

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.11.36>

УДК: 539.216.2; 621.372; 538.935; 538.975; 537.874

НОВЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ СВЧ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОТРАЖЕНИЯ, ПРОХОЖДЕНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ УЛЬТРАТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК

В.А. Вдовин, И.И. Пятайкин

**Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
125009, г. Москва, ул. Моховая, д. 11, стр. 7**

Статья поступила в редакцию 14 ноября 2025 г.

Аннотация. Предложен новый метод измерения микроволновых коэффициентов ультратонких пленок металлов, основанный на использовании пластин слюды микронной толщины в качестве подложек. При измерении указанных коэффициентов данным методом подложка с напыленной на нее пленкой прикрепляется к фланцу волновода таким образом, чтобы металлическая пленка полностью перекрывала просвет волновода. Проведено сравнение результатов измерений, получаемых с использованием данного подхода с результатами, получаемыми с помощью методики, в которой стеклянная подложка с металлической пленкой закрепляется внутри волновода с помощью упругих крупниц радиопрозрачного полиэтилена. Установлено, что результаты измерений по новой технологии гораздо лучше согласуются с предсказаниями существующей теории, чем результаты измерений с использованием стеклянных подложек. Сделан вывод, что обнаруженные ранее аномалии хода СВЧ коэффициентов металлических пленок в области их толщин, больших 10-25 нм, связаны с неплотным прилеганием стеклянной подложки с пленкой к стенкам волновода.

Ключевые слова: ультратонкие медные пленки, СВЧ коэффициенты отражения и прохождения, СВЧ коэффициент поглощения, согласование импедансов, классический размерный эффект.

Финансирование: Работа выполнена в рамках темы «Пика» государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

Автор для переписки: Вдовин Владимир Александрович, vdv@cplire.ru

Введение

Исследование электродинамических свойств сверхтонких металлических пленок представляет интерес с фундаментальной и практической точек зрения [1]. Это связано с тем, что их волновой импеданс сравним с импедансом свободного пространства $Z_0 = 4\pi / c$,¹ что приводит к своеобразному поведению коэффициента поглощения такими пленками электромагнитных волн с частотами вплоть до диапазона ближнего инфракрасного излучения.

Например, металлический слой с проводимостью σ и толщиной $d_{pk} = c / (2\pi\sigma)$ [2] имеет волновой импеданс $Z_{pk} = 1 / (\sigma d_{pk})$, равный половине Z_0 . Поэтому он оказывается согласованным с волновым импедансом поля двух электромагнитных волн, распространяющихся навстречу друг другу в направлении перпендикулярном слою [3]. Согласование импедансов означает, что рассматриваемый слой, внесенный в поле встречных электромагнитных волн, будет вести себя как абсолютно черное тело, полностью поглощая падающее на него излучение, что весьма ценно для решения фундаментальных задач астрономии и спектроскопии [4].

Рассмотренное выше условие идеального согласования импедансов нарушается, если электромагнитных волн не две, а одна. Но и в этом случае

¹ c – скорость света в вакууме. Здесь используется гауссова система единиц, размерность удельной электрической проводимости в которой $[\sigma] = c^{-1}$ (обратная секунда). Численное

значение Z_0 в системе СИ составляет $Z_0 \approx \frac{4\pi}{3 \cdot 10^{10}} \cdot 9 \cdot 10^{11} = 120\pi \approx 377$ Ом.

коэффициент поглощения металлическим слоем толщиной d_{pk} электромагнитной энергии оказывается довольно большим и равным $\frac{1}{2}$, и совершенно не зависит от длины волны [2] в указанном выше диапазоне частот [1].

Несмотря на очевидное практическое значение таких слоев, их получение вызывает непреодолимые затруднения по причине малости величины d_{pk} . Оценки показывают, что в случае металлов d_{pk} не превышает $15 \text{ \AA}$. Ясно, что получение свободных от поддерживающей подложки слоев макроскопической площади и столь малой толщины невозможно.

Использование в качестве материала слоя полуметалла висмута [1] позволяет увеличить d_{pk} на порядок (примерно до $180 \text{ \AA}$ [3]), но и этом случае перспективы получения свободных слоев такой толщины и макроскопической площади представляются на сегодняшний день довольно туманными. Помимо этого, сильная зависимость проводимости висмутовых пленок от заряда их поверхности чрезвычайно затрудняет согласование их импеданса с Z_0 и удержание этого согласования в течение всего срока эксплуатации слоя в приборах [3].

В отличие от свободных слоев, сверхтонкие пленки металлов на диэлектрической подложке могут быть получены без особых затруднений простым термическим испарением металла в вакууме. Хотя использование диэлектрической подложки исключает согласование импеданса структуры «пленка-подложка» с Z_0 во всем диапазоне частот, интерференция волны на толщине подложки позволяет контролируемым образом изменять величины коэффициентов отражения, прохождения и поглощения (R , T и A , соответственно) на выбранной частоте, что может оказаться полезным для решения практических задач электромагнитной маскировки.

Расчеты показывают, что если металлический слой лежит на диэлектрической подложке, то его коэффициент поглощения является немонотонной функцией толщины пленки и достигает максимума при

некоторой ее толщине, которая зависит от свойств материалов пленки и подложки [5]. Выбирая толщину подложки такой, чтобы коэффициенты отражения всей структурой и прохождения через нее были минимальны, можно добиться получения значительного коэффициента поглощения $A=1-R-T$ электромагнитной энергии в пленке на выбранной частоте.

Ясно, что для проверки данных соображений необходимо точное измерение коэффициентов R , T и A . В сантиметровом диапазоне длин волн наиболее подходящим для этих целей методом является, по-видимому, измерение этих коэффициентов в волноводе, поперек просвета которого установлена исследуемая структура [5, 6]. Строгая канализация электромагнитной энергии внутри волновода исключает влияние на коэффициенты R , T и A дифракции, от которой так страдает точность измерений в свободном пространстве.

Ранее в работе [7] нами были проведены волноводные измерения коэффициентов R , T и A медных пленок на подложках из кварцевого стекла, позволившие обнаружить высокий ($A \approx 0,8$) коэффициент поглощения электромагнитной энергии в пленке на частоте 11,5 ГГц в соответствии с изложенными выше интерференционными соображениями.

На рис. 1 воспроизведены полученные в работе [7] результаты измерения коэффициентов R , T и A в геометрии, когда электромагнитная волна падает на исследуемую структуру со стороны медной пленки. Хорошо видно, что при малых толщинах металлической пленки d зависимости $R(d)$ и $T(d)$ на качественном уровне находятся в согласии с расчетными [5]. И то же самое время, при больших значениях толщин заметна тенденция спада коэффициента отражения и роста коэффициента пропускания с увеличением d , что противоречит теории [2].

Следует отметить, что в этой геометрии измерений интерференционные эффекты выражены слабо. Их влияние на СВЧ коэффициенты довольно невелико. Поэтому наблюдаемые аномалии связаны именно с особенностями

образцов, а не с интерференционным перераспределением энергии волнового поля.

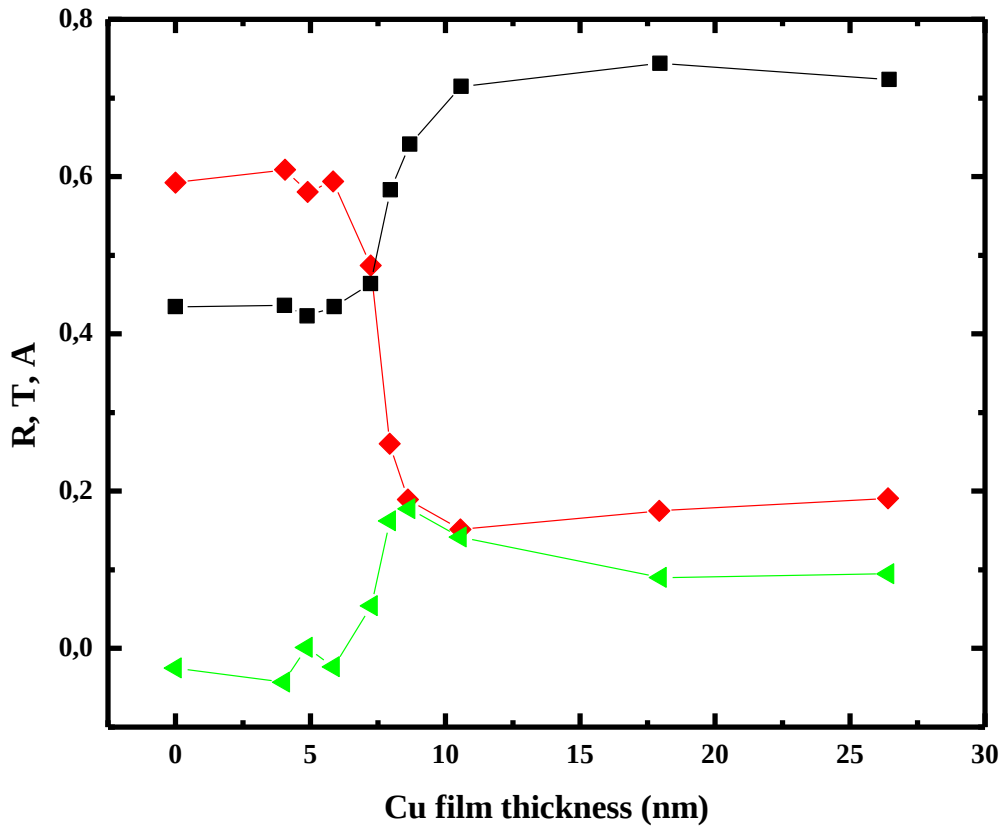


Рис. 1. Зависимости СВЧ коэффициентов R , T и A (квадраты, ромбы и треугольники, соответственно) от толщины медных пленок, напыленных на подложки из кварцевого стекла марки КУ-1. Данные заимствованы из рис. 3с работы [7]. Измерения выполнены на частоте 11,5 ГГц, толщина подложек 4 мм. Электромагнитная волна падает на образец со стороны медной пленки. Экспериментальные точки соединены прямыми линиями для облегчения восприятия данных.

Настоящая статья посвящена обсуждению и устранению причин данных аномалий, изучению влияния на них конструкции образца и метода его размещения в волноводе.

С этой целью мы изменили конструкцию образцов, перейдя от использования четвертьволновых четырехмиллиметровых стеклянных подложек к пластинам слюды микронной толщины. Это позволило нам разместить исследуемые образцы непосредственно на фланце волноводной измерительной секции таким образом, чтобы металлическая пленка с запасом

перекрывала просвет волновода. Оказалось, что этого достаточно для устранения указанных аномалий.

Проведенные измерения коэффициентов R , T и A новых образцов показали, что их результаты согласуются с предсказаниями существующей теории гораздо лучше, чем результаты измерений с использованием стеклянных подложек. Этот факт позволяет связать описанные выше аномалии асимптотического поведения коэффициентов R и T с неидеальным прилеганием стеклянных подложек к стенкам волновода.

1. Образцы и методы

Напыление медных слоев проводилось термическим испарением навесок Cu (чистотой 99,999 %) в вакууме $5 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. на предварительно отожженные при 250°C подложки из слюды марки СОВ размерами $20 \times 35 \times 0,02$ мм³, которые находились при комнатной температуре в момент конденсации металлической пленки.

Перед применением, подложки из слюды отмывались в аммиачно-перекисном растворе, промывались бидистиллированной водой и высушивались в потоке воздуха, подаваемого под давлением.

Навеска из меди известной массы закладывалась в тигель, намотанный из вольфрамовой проволоки, и нагревалась до температуры плавления. Время испарения навески составляло 10 секунд. Такая скорость напыления была выбрана для уменьшения размера островков, которые формируются на поверхности подложки на начальном этапе конденсации металла.

Тигель был установлен на расстоянии $R = 10$ см от поверхности подложки, что позволяет получать пленки достаточно равномерной толщины. Толщина пленки d рассчитывалась исходя из массы навески m с учетом взаимного расположения подложки и тигля по формуле $d = mG \cos \varphi / (4\pi R^2 \rho)$. В данном соотношении φ – угол между нормалью к поверхности подложки и направлением на тигель, ρ – плотность меди, а G – поправочный

коэффициент, описывающий отклонение реальной геометрии системы «тигель-подложка» от идеальной.

Величина этого коэффициента определялась в специальном эксперименте, в ходе которого напылялись медные пленки толщиной 10 – 20 нм, на поверхности которых методом литографии вытравливались полосы с четкой ступенькой перехода от подложки к пленке. Высота сформированных таким образом ступенек измерялась стилусным профилометром KLA-Tencor Alpha-Step IQ. Эти измерения определяют реальную толщину пленки, отношение которой к номинальной, вычисляемой по приведенной выше формуле для d при $G=1$, позволяет найти коэффициент G . Погрешность определения толщины пленки таким методом составляет 5 %.

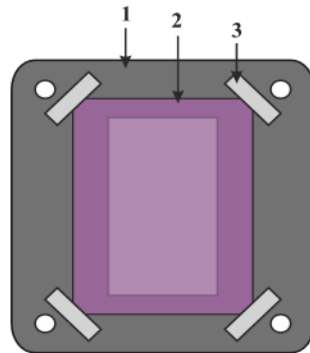


Рис. 2. Схема расположения и закрепления металлизированной слюдяной пластины на фланце прямоугольного волновода для проведения измерений СВЧ коэффициентов R , T и A . 1 – волноводный фланец, 2 – слюда, покрытая слоем меди, 3 – полоска скотча.

Для проведения измерений СВЧ коэффициентов, слюдяная пластина, одна сторона которой полностью покрывалась слоем исследуемого металла, накладывалась на фланец волновода $23 \times 10 \text{ мм}^2$ так, как это показано на рис 2. Вблизи краев она приклеивалась к фланцу измерительной секции с помощью коротких и узких ($10 \times 1 \text{ мм}^2$) полосок скотча. Измерения СВЧ коэффициентов R , T и A в диапазоне частот 8 – 12 ГГц проводились по методике, описанной в работах [5 – 7].

Далее в статье все внимание будет сосредоточено на обсуждении характера зависимости коэффициента отражения от толщины металлической

пленки. Это связано с тем, что $R \gg T, A$ при $d \gg d_{pk}$. Это делает коэффициент отражения легко измеримой и наиболее точной электродинамической характеристикой металлической пленки в микроволновом диапазоне частот.

2. Результаты и обсуждение

На рис. 3 представлены результаты измерения зависимости $R(d)$ медных пленок на слюде. Излучение падало на образец со стороны пленки. Для сравнения, на том же рисунке приведены результаты измерений аналогичного коэффициента медных пленок, напыленных на подложки из кварцевого стекла, взятые из рис. 3с работы [7].

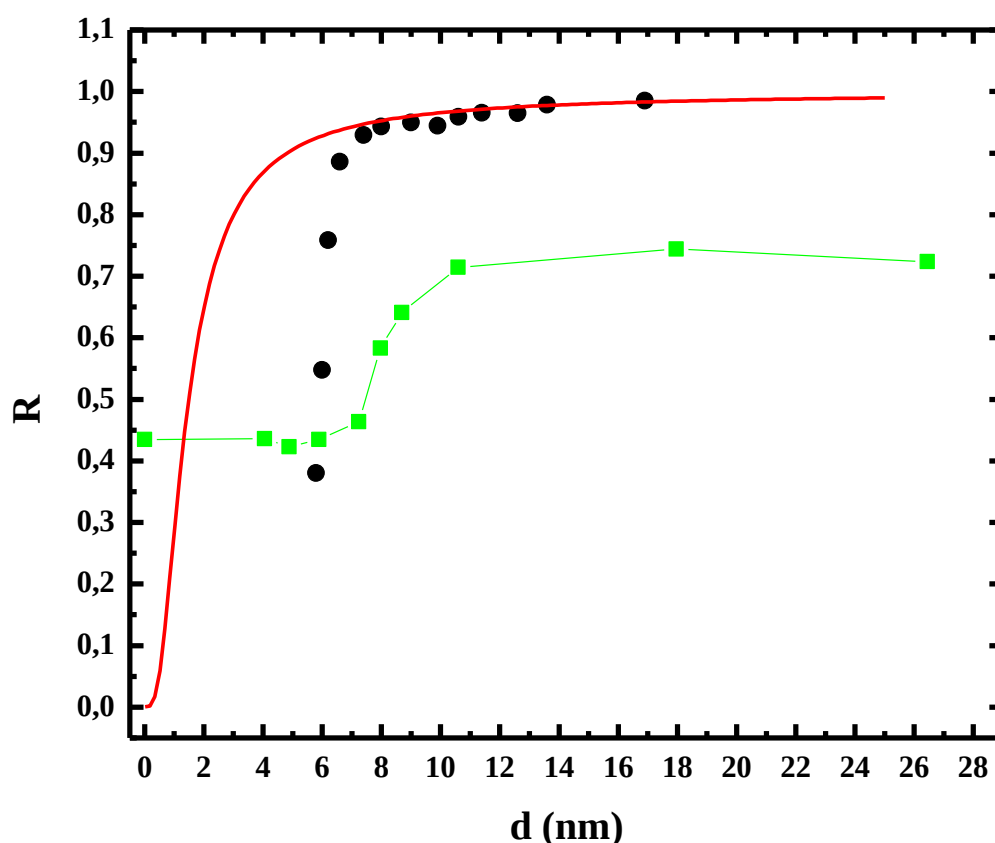


Рис. 3. Результаты измерения микроволнового коэффициента отражения медных пленок, нанесенных на подложку из слюды (кружки) и кварцевого стекла (квадраты). Сплошная линия — результат расчета $R(d)$ по формуле (1) исходя из проводимости $\sigma(d)$, вычисленной по теории МШД с использованием параметров p , $\mathcal{R}$ и l_0 , заимствованных из статей [8], [16] и [17], соответственно.

Как видно из данного рисунка, сравниваемые образцы имеют принципиально различную зависимость коэффициента отражения от толщины металлической пленки в области 10 – 25 нм. Образцы на стекле демонстрируют аномальный ход, о котором речь шла во Введении, в то время как зависимость $R(d)$ медных пленок на слюде стремится к единице при $d \rightarrow \infty$, в соответствии с предсказаниями теории Каплана [2].

В области промежуточных толщин также заметны сильные различия. В окрестности $d = d_{perc} \approx 6$ нм коэффициент отражения пленки на слюде быстро стремится к нулю, в то время как аналогичный коэффициент образца на стекле выходит на плато.

Данные различия обусловлены, во-первых, перколяционным переходом в пленках меди, который имеет место в окрестности d_{perc} [8], и, во-вторых, принципиально различной толщиной слюдяных (0,02 мм) и стеклянных (4 мм) подложек.

Действительно, ниже точки перехода медная пленка имеет островковую структуру, она не отражает микроволны и поэтому имеет нулевой коэффициент R [9]. Коэффициент отражения системы «пленка-подложка» при этом выходит на значение, равное коэффициенту отражения от одной подложки.

Для количественного сопоставления результатов, приведенных на рис. 1 и 3, с теорией необходимо использовать формулу для коэффициента отражения от системы «пленка-подложка» с учетом закона дисперсии электромагнитных волн в прямоугольном волноводе. Эта формула выводится² в предположении $d \ll \delta$, имеет крайне громоздкий вид и приводится ниже.

$$R = \frac{B}{C}; \quad (1)$$

$$B = (2y_1 - x_1 + z)^2 + N^2(x_1 - 2y_1 + z)^2 + 2N \cos(\varphi) \left((x_1 - 2y_1)^2 - z^2 \right);$$

² Вывод формул для коэффициентов R , T и A с учётом волноводной дисперсии будет дан в отдельной публикации.

$$C = (x_1 + 2y_1 + z)^2 + N^2 (x_1 + 2y_1 - z)^2 + 2N \cos(\varphi) ((x_1 + 2y_1)^2 - z^2);$$

$$y_1 = d / \delta; \varphi = 2zh / \delta; N = (z - x_1) / (z + x_1); \omega = 2\pi f;$$

$$z = \sqrt{\left(\frac{\omega n \delta}{c}\right)^2 - \left(\frac{\pi \delta}{a}\right)^2}; x_1 = \sqrt{\left(\frac{\omega \delta}{c}\right)^2 - \left(\frac{\pi \delta}{a}\right)^2};$$

$$\delta = \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma\omega}};$$

В данной формуле f – частота электромагнитной волны, d – толщина металлической пленки, σ – ее проводимость, δ – толщина скин-слоя, h – толщина подложки, n – ее показатель преломления в диапазоне микроволн, a – ширина апертуры волновода (23 мм).

Если перейти в этой формуле к пределу $d \rightarrow 0$, то получим гораздо более простое выражение, определяющее коэффициент отражения от «голой» подложки R_{sub} :

$$R_{sub} = \frac{(z^2 - x_1^2)^2 \sin^2(\varphi / 2)}{4x_1^2 z^2 + (z^2 - x_1^2)^2 \sin^2(\varphi / 2)}.$$

Подставляя в данное выражение параметры подложек из слюды марки СОВ ($n=2,67; h=0.002\text{ см}$), которые использовались в настоящей работе, получим, что на частоте 11.5 ГГц, их коэффициент отражения весьма мал, $R_{sub} \approx 3 \cdot 10^{-4}$, что совершенно неразличимо в масштабе рис. 3. Таким образом, в отличие от зависимости $R(d)$ рис. 1, аналогичная зависимость для образцов на слюде, представленная на рис. 3, в пределе $d \rightarrow 0$ выходит практически на нулевое значение коэффициента отражения, что обусловлено исключительной малостью толщины слюдяной подложки.

Аналогичные расчеты для подложек из кварцевого стекла марки КУ-1 ($n=1,91; h=0.4\text{ см}$), которые использовались в работе [7], дают $R_{sub} \approx 0,428$, что очень близко к экспериментальному значению 0,435, приведенному на рис. 1 и 3 при $d=0$. Следовательно, в отсутствие металлической пленки,

результаты экспериментов со стеклянными подложками прекрасно согласуются с теорией.

Выше мы уже отмечали, что вдали от перколяционного перехода при $d = d_{perc}$ зависимость коэффициента отражения образцов на слюде от толщины медных пленок на качественном уровне близка к теоретической зависимости $R(d)$.

Для того чтобы выяснить, имеется ли количественное совпадение между экспериментальными точками рис. 3 и теорией, необходимо рассчитать зависимость проводимости медных пленок от их толщины $\sigma(d)$, обусловленную классическим размерным эффектом, а затем подставить это $\sigma(d)$ в формулу (1), получив, тем самым, теоретическое значение $R(d)$.

При расчете $\sigma(d)$ необходимо принять во внимание, что металлические пленки, изготовленные в условиях значительного переохлаждения конденсата вследствие напыления на подложку, находящуюся при комнатной температуре, являются мелкокристаллическими [10]. Размеры кристаллитов в них много меньше длины свободного пробега электрона l_0 в объемном металле с проводимостью σ_0 .

Классический размерный эффект в таких пленках хорошо описывается теорией Маядеса-Шацкеса-Дженека (МШД) [11, 12]. Помимо l_0 , основными параметрами данной теории является коэффициент отражения электронов межкристаллитными границами $\mathcal{R}$ и коэффициент зеркальности отражения электронов от внутренней и внешней поверхности пленки p .

Также для расчета по теории МШД проводимости металлических пленок как функции их толщины d необходимо располагать зависимостью среднего размера кристаллита пленки $\mathcal{D}$ от d . Подобную зависимость удобно получать путем подгонки экспериментальных значений $\mathcal{D}(d)$ эмпирической формулой из работы [13]:

$$\mathcal{D}^{-1}(d) = (Cd)^{-1} + \mathcal{D}_{\infty}^{-1}, \quad (2)$$

где C и D_{∞} – константы, характеризующие начальные темпы роста кристаллитов с увеличением толщины пленки и их предельно достижимые размеры. В случае медных пленок следует использовать (2) с параметрами $C = 1,88$ и $D_{\infty} = 46,3$ нм, которые получаются путем подгонки выражением (2) экспериментальных значений $\mathfrak{D}(d)$ из работ [8] и [14].

В теории МШД проводимость пленки с учетом размерного эффекта σ дается уравнением (15а) работы [12]. Его удобно переписать в виде $\sigma / \sigma_0 = \theta_{MSJ} = \theta_{gr} + \theta_{surf}$, где первое слагаемое обусловлено рассеянием электронов на межкристаллитных границах, а второе – совместным действием рассеяния на внешней и внутренней поверхности пленки и рассеянием на границах кристаллитов.

θ_{gr} имеет сравнительно простой аналитический вид:³

$$\theta_{gr} = 1 - 3\alpha / 2 + 3\alpha^2 - 3\alpha^3 \ln(1 + 1/\alpha),$$

где $\alpha = \mathcal{R} / [\xi(1 - \mathcal{R})]$, а $\xi = \mathfrak{D} / l_0$.

θ_{surf} выражается через громоздкий двукратный интеграл, величина которого может быть получена лишь только численными методами (см. приложение).

Для получения зависимости микроволнового коэффициента отражения от толщины медной пленки, проводимость, рассчитанная по теории МШД с параметрами $p = 0$ [8], $\mathcal{R} = 0,26$ [16], $l_0 = 39,9$ нм [17] и приведенной выше зависимостью $\mathfrak{D}(d)$, подставлялась в формулу (1). Результаты расчета $R(d)$

³ Формула для θ_{gr} не всегда пригодна для численных расчётов. Например, если α больше 10^4 , то использование этой формулы приводит просто к неправильному результату из-за накопления компьютерных ошибок отбрасывания (см. по этому поводу работу [15]). В ней указано, как правильно вычислять θ_{gr} при больших α .

показаны на рис. 3 сплошной линией.⁴ Как видно, вдали от перколяционного перехода, они близки к экспериментальным точкам, полученным из микроволновых измерений с использованием слюдяных подложек. В то же самое время, видно, что результаты, полученные с использованием стеклянных подложек, лежат много ниже теоретических значений R .

Поскольку физические свойства медной пленки, напыленной на слюду эквивалентны свойствам аналогичной пленки на стекле, то причины аномально низкого отражения и аномально высокого прохождения, наблюдаемого у образцов на стекле, следует искать в различиях методов размещения образцов на слюде и стекле в волноводной секции. Исходя из этого, можно связать аномалии R и T с неидеальностью прилегания стеклянной подложки с пленкой к стенкам волновода.

Действительно, наличие щели между металлической пленкой на стеклянной подложке и стенкой волновода приводит к возникновению препятствий протеканию СВЧ токов. Это создает условия для формирования паразитных щелевых антенн, которые переизлучают мощность падающего микроволнового поля в пространство позади образца, что и приводит к завышенному значению коэффициента прохождения и заниженному (в силу закона сохранения энергии) значению коэффициента отражения. Ясно, что чем толще металлическая пленка и выше ее проводимость, тем выше ток в паразитных щелевых антеннах, и тем самым, более эффективен данный механизм «просачивания» микроволновой энергии в пространство позади образца. Это и объясняет тот факт, что аномалии, наблюдаемые в экспериментах со стеклянными подложками, наблюдаются именно в области больших толщин пленок.

Зависимость предложенного выше механизма «просачивания» микроволновой энергии от проводимости металлической пленки позволяет по-

⁴ Скрипт, реализующий вычисления $\sigma(d)$ и $R(d)$ в среде Matlab, приведён в приложении данной статьи.

новому взглянуть на рис. 1. Если на нем мысленно провести вертикальную линию через точку $d = 7$ или 8 нм, то данные слева от этой линии мало искажены паразитным механизмом, описанным выше.

Действительно, в этой области пленка или островковая, или очень тонкая и высокорезистивная. В силу этого токи, питающие паразитные щелевые антенны, или отсутствуют (островковая пленка) или малы.

Данные, лежащие по правую сторону от линии, напротив, подвержены сильному влиянию артефактов неплотного прилегания образца к стенкам волновода, и их можно рассматривать лишь на качественном уровне.

Если же экспериментальные точки лежат далеко справа от линии, то влияние на них артефактов столь велико, что эти данные даже на качественном уровне противоречат существующей теории, и их не следует принимать во внимание.

Заключение

В настоящей статье предложен новый метод измерения микроволновых коэффициентов R , T и A ультратонких пленок металлов, основанный на использовании пластин слюды микронной толщины в качестве подложек.

Стимулом к проведению данной работы послужила обнаруженная нами ранее аномалия поведения коэффициентов R и T , измеренных с помощью методики, в которой стеклянная подложка с металлической пленкой закрепляется внутри волновода с помощью упругих крупниц радиопрозрачного вспененного полиэтилена. Измерения, проведенные с помощью данного метода, обнаружили, что при больших значениях толщин металлических пленок заметна тенденция спада коэффициента отражения и роста коэффициента пропускания с увеличением d , что противоречит теории [2].

В новом методе измерений R , T и A одна сторона слюдяной подложки, площадь которой примерно в три раза превосходит площадь апертуры трехсантиметрового волновода, полностью покрыта исследуемой пленкой. При измерении указанных коэффициентов данным методом подложка с напыленной

на нее пленкой прикрепляется к фланцу волновода таким образом, чтобы металлическая пленка с запасом перекрывала его апертуру (см. рис. 2) и закорачивалась на фланец.

Оказалось, что этих мер достаточно, чтобы полностью устранить указанные выше аномалии. Более того, мы выяснили, что результаты измерений с использованием новой методики прекрасно согласуются с предсказаниями существующей теории, чего не было при старой технике измерений.

Сочетание двух этих фактов, натолкнуло нас на мысль, что причины аномального поведения R и T , а также плохого количественного согласия результатов экспериментов со стеклянными подложками и существующей теории кроются в неплотном прилегании стеклянной подложки с пленкой к стенкам волновода, что приводит к электрическому контакту пленки со стенкой не по всему периметру образца. Понимание этого позволило нам не только на качественном уровне объяснить причины упомянутых расхождений результатов эксперимента и теории, но и по-новому взглянуть на старые результаты, определив в каком интервале толщин металлических пленок их можно считать полностью достоверными, и в каких диапазонах толщин эти результаты лишь качественно соответствуют теории.

Например, теперь совершенно ясно, что исследование диэлектриков по старой методике дает совершенно достоверные и прецизионные данные о величине диэлектрической проницаемости материала. А вот при исследовании данным методом металлических слоев на поверхности диэлектриков, для получения достоверных результатов надо ограничиваться толщинами металла лишь немного превышающими перколяционный порог.

В свете нашего сегодняшнего понимания предмета, результаты измерения по новой методике являются достоверными при любых значениях толщины металлической пленки. К сожалению, тонкость слюдяной подложки, которая принципиально важна для идеальной стыковки волноводных фланцев, полностью исключает возможность интерференционного управления

величинами коэффициентов R , T и A в духе работы [7], что довольно существенно сужает круг вопросов, которые хотелось бы изучить с использованием новой техники измерений.

Финансирование: Работа выполнена в рамках темы «Пика» государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

Приложение

Программа, реализующая вычисления $\sigma(d)$ и $R(d)$ в среде Matlab.

```
c = 2.997925e10; % см/с, скорость света в вакууме
f = 10.5e9; % частота, на которой измеряются коэффициенты R, T и A
n = 2.67; % показатель преломления слюды - мусковита на СВЧ
h = 20e-4; % см, толщина слюдяной подложки 20 микрон
a = 2.3; % см, 23 мм - ширина апертуры волновода

%---- расчёт проводимости по МШД ----

sigma_0 = 5.36e17; % 1/с, проводимость объёмной меди в СГС
R_b = 0.26; % коэф. отр. межкрист. границ: 0.26 в меди
rho = R_b / (1 - R_b);
p = 0; % коэф. зеркальности отраж. от внеш. и внутр. границ в меди
lo = 39.9; % nm, длина св. пробега в меди при 295 K
D_0 = 46; C = 1.9; % для плёнок Cu

d = linspace(0.1,250,150); % диапазон толщин плёнок с 0.1 А до 250 А
D = 1./(1/D_0 + 1./(C*d/10)); % nm, размер зёрен в Cu

theta_gr = 3*( 1/3 - rho*lo./(2*D) + (rho*lo./D).^2 - ...
    (rho*lo./D).^3.*log(1 + D/(rho*lo)) ); % вклад от зёрен по теории MSJ

theta_surf = zeros(max(size(d)),1);
theta_MSJ = zeros(max(size(d)),1);

for i = 1:max(size(d))
    x = d(i);
    D_g = 1 / (1/D_0 + 1/(C*x/10)); % nm, размер зёрен в Cu

    Surf_term_MSJ = @(phi,y) ...
        ( (1-exp(-(x./(lo*y)).*(1+rho*lo./(D_g*cos(phi).*sqrt(1-y.^2)))))./...
        (1-p*exp(-(x./(lo*y)).*(1+rho*lo./(D_g*cos(phi).*sqrt(1-y.^2))))).)*...
        ((y-y.^3).*cos(phi).^2)./( (1+rho*lo./(D_g*cos(phi).*sqrt(1-y.^2))).^2 );

    Q = dblquad(Surf_term_MSJ,0,pi/2,0,1,1.e-8,@quadl);

    theta_surf(i) = 6*(1 - p)*Q*lo/(pi*x); % вклад от поверх. по теории MSJ

    theta_MSJ(i) = theta_gr(i) - theta_surf(i);
end

sigma = sigma_0*theta_MSJ; % проводимость плёнки по теории МШД

clear('x');

%--- расчёт коэф. отраж. по проводимости с учётом волноводной дисперсии

x = d';

delta = c./sqrt(2*pi*sigma*2*pi*f); % см, толщина скин-слоя

x1 = sqrt((2*pi*f*delta/c).^2 - (pi*delta/a).^2);
z = sqrt((2*pi*f*n*delta/c).^2 - (pi*delta/a).^2);
N = (z - x1)./(z + x1);
phi = 2*h./delta.*z;
y1 = x.*1e-8./delta;

num = (2*y1 - x1 + z).^2 + N.^2.*(x1 - 2*y1 + z).^2 + 2*N.*cos(phi).*...
    ( x1.^2 - 4*x1.*y1 + 4*y1.^2 - z.^2);
denom = N.^2.*(x1 + 2*y1 - z).^2 + 2*N.*cos(phi).*(x1.^2 + 4*x1.*y1 + ...
    4*y1.^2 - z.^2) + (x1 + 2*y1 + z).^2;
R = num./denom;
figure
plot(d,R)
```

Литература

1. Kaplan A.E. Metallic nanolayers: a sub-visible wonderland of optical properties // Journal of the Optical Society of America B. – 2018. – Т. 35. – №. 6. – С. 1328-1340. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.35.001328>
2. Каплан А.Е. Об отражательной способности металлических пленок в СВЧ- и радиодиапазоне // Радиотехника и электроника. – 1964. – Т. 9. – №. 10. – С. 1781 – 1787.
3. Пятайкин И.И. Расчет толщины висмутовых нанослоев, согласованных с характеристическим импедансом поля двух встречных электромагнитных волн // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. – 2021. – №. 10. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.10.1>
4. Kaplan A.E., Zeldovich B.Y. Free-space terminator and coherent broadband blackbody interferometry // Optics letters. – 2006. – Т. 31. – №. 3. – С. 335 – 337. <https://doi.org/10.1364/OL.31.000335>
5. Вдовин В.А. и др. Оптические коэффициенты пленок меди нанометровой толщины в диапазоне 9–11 GHz // Оптика и спектроскопия. – 2019. – Т. 127. – №. 5. – С. 834 – 840. <https://doi.org/10.21883/OS.2019.11.48524.132-19>
6. Андреев В.Г. и др. Измерение оптических коэффициентов нанометровых металлических пленок на частоте 10 ГГц // Журнал радиоэлектроники. – 2017. – №. 11. – С. 1 – 15. URL: <http://jre.cplire.ru/jre/nov17/17/text.pdf>
7. Андреев В.Г., Вдовин В.А., Глазунов П.С., Пятайкин И.И., Пинаев Ю.В. Влияние толщины диэлектрической подложки на поглощающие и просветляющие свойства ультратонких пленок меди // Оптика и спектроскопия. – 2022. – Т. 130. – №. 9. – С. 1410 – 1416. <https://doi.org/10.21883/OS.2022.09.53304.3539-22>
8. Krastev E.T., Voice L.D., Tobin R.G. Surface morphology and electric conductivity of epitaxial Cu (100) films grown on H-terminated Si (100) // Journal of applied physics. – 1996. – Т. 79. – №. 9. – С. 6865 – 6871. <https://doi.org/10.1063/1.361508>

9. Khorin I. et al. Optical coefficients of nanometer-thick copper and gold films in microwave frequency range // International Conference on Micro- and Nano-Electronics 2016. – Proc. SPIE, 2016. – Т. 10224. – С. 1022407-1 – 1022407-7. <https://doi.org/10.1117/12.2266504>
10. Палатник Л.С., Фукс М.Я., Косевич В.М. Механизм образования и субструктура конденсированных пленок: М. : Наука. 1972. 320 с.
11. Mayadas A.F., Shatzkes M., Janak J.F. Electrical resistivity model for polycrystalline films: the case of specular reflection at external surfaces // Applied Physics Letters. – 1969. – Т. 14. – №. 11. – С. 345-347. <https://doi.org/10.1063/1.1652680>
12. Mayadas A.F., Shatzkes M. Electrical-resistivity model for polycrystalline films: the case of arbitrary reflection at external surfaces // Physical review B. – 1970. – Т. 1. – №. 4. – С. 1382-1389. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.1.1382>
13. Sambles J.R., Elsom K.C., Jarvis D.J. The electrical resistivity of gold films // Philosophical transactions of the Royal Society of London. Series A, mathematical and physical sciences. – 1982. – Т. 304. – №. 1486. – С. 365-396. <https://doi.org/10.1098/rsta.1982.0016>
14. Camacho J.M., Oliva A.I. Surface and grain boundary contributions in the electrical resistivity of metallic nanofilms // Thin solid films. – 2006. – Т. 515. – №. 4. – С. 1881-1885. <https://doi.org/10.1016/j.tsf.2006.07.024>
15. Пятайкин И.И. Влияние внутреннего размерного эффекта в поликристаллических пленках металлов на коэффициенты отражения, прохождения и поглощения в них электромагнитных волн СВЧ диапазона // Журнал радиоэлектроники. – 2020. – №. 10. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2020.10.5>
16. Barmak K. et al. Surface and grain boundary scattering in nanometric Cu thin films: A quantitative analysis including twin boundaries // Journal of Vacuum Science & Technology A. – 2014. – Т. 32. – №. 6. – С. 061503-1 – 061503-7. <https://doi.org/10.1116/1.4894453>

17. Gall D. Electron mean free path in elemental metals // Journal of applied physics. – 2016. – Т. 119. – №. 8. – С. 085101-1 – 085101-5.
<https://doi.org/10.1063/1.4942216>

Для цитирования:

Вдовин В.А., Пятайкин И.И. Новый метод измерения СВЧ коэффициентов отражения, прохождения и поглощения ультратонких металлических пленок // Журнал радиоэлектроники. – 2025. – №. 11. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.11.36>