

01

Оптические коэффициенты пленок меди нанометровой толщины в диапазоне 9–11 GHz

© В.А. Вдовин¹, В.Г. Андреев², П.С. Глазунов², И.А. Хорин³, Ю.В. Пинаев¹

¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

² Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

³ Физико-технологический институт им. К.А. Валиева РАН, 117218 Москва, Россия

e-mail: vdv@cplire.ru

Поступила в редакцию 05.04.2019 г.

В окончательной редакции 05.04.2019 г.

Принята к публикации 30.04.2019 г.

Измерены коэффициенты отражения, пропускания и поглощения ультратонких пленок меди на кварцевой подложке в волноводе на частотах 9–11 GHz. Пленки толщиной менее 5 nm практически полностью окислены и прозрачны для СВЧ излучения. Проводящий слой формируется при толщине пленок, превышающей 5 nm, однако рост коэффициента отражения с толщиной в диапазоне 5–15 nm происходит медленнее, чем это следует из расчетов, использующих модельную проводимость сплошной пленки. Результаты могут быть объяснены морфологией пленок.

Ключевые слова: комплексная диэлектрическая проницаемость, эффективная среда, СВЧ диапазон.

DOI: 10.21883/OS.2019.11.48524.132-19

Введение

При взаимодействии электромагнитного излучения с нанометровыми металлическими пленками возникает размерный эффект, проявляющийся в аномально большом (до 50%) поглощении падающего излучения [1]. Толщина пленки, при которой наблюдается максимум поглощения, составляет несколько нанометров, и она значительно меньше глубины скин-слоя. Подробный обзор оптических свойств ультратонких металлических пленок в СВЧ и ТГц диапазоне, современное состояние теоретического описания размерного эффекта в пленках и экспериментальные результаты представлены в [2]. Уникальность ультратонких пленок заключается в отсутствии частотной зависимости их поглощающих свойств в широком диапазоне длин волн и слабая зависимость от типа металла [1–3]. В обзоре также приведены примеры применения эффекта выраженного поглощения ультратонкими металлическими пленками электромагнитных волн в различных устройствах. Одно из таких приложений — термоакустический детектор импульсов нано- и микросекундной длительности, где в качестве чувствительного элемента используются нанометровые пленки алюминия [4] и хрома [5]. Такие детекторы работают при комнатной температуре и имеют практически одинаковую чувствительность в сантиметровом и миллиметровом диапазонах.

Медь, обладающая высокой проводимостью, широко используется в производстве микроэлектронных

устройств. Процесс микроминиатюризации базовых элементов микросхем и повышение их поверхностной плотности приводит к требованию уменьшения длины и толщины токопроводящих элементов. Существенным ограничением использования медных проводников и контактов толщиной в несколько нанометров является их окисление на воздухе [6]. Изучение кинетики проводящих свойств пленок меди в зависимости от их толщины, метода напыления и структуры подложки представляет большой интерес для технологических процессов, где используются нанометровые пленки [7]. Измерения оптических коэффициентов ультратонких пленок в волноводе в сантиметровом [8,9] и миллиметровом [1] диапазонах позволяют проследить кинетику образования окисного слоя, оценить его толщину, а также измерить проводимость пленки в зависимости от ее толщины. Повышение точности и надежности таких исследований в настоящее время обеспечивают векторные анализаторы цепей, позволяющие измерять комплексные коэффициенты отражения и пропускания в широком диапазоне частот. Целью настоящей работы являлось изучение проводимости пленок меди, изготовленных методом магнетронного распыления в диапазоне толщин от 1 до 30 nm. Для этого измерялись коэффициенты отражения, пропускания и поглощения пленок на кварцевых подложках, помещенных в волновод с полосой 8–12 GHz. Результаты измерений сравнивались с расчетными значениями, полученными при использовании различных модельных зависимостей проводимости пленки от ее толщины.

Расчет коэффициентов отражения и пропускания металлической пленки на диэлектрической подложке в волноводе

Рассматривается структура, состоящая из металлической пленки 2 на диэлектрической подложке 3 с толщинами h_2 и h_3 соответственно (рис. 1). Структура находится в прямоугольном волноводе, где распространяется электромагнитная волна типа TE_{10} . Волна с волновым вектором \mathbf{k} падает из среды 1, проходит через слои 2 и 3 и выходит в среду 4. В средах 1, 2 и 3 возникают волны, отраженные от соответствующих границ. Каждая из сред характеризуется проводимостью σ , относительной диэлектрической проницаемостью ϵ и относительной магнитной проницаемостью μ . Будем рассматривать немагнитные среды, где относительная магнитная проницаемость $\mu = 1$. В каждой из сред для комплексных амплитуд векторов электромагнитного поля справедливы уравнения Гельмгольца, решения которых представляют собой суперпозицию волн, бегущих в противоположных направлениях: $\hat{E}_x = \hat{E}_+ e^{ikz} + \hat{E}_- e^{-ikz}$. Здесь $k = k' + ik''$ — комплексное волновое число электромагнитной волны. Используя условия непрерывности тангенциальных компонент векторов напряженности электрического и магнитного полей на границе сред, можно получить следующую систему уравнений для комплексных амплитуд в каждой из сред:

$$\begin{aligned} \hat{E}_{1+} + \hat{E}_{1-} &= \hat{E}_{2+} + \hat{E}_{2-}, \\ k_1(\hat{E}_{1+} - \hat{E}_{1-}) &= k_2(\hat{E}_{2+} - \hat{E}_{2-}), \\ \hat{E}_{2+} e^{ik_2 h_2} + \hat{E}_{2-} e^{-ik_2 h_2} &= \hat{E}_{3+} e^{ik_3 h_2} + \hat{E}_{3-} e^{-ik_3 h_2}, \\ k_2(\hat{E}_{2+} e^{ik_2 h_2} - \hat{E}_{2-} e^{-ik_2 h_2}) &= k_3(\hat{E}_{3+} e^{ik_3 h_2} - \hat{E}_{3-} e^{-ik_3 h_2}), \\ \hat{E}_{3+} e^{ik_3(h_2+h_3)} + \hat{E}_{3-} e^{-ik_3(h_2+h_3)} &= \hat{E}_{4+} e^{ik_4(h_2+h_3)}, \\ k_3(\hat{E}_{3+} e^{ik_3(h_2+h_3)} - \hat{E}_{3-} e^{-ik_3(h_2+h_3)}) &= k_4(\hat{E}_{4+} e^{ik_4(h_2+h_3)}). \end{aligned}$$

Комплексные амплитудные коэффициенты отражения r и пропускания t определяются из решения этой системы уравнений.

$$r = \hat{E}_{1-} / \hat{E}_{1+} = \frac{DG_- + FG_+}{DG_+ + FG_-} = |r| e^{i\varphi_r},$$

$$t = e^{ik_4(h_2+h_3)} \hat{E}_{4+} / \hat{E}_{1+} = \frac{2e^{ik_4(h_2+h_3)}}{DG_+ + FG_-} = |t| e^{i\varphi_t},$$

где введены следующие коэффициенты:

$$G_{\pm} = \left[1 \pm \frac{k_2}{k_1} \right],$$

$$D = A_+ C_+ + A_- C_-, \quad F = B_+ C_+ + B_- C_-,$$

$$A_{\pm} = \frac{1}{2} e^{\pm i(k_3 \mp k_2)h_2} \left[1 \pm \frac{k_3}{k_2} \right],$$

$$B_{\pm} = \frac{1}{2} e^{\pm i(k_3 \pm k_2)h_2} \left[1 \mp \frac{k_3}{k_2} \right],$$

$$C_{\pm} = \frac{1}{2} e^{i(k_4 \mp k_3)(h_2+h_3)} \left[1 \pm \frac{k_4}{k_3} \right].$$

Коэффициенты отражения, пропускания и поглощения по энергии вычислялись по формулам: $R = |r|^2$, $T = |t|^2$, $A = 1 - R - T$.

Измерения коэффициентов отражения и пропускания проводились в 3-сантиметровом прямоугольном волноводе с размерами 10×23 mm. В диапазоне частот 8–12 GHz в волноводе распространяется волна типа TE_{10} , волновое число которой записывается в виде $k_i = \sqrt{k_{0i}^2 - (\pi/a)^2}$, где k_{0i} — волновое число волны в свободном пространстве, $a = 23$ mm — размер широкой стороны волновода, индекс i соответствует среде, где распространяется волна. Волновые числа волны типа TE_{10} в воздухе ($i = 1, 4$), металлической пленке ($i = 2$) и кварцевой подложке ($i = 3$) записываются в виде

$$k_1 = k_4 = \sqrt{(\omega/c_0)^2 - (\pi/a)^2},$$

$$k_2 = \sqrt{\omega^2 \epsilon_2 / c_0^2 - (\pi/a)^2}, \quad k_3 = \sqrt{\omega^2 \epsilon_3 / c_0^2 - (\pi/a)^2},$$

где c_0 — скорость света в вакууме, $\epsilon_0 = 8.85$ pF/m — диэлектрическая постоянная. Считалось, что относительная диэлектрическая проницаемость воздуха $\epsilon_1 = \epsilon_4 = 1$ и кварцевой подложки $\epsilon_3 = 3.8$ в диапазоне 8–12 GHz [10]. Комплексная диэлектрическая проницаемость пленки меди для частот СВЧ диапазона вычислялась по формуле:

$$\begin{aligned} \frac{\epsilon_2(\omega)}{\epsilon_0} &= \left(1 - \left[(\epsilon_0 \omega_p / \sigma)^2 + (\omega / \omega_p)^2 \right]^{-1} \right) \\ &+ i \epsilon_0 \omega_p^2 / \sigma \omega \left[(\epsilon_0 \omega_p / \sigma)^2 + (\omega / \omega_p)^2 \right], \end{aligned}$$

где ω_p — плазменная частота свободных электронов в металле $\omega_p^2 = n_e e^2 / m \epsilon_0$, n_e — концентрация свободных электронов, m , e — масса и заряд электрона, σ — проводимость пленки меди, которая является функцией толщины. В меди $n_e = 8.47 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}$, $\omega_p = 1.6 \cdot 10^{16} \text{ rad/s}$. Зависимость проводимости пленки от толщины $\sigma(h)$

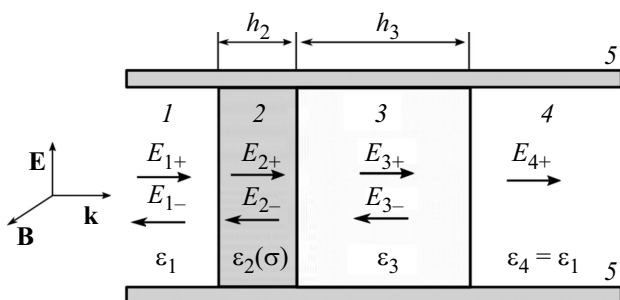


Рис. 1. Модель, используемая в расчетах. 1, 4 — воздух, 2 — пленка меди толщиной h_2 , 3 — кварцевая подложка толщиной h_3 , 5 — прямоугольный волновод.

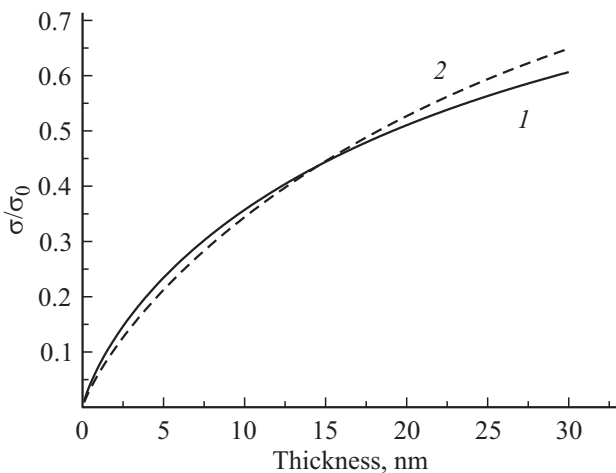


Рис. 2. Модельная зависимость проводимости пленки меди от ее толщины, рассчитанная по точной (кривая 1) и приближенной (кривая 2) формулам.

рассчитывалась по формуле, предложенной в работах [11,12]:

$$\frac{\sigma(h)}{\sigma} = 1 - \frac{3}{2\alpha} \int_1^{\infty} (\eta^{-3} - \eta^{-5})(1 - e^{-\alpha\eta}) d\eta$$

$$= 1 - \frac{3}{8\alpha} + \frac{e^{-\alpha}}{16\alpha} (6 - 10\alpha - \alpha^2 + \alpha^3) + \frac{\alpha}{16} (12 - \alpha^2) Ei(\alpha), \quad (1)$$

где σ_0 — проводимость объемного металла $\sigma_0 = 5.9 \cdot 10^7$ См/м, $\alpha = h/l_0$ — отношение толщины пленки к длине свободного пробега электрона в объемном металле ($l_0 = 42$ нм в меди), $Ei(\alpha) = \int_{-\infty}^{\alpha} \frac{\exp(-\eta)}{\eta} d\eta$ — экспоненциальный интеграл. Эта зависимость показана сплошной кривой на рис. 2. Часто вместо (1) используют приближенную формулу (2), где зависимость проводимости от параметра α более наглядна:

$$\frac{\sigma(h)}{\sigma_0} = 0.5\alpha(1.5 + \ln(1/\alpha)), \quad \alpha \leq 1,$$

$$\frac{\sigma(h)}{\sigma_0} = 1 - 0.25\alpha, \quad \alpha > 1. \quad (2)$$

Экспериментальная установка и методы измерения

Пленки меди напылялись в вакуумной установке Leybold Z-550 со значением предварительного вакуума 10^{-5} тбар методом магнетронного распыления. Использовалась мишень с чистотой 99.999% и кварцевые подложки толщиной 2 мм и размерами 22.9×9.8 мм. Перед установкой в камеру подложки обрабатывали в

10%-ном растворе перекиси водорода, промывали дистиллированной водой и высушивали под струей азота. В процессе напыления в камере поддерживалось давление аргона $4 \mu\text{bar}$. Подложки закреплялись в охлаждаемом держателе на расстоянии 6 см от мишени и вращались с частотой 4 rpm, чтобы получить пленки однородные по толщине на всей поверхности. Толщина пленок меди рассчитывалась по скорости распыления мишени, которая при мощности постоянного тока 100 W составляла 2 nm/min. Были изготовлены пленки толщиной 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 4.0, 5.0, 7.5, 10, 20 и 30 nm.

Измерения оптических коэффициентов пленок меди на подложках проводились в прямоугольном волноводе в диапазоне частот 9–11 GHz (рис. 3, а). Подложки с пленками 1 устанавливались в конец измерительного волновода 2, при этом пленка ориентировалась по направлению падающей волны. Размер подложки 22.9×9.8 мм такой, чтобы полностью перекрывать сечение волновода. Для калибровки тракта при полном отражении на место подложки устанавливалась медная пластинка с размерами, идентичными размерам кварцевой подложки. Волновод подключался к портам векторного анализатора цепей ZVA-24 с помощью двух коаксиально волноводных переходов 3, 4. Амплитуда и фаза параметров рассеяния S_{11} и S_{12} измерялась на дискретных частотах в диапазоне 9–11 GHz с шагом 0.5 GHz при помещении подложек с пленками различной толщины в измерительный волновод. Для калибровки тракта на каждой из частот измеряли параметры рассеяния при помещении в измерительный волновод чистой подложки без пленки и медной металлической пластинки, полностью отражающей излучение. Коэффициенты отражения R и пропускания T и поглощения A вычислялись по формулам:

$$R = \left(\frac{S_{11F}}{S_{11M}} \right)^2, \quad T = \left(\frac{S_{12F}}{S_{120}} \right)^2, \quad A = 1 - R - T,$$

где S_{11F} , S_{11M} — амплитуды параметра S_{11} , измеренные при помещении в измерительный волновод подложки с пленкой и металлической пластинки соответственно, S_{12F} , S_{120} — амплитуды параметра S_{12} , измеренные соответственно при установке в волновод подложки с металлической пленкой и в ее отсутствие.

Результаты

Оптические коэффициенты пленок меди на кварцевой подложке в зависимости от толщины пленки, рассчитанные для значения проводимости объемной меди $\sigma_0 = 5.9 \cdot 10^7$ См/м показаны на рис. 4. Нулевая толщина ($h = 0$) соответствует чистой подложке без пленки. На рис. 4, а представлены полученные зависимости на частоте 10 GHz для пленок толщиной до 30 nm. При толщине пленки, превышающей 10 nm, коэффициенты отражения и пропускания приближаются к значениям,

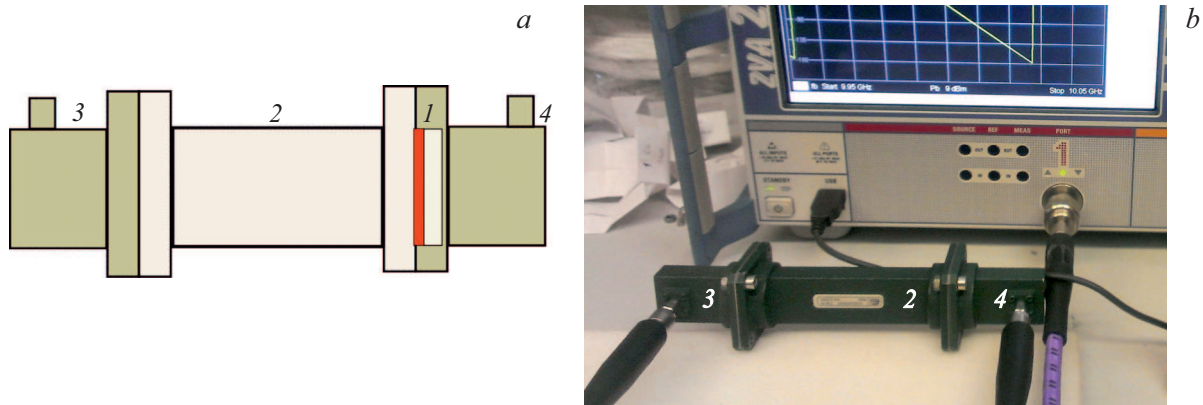


Рис. 3. Схема (а) и фото (b) экспериментальной установки для измерения коэффициентов отражения и пропускания пленок меди. 1 — подложка с пленкой меди, 2 — волновод, 3, 4 — коаксиально волноводные переходы (КВП).

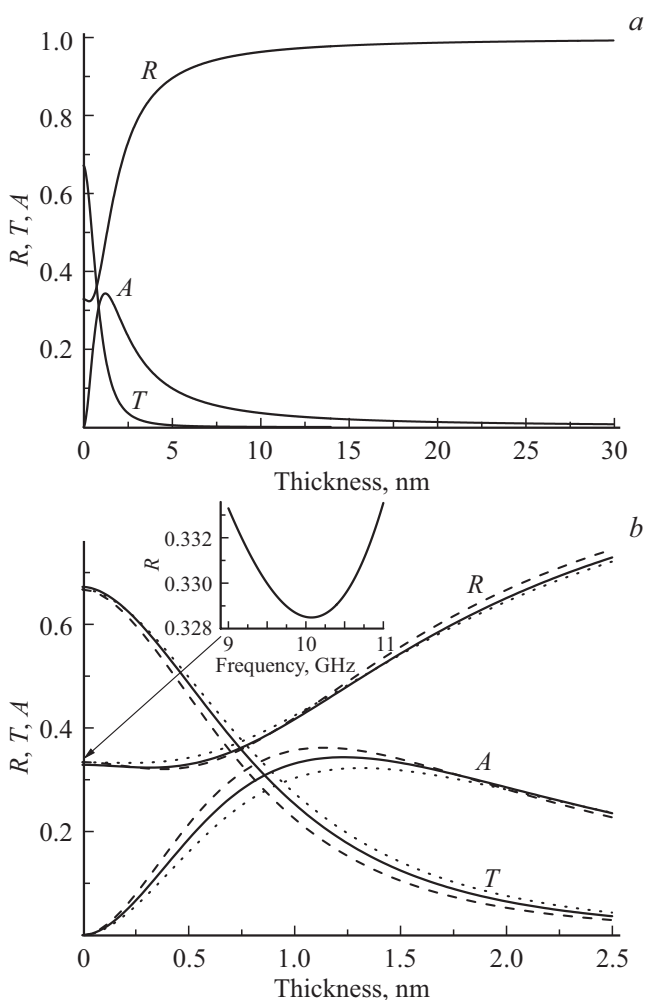


Рис. 4. Рассчитанные зависимости оптических коэффициентов от толщины пленки меди. Расчеты на частоте волны 10 GHz в диапазоне толщин 0–30 nm (а) и на частотах 9 (штриховая), 10 (сплошная) и 11 GHz (пунктирная линия) для толщин пленки от 0 до 2.5 nm (b). На вкладке показана зависимость коэффициента отражения кварцевой подложки от частоты в диапазоне 9–11 GHz.

характерным для сплошного металла, коэффициент поглощения не превышает 0.05. С увеличением толщины пленки до 1.24 nm коэффициент поглощения очень быстро растет, и при толщине пленки 1.24 nm достигает своего максимального значения 0.34. Более детальное поведение оптических коэффициентов представлено на рис. 4, b. Особенностью измерений оптических коэффициентов пленок на диэлектрической подложке в волноводе является наличие волноводной дисперсии скорости электромагнитной волны. Это проявляется на зависимости коэффициента отражения и пропускания чистой подложки от частоты. Коэффициент отражения имеет минимум вблизи частоты 10 GHz (показан на вкладке рис. 4, b). Значения на частотах 9 и 11 GHz превышают это минимальное значение на 1.6%, что можно измерить. Отметим, что кварцевая подложка в волноводе отражает почти 33% падающей энергии, что превышает отражение от подложки в свободном пространстве, что также следует учитывать при проведении волноводных измерений. При толщине пленки 0.32 nm имеется минимум коэффициента отражения. Его значения на 0.5% меньше, чем отражение от подложки без пленки, т.е. наблюдается локальное просветление структуры пленка-подложка. Волноводная дисперсия приводит к частотной зависимости коэффициента поглощения A пленки на подложке. Максимальное значение коэффициента A возрастает почти на 11% при уменьшении частоты с 11 до 9 GHz (рис. 4, b). Все указанные особенности следует учитывать при проведении измерений.

На рис. 5 показаны измеренные коэффициенты отражения и пропускания пленок меди на подложке в зависимости от толщины пленки. Разные символы соответствуют измерениям в волноводе на частотах 9, 10 и 11 GHz. Пленки толщиной, не превышающей 5 nm, практически не влияют на отражение волны, которое определяется только параметрами кварцевой подложки. При увеличении толщины пленки от 5 до 15 nm наблюдается довольно быстрый рост коэффициента отражения и уменьшение коэффициента пропускания, что соот-

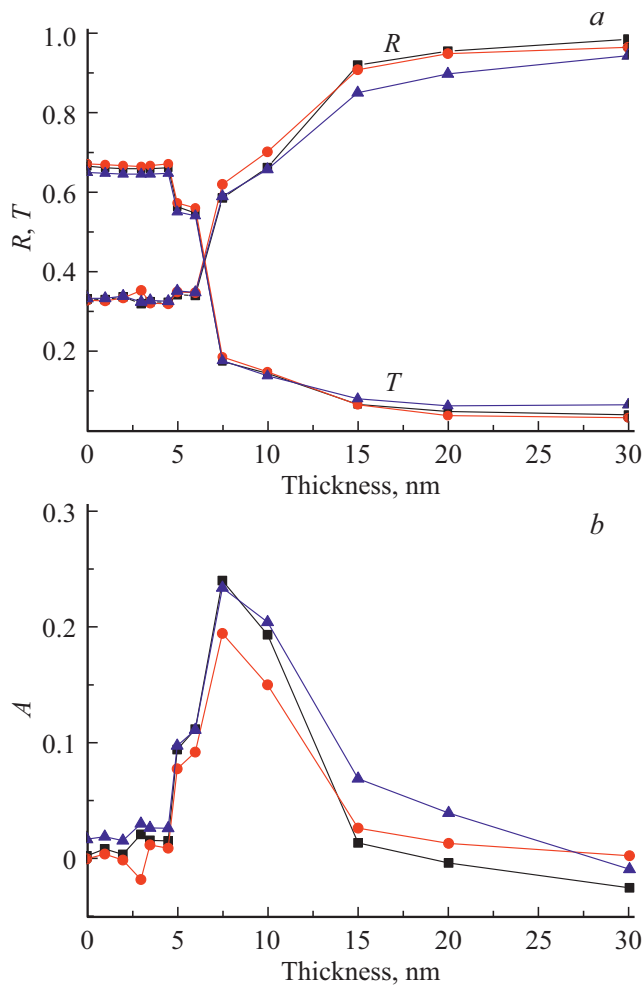


Рис. 5. Коэффициенты отражения, пропускания (а) и поглощения (б) в зависимости от толщины медной пленки, измеренные на частотах 9 (■), 10 (●) и 11 GHz (▲).

ветствует переходу состояния пленки из диэлектрика в проводник. При толщине пленки 7.5 nm наблюдается максимум коэффициента поглощения, величина которого составляет около 25% от падающей энергии волны.

Сравнение измеренных на частоте 10 GHz значений оптических коэффициентов с результатами расчетов представлено на рис. 6. По результатам измерений переход пленки из диэлектрика в проводник начинается при толщине пленки 5 nm. Сплошная проводящая поверхность, способная отражать электромагнитное излучение, формируется у пленок, толщина которых превышает 5 nm. Для сравнения с измеренными значениями расчетные кривые смещены на толщину 5 nm. Отметим, что измеренные коэффициенты отражения и пропускания чистой подложки совпадают с расчетными на всех частотах с погрешностью, не превышающей 2%. Такой результат обеспечивался точной калибровкой измерительного тракта и позиционированием подложки строго перпендикулярно падающему излучению. При толщине пленки 30 nm измеренные значения коэффициента от-

ражения (0.96) и пропускания (0.03) соответствуют расчетным также в пределах 2%. Однако рост измеренных значений коэффициента отражения с толщиной в диапазоне 5–15 nm происходит медленнее, чем это следует из расчетов. Пропускание в этом диапазоне толщин также не соответствует расчетным значениям, наблюдается более плавный рост коэффициента поглощения и смещение его максимума на 2 nm в сторону увеличения толщины.

Зависимости сдвига фаз отраженной φ_{11} и прошедшей волны φ_{12} относительно фазы падающей волны от толщины пленки показаны на рис. 7. При отражении от чистой подложки сдвиг фазы волны зависит от частоты и изменяется от 140 до 147° при увеличении частоты от 9 до 11 GHz. При толщине пленки, не превышающей 5 nm, измеренные значения сдвига фаз флуктуируют вблизи указанных значений (рис. 7, а). Резкий скачок фазы наблюдается при толщине пленки 7.5 nm, когда формируется проводящий слой, при котором фазы отраженной и падающей волн сдвинуты на 180°. В области 5–7.5 nm наблюдается переходной режим отражения от структуры пленка-подложка. Расчеты показывают, что толщины пленки 1 nm уже достаточно для обеспечения противофазного отражения. В соответствии с расчетами сдвиг фазы прошедшей волны должен уменьшаться и стабилизироваться на постоянном уровне для пленок толщиной, превышающей 3 nm (рис. 7, б). Однако результаты измерений заметно отличаются от теоретических расчетов. Переходный режим для измеренной фазы прошедшей волны происходит в гораздо большем диапазоне толщин — от 5 до 15 nm. Выход на стационарный уровень наблюдается только для пленок толщиной, превышающей 20 nm. Отметим, что фазовые измерения являются довольно чувствительными, поэтому они

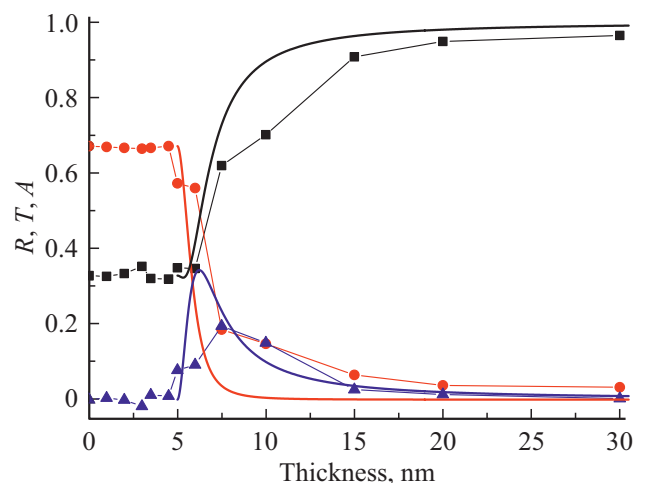


Рис. 6. Сравнение оптических коэффициентов, измеренных в волноводе на частоте 10 GHz (символы) с рассчитанными для проводимости объемной меди $\sigma_0 = 5.9 \cdot 10^7 \text{ Sm/m}$ (сплошные линии). Расчетные кривые смещены на 5 nm — толщину пленки меди, при которой начинает формироваться сплошной проводящий слой.

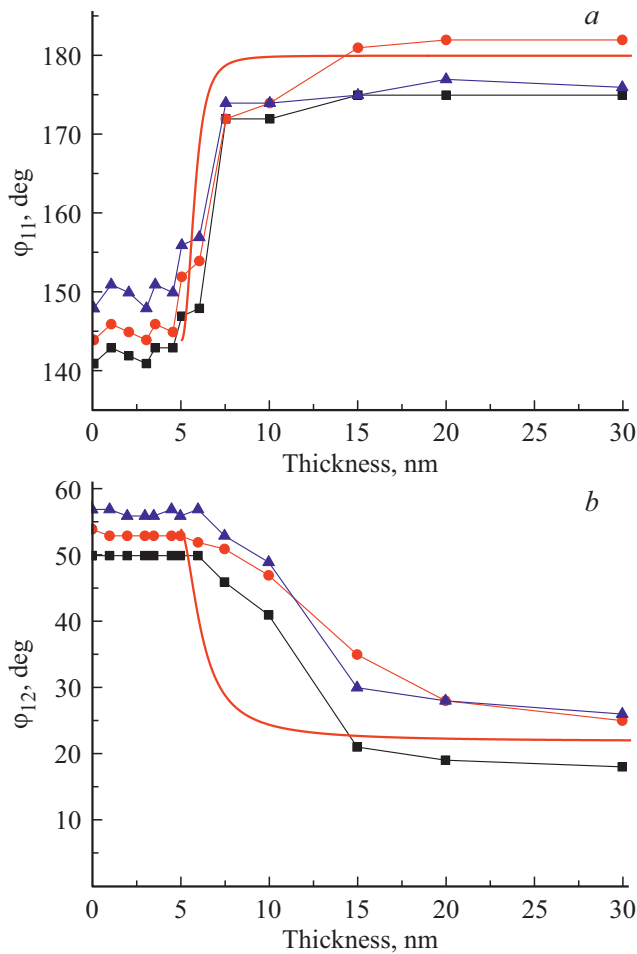


Рис. 7. Сдвиг фаз отраженной (a) и прошедшей волны (b) относительно фазы падающей волны в зависимости от толщины пленки. Результаты измерений на различных частотах показаны символами: 9 (■), 10 (●) и 11 GHz (▲). Расчет на частоте 10 GHz показан сплошной линией. Расчетные кривые сдвинуты на толщину 5 nm.

могут служить в качестве инструмента для уточнения структуры пленки.

Заключение

Результаты измерений коэффициентов отражения и пропускания, представленные на рис. 6 и 7, показывают, что пленки меди толщиной, не превышающей 5 nm, практически прозрачны для излучения на частотах 9–11 GHz. Пленки меди нанометровой толщины очень быстро окисляются на воздухе, в результате чего формируется стойкий слой окисла со сложной структурой [6,7,13]. Формирование окисного слоя происходит в несколько стадий и существенно зависит от технологического процесса магнетронного напыления. В частности, пленки меди толщиной до 5 nm в результате хранения на воздухе оказываются практически полностью (на 98.5%) окисленными. Пленки толщиной более 5 nm проявляют

металлические свойства, формируется проводящий слой, который отражает электромагнитные волны. Однако, как показывает несоответствие экспериментальных и расчетных значений оптических коэффициентов, структура проводящего слоя неоднородна. В частности, в [13] показано, что перколяционный переход происходит при толщине 10–12 nm. Пленки, толщина которых превышает указанный порог, проявляют чисто металлические свойства, в то время как проводимость пленок с меньшей толщиной определяется в большей степени морфологией пленки. Определяющую роль здесь играют межзеренные контакты, структура и ориентация самих зерен [14,15]. Наличие окисного слоя меди в пленках толщиной несколько нанометров, а также неоднородности в виде отдельных зерен на поверхности пленок меди были отмечены авторами в [16]. Проводимость пленок в диапазоне 5–12 nm следует рассчитывать исходя из теории эффективной среды [14,15].

Финансирование работы

Работа поддержана грантами РФФИ 16-29-09581, 18-29-02094.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Андреев В.Г., Вдовин В.А., Воронов П.С. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 22. С. 68–74; Andreev V.G., Vdovin V.A., Voronov P.S. // Tech. Phys. Lett. 2003. V. 29. N 11. P. 953–955. doi 10.1134/1.1631376
- [2] Kaplan A.E. // J. Opt. Soc. Am. B. 2018. V. 35. N 6. P. 1328–1340. doi 10.1364/JOSAB.35.001328
- [3] Андреев В.Г., Ангелуц А.А., Вдовин В.А., Лукичев В.Ф., Шкуринов А.П. // Радиотехн. и электрон. 2016. Т. 61. № 1. С. 66–71; Andreev V.G., Angeluts A.A., Vdovin V.A., Lukichev V.F., Shkurinov A.P. // J. Communications Technology and Electronics. 2016. V. 61. N 1. P. 61–65. doi 10.1134/S1064226915120025
- [4] Андреев В.Г., Вдовин В.А. // ПТЭ. 2009. Т. 52. № 2. С. 81–85; Andreev V.G., Vdovin V.A. Instruments and Experimental Techniques. 2009. V. 52. N 2. P. 226–229. doi 10.1134/S0020441209020171
- [5] Andreev V.G., Kalynov Yu.K., Vdovin V.A. // IEEE Sensor J. 2014. V. 14. N 2. P. 578–583. doi 10.1109/JSEN.2013.2286101
- [6] Семёнов В.А., Оскирко В.О., Работкин С.В., Оскомов К.В., Соловьев А.А., Степанов С.А. // Известия вузов. Физика. 2017. Т. 60. № 9. С. 88–93; Semenov V.A., Oskirko V.O., Rabotkin S.V., Oskomov K.V., Solovyev A.A., Stepanov S.A. Russian Physics J. 2018. V. 60. N 9. P. 1559–1564. doi 10.1007/s11182-018-1251-7
- [7] Gopika K.P., Ramanandan, Gopakumar Ramakrishnan, Planken P.C.M. // J. Appl. Phys. 2012. V. 111. P. 123517. doi 10.1063/1.4729808

- [8] Антонец И.В., Котов Л.Н., Никипелов С.В., Карпушов Е.Н. // ЖТФ. 2004. Т. 74. № 11. С. 102–106; Antonets I.V., Kotov L.N., Nekipelov S.V., Karpushov E.N. // Tech. Phys. 2004. V. 49. N 11. P. 1496–1500.
- [9] Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Абрамов А.В., Боголюбов А.С. // ЖТФ. 2006. Т. 76. № 5. С. 112–117; Usanov D.A., Skripal A.V., Abramov A.V. Bogolyubov A.S. // Tech. Phys. 2006. V. 51. N 5. P. 644. doi 10.1134/S1063784206050173
- [10] Лебедев И.В. Техника и приборы СВЧ. Т. 1. М.: Высшая школа, 1970. 440 с.
- [11] Fusch K. Math. Proc. Cambridge Philos. Soc. 1938. V. 34. P. 100–108.
- [12] Pichard C.R., Bedda M., Vatamanyuk V.I., Tossier A.J., Teller C.R. // J. Mater. Sci. 1985. V. 20. P. 4185. doi 10.1007/BF00552414
- [13] Gong J.B., Dong W.L., Dai R.C., Wang Z.P., Zhang Z.M., Ding Z.J. // Chinese Physics B. 2014. V. 23. N 8. P. 087802. doi 10.1088/1674-1056/23/8/087802
- [14] Walther M., Cooke D.G., Sherstan C., Hajar M., Freeman M.R., Hegmann F.A. // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. P. 125408. doi 10.1103/PhysRevB.76.125408
- [15] Stroud D. // Phys. Rev. B. 1975. V. 12. N 8. P. 3368–3373. doi 10.1103/PhysRevB.12.3368
- [16] Khorin I., Orlikovsky N., Rogozhin A., Tatarintsev A., Pronin S., Andreev V., Vdovin V. // Proc. SPIE. 2016. V. 10224. P. 1022407. doi 10.1117/12.2266504