

МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ФИЛЬТРЫ В ПРОХОДЯЩЕМ СВЕТЕ

Н. Д. Голдина и М. И. Захаров

С использованием понятия комплексной проводимости для характеристики тонких металлических пленок и разложения в ряд по малому параметру d/λ (d — толщина пленки, λ — длина волны) получено приближенное выражение для потенциального пропускания фильтра, дающее хорошее совпадение с результатами расчета по точным формулам, выведенным ранее другими авторами. Рассмотрены графические методы конструирования оптимальной структуры фильтра. Экспериментально показана эффективность фильтров с несколькими металлическими пленками.

1. Тонкая металлическая пленка с толщиной d много меньше длины волны λ может иметь значительное поглощение в бегущей волне, но, будучи помещена в узел стоячей волны, практически не вносит потерь. Это свойство поглощающих слоев нашло применение в селективных отражателях лазеров и в отражающих интерферометрах [1]. Использование поглощающей пленки, вводимой в узел поля настроенного интерферометра Фабри—Перо в проходящем свете, позволяет улучшить его характеристики. В этом случае слой вносит малые потери на резонансной частоте и дает более крутой спад на крыльях линии пропускания [2], чем в трехзеркальном интерферометре с непоглощающими зеркалами, частотные характеристики которого исследованы в ряде работ [3, 4]. Возможной областью применения трехзеркальных интерферометров с поглощающим слоем является спектроскопия широких спектральных линий [2].

Если промежутки между зеркалами равны нулю или имеют оптические толщины порядка длины волны, то такая разновидность слоистого интерферометра представляет собой интерференционный светофильтр. Системы с тонким металлическим слоем, окруженным с двух сторон диэлектрическими многослойниками, впервые предложены в 1957 г. Бернингом и Тэрнером и названы ими фильтрами с индуцированным пропусканием [5]. Теории и экспериментальным исследованиям этих фильтров посвящен огромный поток работ [5-13], что говорит об актуальности этой проблемы. Такие фильтры обладают преимуществом по сравнению с полностью диэлектрическими фильтрами в том, что вносят сильное ослабление в спектральной области вне полосы пропускания.

Расчеты металл-диэлектрических фильтров осложнены присутствием сильно поглощающего слоя. Как правило, это тонкий гранулярный слой металла, оптические константы которого зависят от толщины и условий изготовления. Применение модели однородного слоя к таким системам является грубым приближением. В последнее время при расчете отражающего интерферометра успешно использовалась модель комплексно проводящей поверхности для описания оптических свойств тонкого металлического слоя [1]. Конечная толщина поглощающей пленки в схеме отражающего интерферометра влияет на величину максимального коэффициента отражения, но ее можно не учитывать для используемых толщин слоев ($d \leq 0.05\lambda$). Для коэффициента пропускания системы потери из-за конеч-

ной толщины существенны, и в этом случае пренебрегать толщиной нельзя. Кроме того, введение поглощающего слоя в такую систему приводит к заметному сдвигу ее резонансной частоты, что особенно важно для светофильтров и не имеет значения для интерферометров с подвижными зеркалами. Следовательно, в светофильтрах необходимо заранее рассчитывать оптические толщины всех используемых слоев с точностью, определяемой шириной полосы пропускания, с целью получения максимального коэффициента прозрачности на заданной частоте.

В настоящей работе рассмотрены резонансные свойства фильтров с индуцированным пропусканием с учетом конечной толщины металлического слоя. Численный и графический анализы выполнены на основании простых выражений для потенциального пропускания системы, полученных в приближении $d \ll \lambda$ для нормально падающих плоских световых волн. Экспериментально исследованы фильтры с несколькими тонкими металлическими слоями, имеющие ряд преимуществ по сравнению с фильтрами, содержащими один сравнительно толстый металлический слой.

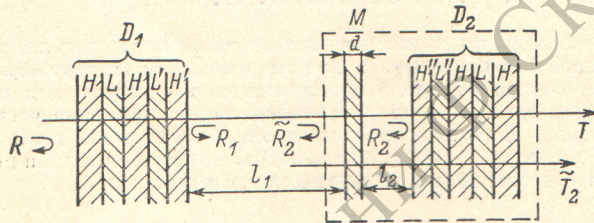


Рис. 1. Схема фильтра с индуцированным пропусканием.

2. На рис. 1 показан фильтр с индуцированным пропусканием, состоящий из диэлектрических многослойников без потерь D_1 и D_2 с энергетическими коэффициентами отражения R_1 и R_2 и металлической пленки M толщиной d . Многослойники D_1 и D_2 состоят из четвертьволновых слоев H и L (с высоким и низким показателями преломления соответственно) и подгоночных слоев H' и L' (в D_1) и H'' и L'' (в D_2) с толщиной, отличной от $\lambda/4$. Промежутки между пленкой и многослойниками введены для удобства, их толщины l_1 и l_2 при расчетах положены равными нулю.

Назовем систему пленка M —многослойник D_2 селективным отражателем с энергетическими коэффициентами отражения и пропускания \tilde{R}_2 и \tilde{T}_2 . Энергетические коэффициенты пропускания и отражения всего интерферометра обозначим T и R . Для коэффициентов поглощения введем букву A с соответствующим индексом.

Коэффициент пропускания всего слоистого интерферометра, если его представить в виде двухзеркальной системы, состоящей из многослойника D_1 и селективного отражателя, можно записать в виде

$$T(\nu) = \psi(\nu) [1 - R(\nu)] = \psi(\nu) T_0(\nu) T_F(\nu), \quad (1)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \psi(\nu) &= \left[1 + \frac{A_1(\nu)}{T_1(\nu)} \right]^{-1} \left[1 + \frac{A_2(\nu)}{\tilde{T}_2(\nu)} \right]^{-1}, \\ T_0(\nu) &= \frac{[1 - R_1(\nu)][1 - \tilde{R}_2(\nu)]}{[1 - \sqrt{R_1(\nu)\tilde{R}_2(\nu)}]^2}, \quad T_F(\nu) = \frac{1}{1 + F(\nu) \sin^2 \left[\frac{2\pi}{\lambda} l_1 + \tilde{\alpha}_2(\nu) \right]}. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Здесь ν — частота, $\tilde{\alpha}_2(\nu)$ — фазовый сдвиг при отражении от селективного отражателя, а $F(\nu) = 4 \sqrt{R_1(\nu)\tilde{R}_2(\nu)} / (1 - \sqrt{R_1(\nu)\tilde{R}_2(\nu)})^2$ — фактор резкости. В отличие от обычного полностью диэлектрического фильтра, в котором $\psi(\nu) = 1$, коэффициент пропускания $T(\nu)$ является произведением трех резонансных функций, причем \tilde{R}_2 , а следовательно, и $T_0 T_F$, имеют более резкую зависимость от частоты. Функция $1 - R(\nu) = T_0(\nu) T_F(\nu)$ дости-

гает максимального значения, равного единице, на резонансной частоте, на которой $\tilde{R}_2 = R_1$ и $\sin [2\pi l_1/\lambda + \tilde{\alpha}_2(\nu)] = 0$. Влияние $R(\nu)$ на ширину и форму кривой пропускания фильтра достаточно подробно исследовано в литературе (например, [8]). Здесь же основное внимание уделено функции ψ , которую принято называть потенциальным пропусканием системы [5], так как максимальное пропускание $T_{\max} = \psi_{\max}$ при условии, что $R=0$ (это условие выполняется при $R_1 = \tilde{R}_2$ и настроенном интерферометре).

Известно, что при отсутствии потерь в многослойниках D_1 и D_2 ψ зависит лишь от свойств поглощающей пленки и коэффициента отражения R_2 . Как показывает расчет на основе модели проводящей поверхности, не учитывающей толщину [1], ψ_{\max} приближается к единице с увеличением R_2 [2]. Если же рассматривать слой конечной толщины, то нужно учесть два момента. Во-первых, с повышением добротности интерферометра, вызванной увеличением R_2 и R_1 , коэффициент стоячей волны растет и, следовательно, уменьшаются потери, обусловленные электрическим полем бегущей волны. Вторым, противоположным, фактором является увеличение поля на резонансной частоте и, следовательно, резкое возрастание поля вблизи узла стоячей волны, приводящее к росту потерь из-за конечной толщины поглощающей пленки. Суммарные потери, определяющие величину ψ в (2), минимальны при оптимальной величине коэффициента отражения многослойника D_2 . Обозначим его волновую проводимость на выходной поверхности поглощающего слоя $Y_2 = x_2 + iz_2$. Для характеристики свойств поглощающей пленки введем толщину d и комплексную проводимость пленки ξ , выражаемую через оптические константы n и k и параметр $\gamma = 2\pi d/\lambda$ следующим образом [1]:

$$\xi = \xi' + i\xi'' = 2nk\gamma + i(n^2 - k^2)\gamma. \quad (3)$$

Разлагая в ряд по степеням d/λ коэффициенты отражения и пропускания поглощающего слоя, на выходе которого расположен многослойник с проводимостью Y_2 , и учитывая члены второго порядка, получим выражение для отношения \tilde{A}_2/\tilde{T}_2 , от которого зависит функция ψ

$$\frac{\tilde{A}_2}{\tilde{T}_2} \approx \frac{\xi'}{x_2} \left\{ 1 - \left(\frac{1}{3} \xi'' + z_2 \right) \gamma + \left[\frac{1}{30} \xi'^2 + \frac{1}{15} \xi''^2 + \frac{1}{6} \xi' x_2 + \frac{1}{3} \xi'' z_2 + \frac{1}{3} (x_2^2 + z_2^2) \gamma^2 \right] \right\}. \quad (4)$$

Это выражение представляет собой уравнение окружности на комплексной плоскости проводимостей Y_2 . Для различных значений $\tilde{A}_2/\tilde{T}_2 \equiv q = \text{const}$ получим набор окружностей, радиусы которых определяются выражением

$$p = \sqrt{\frac{9}{4} \frac{q^2}{\xi'^2 \gamma^4} - \frac{3}{4} (q+1) \frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{2} \frac{\xi''}{\gamma} - \frac{3}{80} \xi'^2 + \frac{1}{2} \xi''^2}. \quad (5)$$

а координаты центров

$$x_0 = -\frac{1}{4} \xi' + \frac{3}{2} \frac{q}{\xi' \gamma^2}, \quad z_0 = -\frac{1}{2} \xi'' + \frac{3}{2} \frac{1}{\gamma}. \quad (6)$$

Можно показать, что значение \tilde{A}_2/\tilde{T}_2 минимально (и, следовательно, $\psi = \psi_{\max}$) при $p=0$

$$\left(\frac{\tilde{A}_2}{\tilde{T}_2} \right)_{\min} = \frac{\xi' \gamma^2}{3} \left[\frac{\xi'}{2} + 2 \sqrt{\frac{3}{4} \frac{1}{\gamma^2} + \frac{1}{2} \frac{\xi''}{\gamma} + \frac{1}{10} \xi'^2 - \frac{1}{2} \xi''^2} \right]. \quad (7)$$

При этом проводимость Y_2 имеет «уникальное» значение $(Y_2)_0$. Если $\gamma \ll 1$, то

$$\left(\frac{\tilde{A}_2}{\tilde{T}_2} \right)_{\min} \approx \xi' \gamma / \sqrt{3}, \quad (8)$$

$$(Y_2)_0 = \frac{\sqrt{3}}{2\gamma} (1 + i\sqrt{3}). \quad (9)$$

Точные выражения для ψ через матричные элементы поглощающего слоя и проводимость Y_2 многослойника были получены ранее Бомайсте-

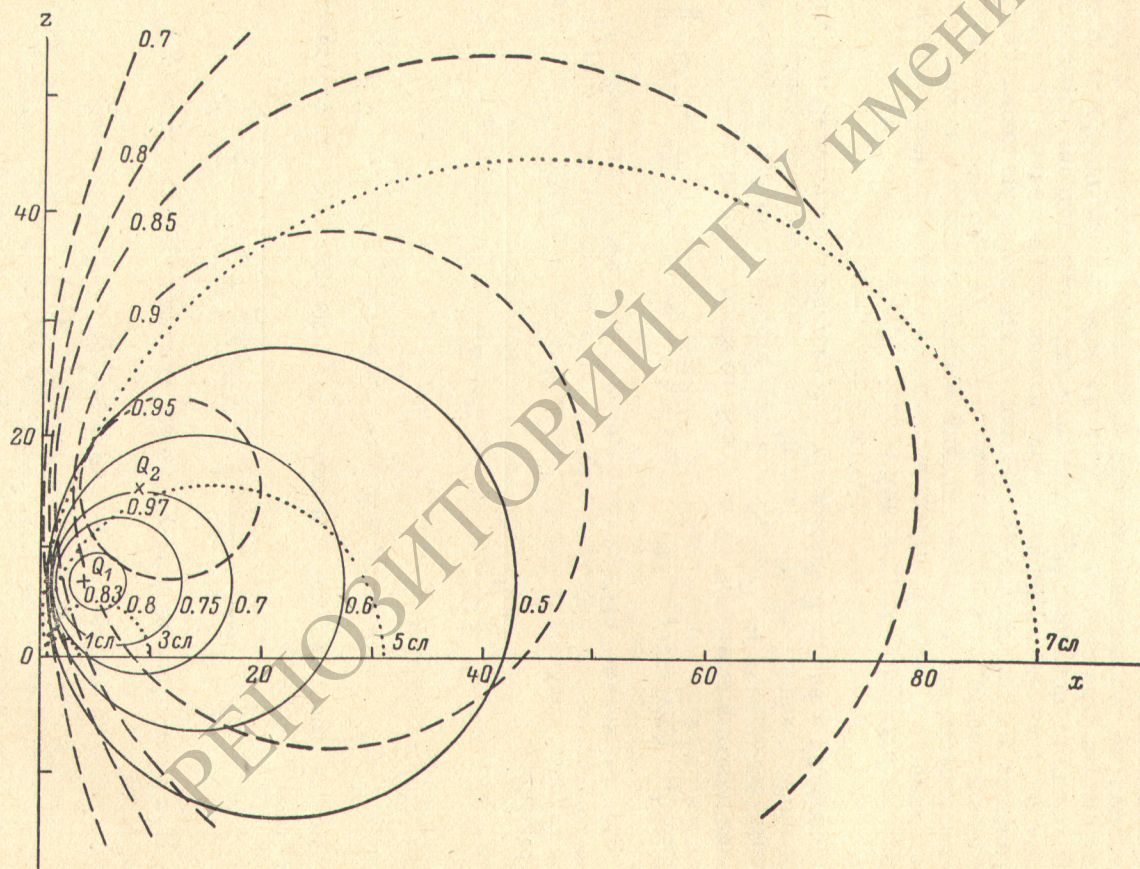


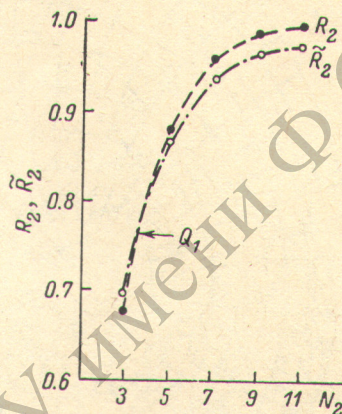
Рис. 2. Круговая диаграмма проводимостей $Y_2 = x_2 + iz_2$.

Окружности $\psi = \text{const}$ для N_1 пленки с $\gamma = 0.21$, $\xi' = 1.5$, $\xi'' = 0.7$ показаны сплошными линиями, для N_1 пленки с $\gamma = 0.1$, $\xi' = 0.66$, $\xi'' = 0.41$ — штриховыми. Пунктирные окружности соответствуют нечетным слоям диэлектрического многослойника.

ром [9]. Результаты расчета по приводимым здесь приближенным формулам (4)–(9) хорошо согласуются в области $(d/\lambda) \leq 0.01$ с точными выражениями. Нужно отметить, что в видимой и ИК областях толщины пленок, вносящих заметное поглощение, как раз порядка 0.01λ . Применение громоздких точных формул имеет смысл, если параметры n , k и d строго определены, что не всегда имеет место в действительности, особенно в случае гранулярных пленок. Оптические константы, обычно употребляющиеся при расчетах по точным формулам (5)–(13), сильно зависят от толщины слоя. Однако для расчетов часто пользуются табличными данными для n и k массивных пленок и подчеркивают, что отношение k/n должно быть высоким. Между тем для тонких пленок величина ψ_{\max} , как видно из (2) и (8), в приближении $\gamma \ll 1$ зависит лишь от величины $\xi'\gamma = 2nk\gamma^2$ и совсем не зависит от отношения k/n . Основным параметром, определяющим величину $(Y_2)_\rho$, согласно (9), является параметр γ . Это говорит о важности точного экспериментального измерения толщины, которое осложняется тем, что нет однозначного определения толщины гранулярных пленок. Выбор метода измерения параметра γ должен соответствовать конкретной задаче.

3. На рис. 2, изображающем диаграмму проводимостей, дан набор окружностей $\psi = \text{const}$ в соответствии с формулами (5) и (6) для двух пленок никеля. Параметры поглощающих слоев Ni были измерены

Рис. 3. Значение коэффициентов отражения многослойника D_2 и селективного отражателя при различном числе слоев в D_2 .



экспериментально с помощью He—Ne лазера ($\lambda = 633$ нм) по методу, описанному в [1] (гл. 4). Расчет проведен для $\gamma = 0.21$, $\xi' = 1.5$, $\xi'' = 0.7$ и $\gamma = 0.1$, $\xi' = 0.66$, $\xi'' = 0.41$. Толщины пленок определялись по величине вносимых потерь в отражающем интерферометре [1] и по сдвигу полос в многолучевом интерферометре. Эти два метода измерений дали одинаковые результаты. Из рисунка видно, что область величин Y_2 , для которой ψ имеет высокие значения, довольно широка. Представляет интерес точка Q_1 (или Q_2), соответствующая минимальным потерям в поглощающей пленке, когда справа от нее находится многослойник D_2 с $Y_2 = (Y_2)_\rho$. При этом значение $\psi = \psi_{\max}$, а коэффициент отражения селективного отражателя равен коэффициенту отражения многослойника D_2 , так как при трансформации Y_2 во входную плоскость поглощающей пленки происходит только изменение знака мнимой части Y_2 , т. е. преобразование Y_2 в Y_2^* [6].

Это иллюстрируется рис. 3, на котором приведены значения R_2 и \tilde{R}_2 для одной из пленок Ni с $\gamma = 0.21$ при различном числе четвертьволновых слоев ZnS ($n_H = 2.3$) и криолита ($n_L = 1.34$) (т. е. различных дискретных вещественных значениях нагрузки Y_2). Равенство $\tilde{R}_2 = R_2$ достигается в данном случае при комплексном значении Y_2 , соответствующем многослойнику D_2 , в котором не все слои являются четвертьволновыми. Ясно, что структура фильтра в случае, когда $\psi = \psi_{\max}$, должна быть симметричной, так как для выполнения условия $R = 0$ слева от поглощающей пленки должен быть добавлен антиотражающий многослойник D_1 с той же проводимостью $Y_1 = Y_2$, что и справа от пленки. Это известный результат, впервые полученный в [5].

При получении значения проводимости $Y_2 = (Y_2)_\rho$ для конкретной поглощающей пленки удобно пользоваться круговыми диаграммами отражения. Рис. 4 представляет такую диаграмму [15], на которую нанесены

два семейства взаимно ортогональных окружностей для постоянной амплитуды и постоянной фазы коэффициента отражения на границе воздух—ZnS и воздух—криолит. По сетке этих окружностей можно рассчитать коэффициент отражения от диэлектрического многослойника, составленного из произвольных по толщине слоев ZnS (сплошные линии) и криолита (штриховые). Дополнительно более жирными линиями на диаграмме начерчены окружности $\psi = \text{const}$ для одной из пленок никеля с $\xi' = 1.5$,

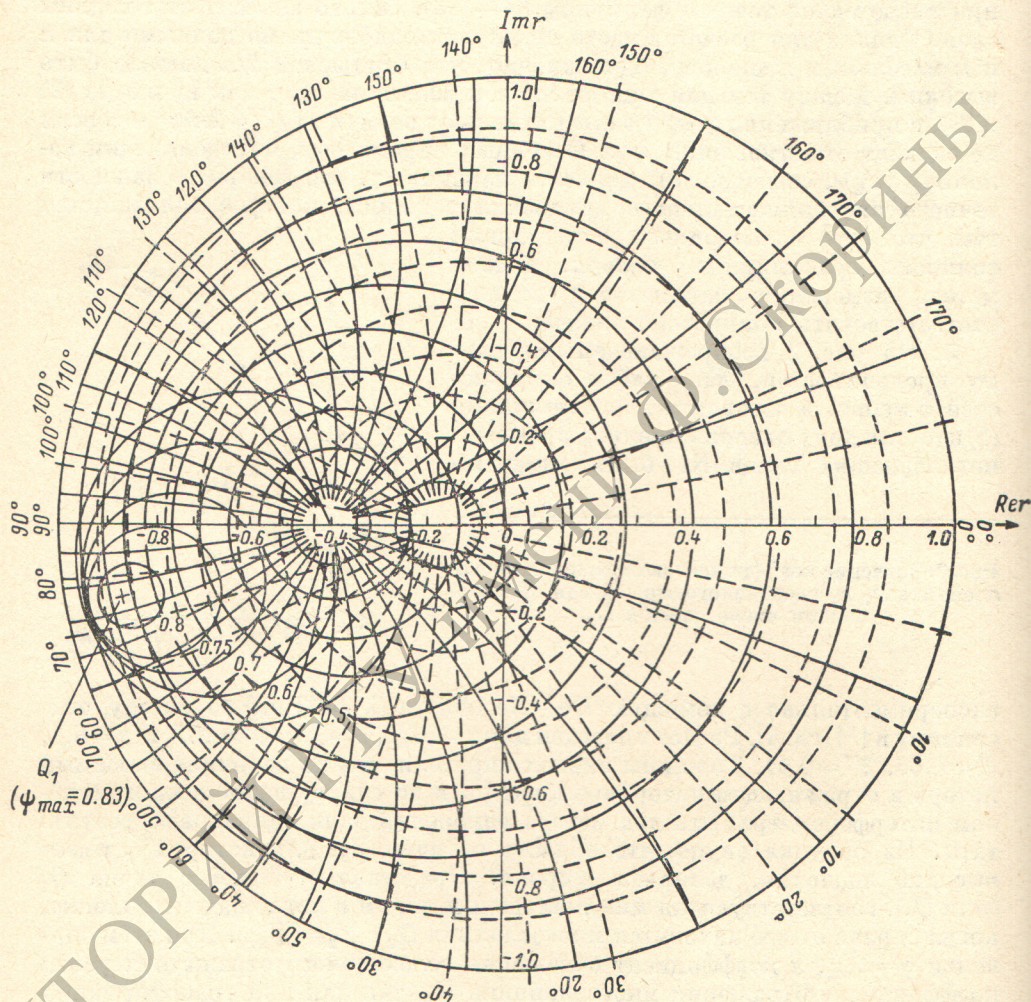


Рис. 4. Круговая диаграмма комплексного амплитудного коэффициента отражения многослойника D_2 , на которую дополнительно нанесены окружности $\psi = \text{const}$ для Ni пленки с $\gamma = 0.21$, $\xi' = 1.5$, $\xi'' = 0.7$.

$\xi'' = 0.7$ и $\gamma = 0.21$, о которых шла речь выше. Из диаграммы видно, что для достижения $\psi = \psi_{\text{max}}$ в уникальной точке Q_1 (симметричная структура) в общем случае многослойник D_2 должен иметь по крайней мере два подгруппочных слоя H'' и L'' (рис. 1).

Однако интересные результаты могут быть получены и с несимметричными структурами, которым до сих пор не уделялось достаточного внимания. Симметричные структуры фильтров являются уникальными в смысле достижения максимально возможной интенсивности проходящего через фильтр света, тогда как с несимметричными структурами, как показано далее, можно получить более узкую полосу пропускания при сравнительно небольшом уменьшении коэффициента пропускания в максимуме. Кроме того, на практике трудно добиться точного изготовления многослойника с требуемым $(Y_2)_0$, тем более, что параметры реальной поглощающей

пленки могут отклоняться от расчетных величин. Для несимметричных структур также существуют оптимальные значения Y_2 в том смысле, что зависимость ψ , а следовательно и T , от ν для них имеют максимумы. Величина максимумов уменьшается с увеличением числа четвертьволновых слоев и достигается при добавлении к многослойнику подгоночного слоя. Если смотреть по диаграмме (рис. 4), то максимум T соответствует точке пересечения окружности постоянной амплитуды коэффициента отражения многослойника D_2 (с подгоночным слоем) и соответствующей окружностью $\psi = \text{const}$. Для пленки Ni с $\gamma = 0.21$ толщина подгоночного слоя из ZnS равна $H'' = 0.84 H$ и практически не меняется с добавлением пары четвертьволновых LH в многослойник D_2 . Для пленки Ni с $\gamma = 0.1$ $H'' = 0.92 H$.

Структура антиотражающего многослойника D_1 для несимметричного фильтра подбирается таким образом, чтобы $R_1 = \tilde{R}_{2\text{max}}$ на центральной частоте полосы пропускания для выполнения условия $R = 0$.

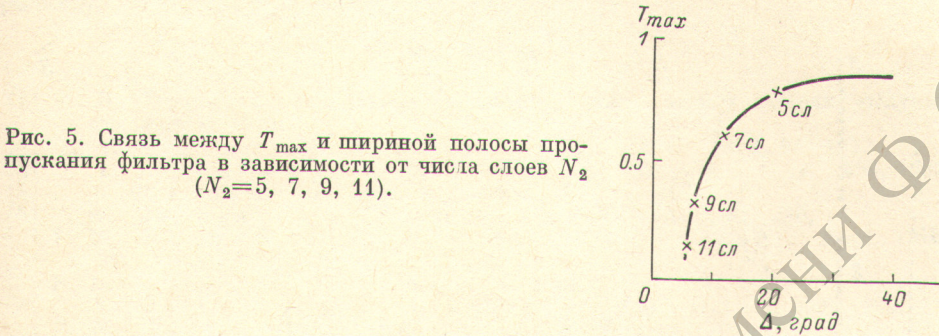


Рис. 5. Связь между T_{max} и шириной полосы пропускания фильтра в зависимости от числа слоев N_2 ($N_2 = 5, 7, 9, 11$).

На рис. 5 приведены расчетные соотношения между T_{max} и относительной шириной Δ полосы пропускания фильтра в зависимости от числа слоев N_2 в многослойнике D_2 . Из рис. 5 следует, что при увеличении N_2 ширина полосы уменьшается, но падает и T_{max} . Многослойник D_2 имеет «уникальное» значение $(Y_2)_\phi = 5.1 + i6.7$ (при атом $R_2 = 0.7$), соответствующее $T_{\text{max}} = \psi_{\text{max}} = 0.84$. При $N_2 = 7$ T_{max} уменьшается до уровня 0.6, т. е. на 29%, а Δ снижается почти в 6 раз. Для фильтра такое сужение полосы пропускания при сравнительно небольшом уменьшении прозрачности представляет большую ценность.

4. Интересно рассмотреть вопрос о синтезе фильтра с несколькими металлическими пленками. В первых работах по фильтрам с индуцированным пропусканием рассматривались системы с одним, довольно толстым ($d \sim 0.1 \lambda$), металлическим слоем, который обеспечивает сильное поглощение нежелательных длин волн. Более перспективно другое направление — композиции из нескольких тонких поглощающих пленок ($d \sim 0.01 \lambda$), разделенных диэлектрическими промежутками [7, 9, 10], так как в этом случае можно получить более высокое пропускание фильтра на заданной частоте при ослаблении пропускания на остальных частотах примерно таком же, как с одним слоем, толщина которого равна сумме толщин тонких слоев.

Как показывает расчет распределения интенсивности поля в структуре, составленной из 16 четвертьволновых диэлектрических слоев ZnS и криолита (HLHLHLHLHLHLHLHL), на границе между 1-м и 2-м слоями интенсивность поля равна 0.1 интенсивности падающего излучения, но уже на границе раздела 3-го и 4-го слоев интенсивность уменьшается в 100 раз. Очевидно, что металлические пленки следует помещать в тех узлах электрического поля на границах между слоями H и L, где оно достаточно мало.

Рассмотрим два типа структур с несколькими металлическими пленками, которые могут быть сконструированы на основе анализа, проведенного в данной работе. Одна из них содержит одинаковые металлические пленки, а многослойник справа от каждой из пленок металла имеет «уникальное» значение проводимости $(Y_2)_\phi$. Например, в структуре

$HLH'ML'L'ML'L'MH'LN$ проводимость многослойников $H'LN$, $L'L'MH'LN$ и $L'L'ML'L'MH'LN$ равна одному и тому же значению $(Y_2)_0$. В структуре другого типа проводимость многослойника справа от металлической пленки увеличивается при добавлении очередной пары слоев LN , следовательно, согласно (9), толщина металлической пленки M_2 , ближайшей к центру фильтра, должна быть меньше, чем толщина пленки M_1 , например, в $HLH'M_1L'H'M_2L'HLLHL'M_2H'L'M_1H'LN$. Последняя структура имеет более узкую полосу пропускания по сравнению с первой, поскольку количество четвертьволновых слоев увеличено. Следовательно, максимальное значение поля в этом типе фильтра, достигаемое в полуволновой прослойке LL , значительно выше, чем в структуре первого типа. Поэтому нецелесообразно размещать пленки M_1 и M_2 на границах цен-

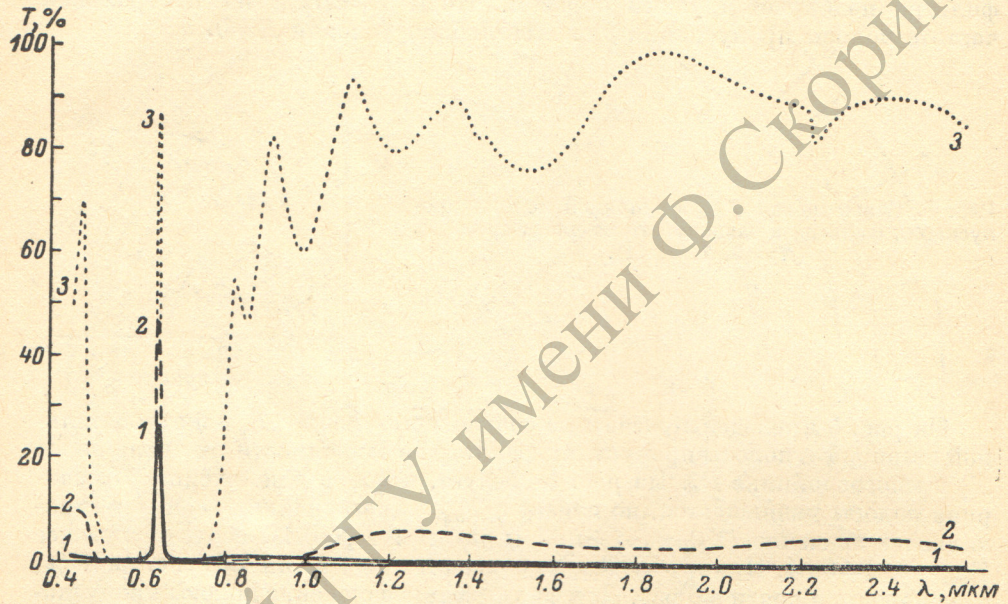


Рис. 6. Спектральное пропускание фильтров с несколькими металлическими пленками.

тральной прослойки. В этом типе фильтров проводимости многослойников справа от каждой из металлических пленок могут также иметь соответствующие им «уникальные» значения $(Y_2)_0$, которые, однако, трудно реализовать практически (т. е. попасть в точки Q_1 и Q_2 на диаграммах рис. 2 и 4). Экспериментально проще изготовлять несимметричные структуры, т. е. с $Y_2 \neq (Y_2)_0$.

Высказанные соображения были использованы при создании фильтров второго типа с тонкими пленками Al: $SHLH'M_1H'L'M_2L'HLLHL'M_2H'L'M_1H'LN$. Здесь S — кварцевая подложка, A — воздух, M_1 и M_2 — слои Al. При вакуумном напылении контролировались два параметра: коэффициент отражения со стороны подложки и коэффициент пропускания. Спектральные кривые $T(\lambda)$ двух фильтров с индуцированным пропусканием, измеренные на спектрофотометре фирмы Hitachi, приведены на рис. 6. Толщина пленок M_1 и M_2 в фильтре 1 несколько больше, чем в фильтре 2, вследствие чего первый из них обеспечивает более сильное подавление нежелательных длин волн. Для сравнения пунктиром показана экспериментальная зависимость (кривая 3) для полностью диэлектрического фильтра с таким же числом слоев: $HLHLHLHLLHLLHLHLHLH$. Видно, что фильтры с четырьмя металлическими пленками эффективно ослабляют излучение вне полосы пропускания, ширина которой имеет тот же порядок, что и для чисто диэлектрического фильтра. Но максимум коэффициента пропускания ниже — для одного фильтра примерно в 2 раза, для другого почти в 3 раза. Необходимо отметить,

здесь не ставилась задача улучшения характеристик фильтра, которая требует дополнительных экспериментальных исследований. Для более эффективного подавления крыльев спектральной кривой представляется целесообразным изготовление фильтров с большим числом металлических пленок.

Таким образом, в работе показано, что фильтры с индуцированным пропусканием в видимом и ИК диапазонах, содержащие несколько металлических пленок, толщина которых $\sim 0.01 \lambda$, являются высокоэффективными. Из приближенной теории, изложенной в данной работе, следует, что толщина подгоночных слоев в этом случае близка к четвертьволновой. Потери на резонансной частоте фильтра и, по-видимому, неопределенность ее положения, обусловленная конечной толщиной металлических пленок, могут быть уменьшены благодаря оптимальному размещению последних в структуре фильтра (металлические пленки выносятся за центральную часть всей структуры, представляющей собой чисто диэлектрический фильтр).

Литература

- [1] Ю. В. Троицкий. Одночастотная генерация в газовых лазерах. «Наука», Новосибирск, 1975.
- [2] Н. Д. Голдина, М. И. Захаров. Автометрия, № 2, 95, 1979.
- [3] D. A. Kleinman, P. P. Kisliuk. Bell Syst. Tech. J., 41, 453, 1962.
- [4] В. Я. Балаханов. Опт. и спектр., 36, 572, 1974.
- [5] P. H. Berning, A. F. Turner. J. Opt. Soc. Am., 47, 230, 1957.
- [6] P. W. Baumeister, V. R. Costich, S. C. Pieper. Appl. Opt., 4, 911, 1965.
- [7] R. L. Maier. Thin solid films, 1, 31, 1967.
- [8] D. J. Holloway, P. H. Lissberger. Appl. Opt., 8, 653, 1969.
- [9] P. W. Baumeister. Appl. Opt., 8, 423, 1969.
- [10] S. L. Врун. J. Vac. Sc. Tech., 9, 398, 1972.
- [11] B. V. Landau, P. H. Lissberger. J. Opt. Soc. Am., 62, 1258, 1972.
- [12] J. H. Apfel. Appl. Opt., 11, 1303, 1972.
- [13] P. B. Lund. Acta polytech. scand. Appl. Phys. Ser., № 111, 3, 1976.
- [14] Г. В. Розенберг. Оптика тонкослойных покрытий. ГИФМЛ, М., 1958.
- [15] Н. Д. Голдина, М. И. Захаров, Ю. В. Троицкий. Автометрия, № 3, 107, 1975.

Поступило в Редакцию 11 марта 1979 г.