковых подложек в диапазоне 0–100  $\Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$ .

Работа поддержана в рамках программы Министерства образования и науки РФ „Развитие научного потенциала высшей школы“ коды проектов: 534 и 4031 и грантом А04-3.15-31 Министерства образования и науки РФ для аспирантов.

## Список литературы

- [1] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
- [2] Бетфессель С. Тонкие пленки, их изготовление и измерение. М.–Л.: Госэнергоиздат, 1963. 272 с.
- [3] Усанов Д.А., Скрипаль А.В. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 5. С. 72–77.
- [4] Чаплыгин Ю.А., Усанов Д.А., Скрипаль А.В. и др. // Изв. вузов. Электроника. 2005. № 1. С. 68–77.
- [5] Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
- [6] Усанов Д.А. СВЧ методы измерения параметров полупроводников. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 1985. 55 с.