01;09

Спектральные свойства интерференционных СВЧ фильтров на основе скрещенных решеток-поляризаторов

© А.В. Аржанников, С.А. Кузнецов, С.Л. Синицкий

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия
e-mail: sakuzn@inp.nsk.su

(Поступило в Редакцию 23 января 2002 г.)

Приведены результаты аналитического рассмотрения и компьютерных расчетов спектральных свойств интерференционных СВЧ фильтров нового типа. Фильтр представляет собой набор плоскопараллельных решеток-поляризаторов, составленных из линейных проводников, ориентация которых в соседних решетках выбирается специальным образом. Рассмотрение проведено в предположении об идеальности поляризационных свойств решеток.

Введение

Решетки-поляризаторы, составленные из линейных проводников, находят широкое применение в СВЧ технике миллиметровых и субмиллиметровых волн. В частности, такие решетки успешно использовались в качестве зеркал микроволновых интерферометров Фабри–Перо (ИФП) [1–5].

В традиционной схеме микроволнового ИФП ориентация проводников в зеркалах-решетках выбирается одинаковой, что позволяет применять к такому интерферометру теорию оптического ИФП. Так, относительная ширина полосы прозрачности $\Delta\lambda/\lambda$ заданного интерференционного порядка m однозначно определяется энергетическими коэффициентами отражения R_1, R_2 зеркал ИФП [6]

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1-R}{m\pi\sqrt{R}}, \tag{1}$$

где $R = \sqrt{R_1 R_2}$.

Выражение (1) показывает, что изменение величины $\Delta\lambda/\lambda$ при сохранении значения m может осуществляться только путем замены зеркал ИФП на зеркала с другими коэффициентами отражения. В случае, когда микроволновый ИФП эксплуатируется в режиме фильтра с варьируемой шириной полосы пропускания, указанная замена зеркал-решеток вызывает значительные неудобства. С одной стороны, это связано с необходимостью переюстировки системы, а с другой — с тем, что приходится иметь в наличии большое число решеток с различными коэффициентами отражения.

Для устранения указанного выше недостатка мы предлагаем использовать в схеме многолучевого интерферометра (интерференционного фильтра) плоскопараллельные решетки-поляризаторы со скрещенным направлением проводников одной решетки по отношению к проводникам в другой. Преимущество использования интерференционных фильтров на скрещенных решетках состоит в возможности плавного варьирования их спектральных свойств за счет изменения углов скрещенности решеток без замены последних.

В настоящей работе приведены результаты расчета спектральных свойств интерференционных СВЧ фильтров для случая решеток с идеальными поляризационными свойствами. Расчеты выполнены на базе методов, развитых нами в работе [7].

Постановка задачи

Рассмотрим общий случай интерференционного фильтра, состоящего из N плоскопараллельных произвольно скрещенных решеток из линейных проводников (рис. 1). Пронумеруем решетки последовательно от 1 до N слева направо. Введем декартову систему координат XYZ, в плоскости XOY которой лежат проводники 1-й решетки, а ось OZ направлена в сторону возрастания порядкового номера решеток. Обозначим через d_n расстояние между решетками под номерами n и $n+1$. Ориентацию проводников n-й решетки будем характеризовать углом $\alpha_n \in [0, \pi]$, отсчитываемым от оси OX против часовой стрелки. Поскольку свойства фильтра зависят от относительных углов скрещенности решеток, то положим для определенности, что угол ориентации 1-й решетки α_1 фиксирован и равен $\pi/2$.

В дальнейшем будем считать, что решетки являются идеальными поляризаторами излучения. Это означает, что амплитудные коэффициенты пропускания и отражения решеток для E- и H-поляризованных волн соответственно равны

$$\tau^E = 0, \quad \rho^E = -1, \quad \tau^H = 1, \quad \rho^H = 0. \tag{2}$$

Физически равенства (2) соответствуют условию бесконечной малости периода расположения проводников в решетках по сравнению с длиной волны падающего излучения и идеальной проводимости материала проводников [8].

Пусть на фильтр из области $Z < 0$ по нормали к поверхности первой решетки падает плоская монохроматическая волна амплитуды E_0, модуль волнового вектора которой равен k. В дальнейшем падающую

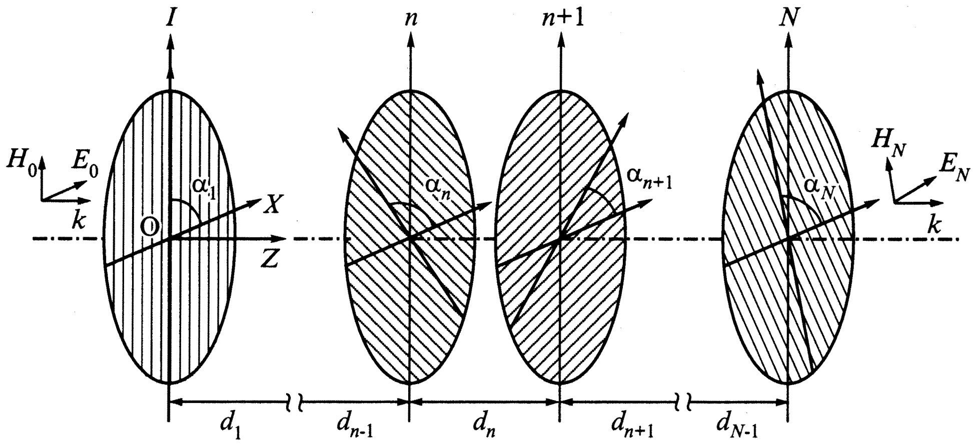

Рис. 1. Принципиальная схема интерференционного СВЧ фильтра, состоящего из N произвольно скрещенных решеток.

волну будем считать H-поляризованной относительно первой решетки (рис. 1). В указанной системе координат ее вектор Джонса имеет вид

$$\mathbf{E}_0 = \begin{pmatrix} E_0 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Данный выбор направления поляризации падающего излучения соответствует условиям (2). Отметим, что он принципиально отличен от выбора поляризации в случае традиционного микроволнового ИФП, работающего на E-поляризованной волне.[1] Требуется найти энергетический коэффициент пропускания фильтра. Для пренебрежения дифракционными эффектами будем считать, что апертура решеток, а также ширина фронта падающего излучения много больше длины волны λ.

Спектральные свойства фильтра из двух скрещенных решеток

Расчет по методу рекуррентных формул [7] матрицы пропускания $T_2^{\rightarrow}$ двухрешеточного фильтра с учетом равенства (2) приводит к следующему выражению:

$$T_2^{\rightarrow} = \frac{(1-e^{2i\gamma})e^{i\gamma}\sin\alpha}{(1-e^{2i\gamma}\sin^2\alpha)} \begin{pmatrix} \sin\alpha & \vdots & 0 \\ \cdots\cdots & & \cdots \\ -\cos\alpha & \vdots & 0 \end{pmatrix},$$

где $\gamma = kd$, $d \equiv d_1$, $\alpha \equiv \alpha_2$.

Напомним, что направление стрелки в верхнем индексе матрицы указывает на то, что z-компонента волнового вектора падающей волны совпадает по направлению с осью OZ.

Величина энергетического коэффициента пропускания фильтра для H-поляризованной волны находится из выражения $\hat{T}_2^{\rightarrow} = |T_{2,11}^{\rightarrow}|^2 + |T_{2,21}^{\rightarrow}|^2$. Результат вычислений дает следующую формулу:

$$\hat{T}_2^{\rightarrow} = \frac{4\sin^2\gamma}{\cos^2\alpha\,\mathrm{ctg}^2\alpha + 4\sin^2\gamma}. \tag{3}$$

На рис. 2 приведены зависимости величины $\hat{T}_2^{\rightarrow}$ от параметра γ/π для различных углов ориентации α проводников второй решетки.

Положение минимумов и максимумов функции $\hat{T}_2^{\rightarrow}(\gamma)$ определяется условиями

$$\min: \ \gamma = n\pi, \ \text{где } n = 0, 1, 2, \ldots; \quad \max: \ \gamma = n\pi + \pi/2.$$

Последние соответствуют следующим значениям длин волн:

$$\lambda_n^{\min} = \frac{2d}{n}, \quad \lambda_m^{\max} = \frac{2d}{n+1/2}.$$

В точках минимума прозрачность фильтра равна нулю независимо от величины угла α. В точках максимума коэффициент пропускания равен $\hat{T}_{2\max}^{\rightarrow} = 4\sin^2\alpha/(1+\sin^2\alpha)^2$. При изменении угла α от $\pi/2$ до 0 (или от $\pi/2$ до π) функция $\hat{T}_{2\max}^{\rightarrow}(\alpha)$ монотонно убывает от единичного значения до нулевого.

Отметим, что кривые пропускания при любом угле α имеют широкие интерференционные максимумы. Таким образом, создание узкополосного пропускающего интерференционного фильтра на основе двух идеальных решеток-поляризаторов представляется невозможным. Тем не менее достоинством данной структуры можно считать возможность выделения узких спектральных полос непрозрачности (отражения) требуемой ширины при угле α, близком к $\pi/2$ (т.е. $\alpha_2 \cong \alpha_1$). При этом коэффициент пропускания фильтра практически во всей спектральной области дисперсии близок к единице.

Исходя из выражения (3), легко показать, что для случая, когда угол δ отстройки решеток от параллельной ориентации мал ($|\delta| = |\pi/2 - \alpha| \ll 1$), относительная

[1] В случае E-поляризации падающая на рассматриваемый фильтр волна полностью отразится от его первой решетки и последующие не окажут никакого влияния на прохождение волны через фильтр.

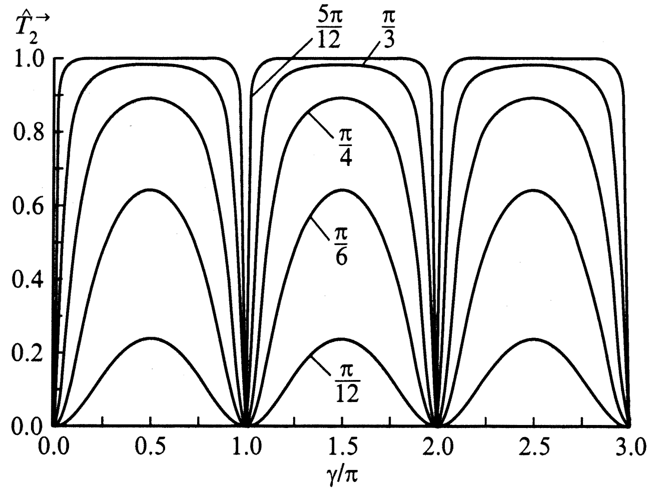

Рис. 2. Спектральные кривые пропускания двух решеточного фильтра при различных углах α ориентации второй решетки. На графиках угол ε имеет значения α, если $0 \le \alpha \le \pi/2$, либо $(\pi - \alpha)$, если $\pi/2 \le \alpha \le \pi$. Около кривых — значения ε.

ширина полосы отражения $\Delta\lambda/\lambda_n^{\min}$ зависит от величины δ квадратично

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_n^{\min}} \cong \frac{p\delta^2}{n\pi}.$$

Здесь параметр p определяет уровень коэффициента отражения, по которому рассчитывается ширина полосы. Так, $p = 1$ для уровня 0.5 и $p = 3$ для уровня 0.1.

Спектральные свойства фильтра из трех скрещенных решеток

При выполнении условия (2) матрица пропускания $T_3^{\to}$ трехрешеточного фильтра описывается выражением

$$T_3^{\to} = \frac{(1 - e^{2i\gamma_1})(1 - e^{2i\gamma_2})e^{i(\gamma_1+\gamma_2)}\sin(\alpha+\beta)\sin\alpha}{\big(1 - e^{2i\gamma_2}\sin^2(\alpha+\beta)\big)(1 - e^{2i\gamma_1}\sin^2\alpha) - e^{2i(\gamma_1+\gamma_2)}\cos^2(\alpha+\beta)\cos^2\alpha}$$

$$\times \begin{pmatrix} \cos\beta & \vdots & 0 \\ \cdots & \cdots & \cdots \\ -\sin\beta & \vdots & 0 \end{pmatrix},$$

где $\gamma_1 = kd_1$, $\gamma_2 = kd_2$, $\alpha \equiv \alpha_2$, $\beta \equiv \pi/2 - \alpha_3$.

Вычисление энергетического коэффициента пропускания фильтра на основе выражения $\hat{T}_3^{\to} = |T_{3,11}^{\to}|^2 + |T_{3,21}|^2$ приводит к следующей формуле:

$$\hat{T}_3^{\to} = \frac{16\sin^2(\alpha+\beta)\sin^2\alpha\sin^2\gamma_1\sin^2\gamma_2}{\chi^2 + 4\sin^2\gamma_1\sin^2\gamma_2\big[\sin^2(\alpha+\beta) + \sin^2\alpha\big]^2}, \quad (4)$$

где

$$\chi = \sin(\gamma_1+\gamma_2)\big[\cos^2(\alpha+\beta) + \cos^2\alpha\big] + \sin(\gamma_1-\gamma_2)\big[\cos^2(\alpha+\beta) - \cos^2\alpha\big].$$

Рассмотрим два возможных случая: $\beta = 0$ и $\beta \ne 0$.

1) Случай $\beta = 0$ (одинаковая ориентация крайних решеток). Условие $\beta = 0$ позволяет привести выражение (4) к виду

$$\hat{T}_3^{\to} = \frac{4\sin^2\gamma_1\sin^2\gamma_2}{\operatorname{ctg}^4\alpha\sin^2(\gamma_1+\gamma_2) + 4\sin^2\gamma_1\sin^2\gamma_2}. \quad (5)$$

На рис. 3 приведены характерные зависимости величины $\hat{T}_3^{\to}$ от параметра $(\gamma_1+\gamma_2)/\pi$ при различных углах ориентации α проводников средней решетки. Можно видеть, что изменение угла α позволяет плавно варьировать как ширину полос пропускания, так и ширину полос отражения фильтра. Режим узкополосности по пропусканию реализуется в случае почти ортогональной ориентации средней решетки относительно крайних ($\alpha \ll 1$ либо $(\pi-\alpha) \ll 1$). В противоположном предельном случае, когда углы ориентации средней и крайних решеток близки ($|\pi/2 - \alpha| \ll 1$), реализуется режим узкополосности по отражению. Таким образом, видно, что трехрешоточный фильтр сохраняет отмечавшееся выше достоинство фильтра из двух решеток. Обратим внимание, что значения $T_3^{\to}$ в точках минимума и максимума остаются равными соответственно нулю и единице для любых значений α, что является следствием идеальности решеток как поляризаторов излучения.

Из выражения (5) следует, что положение минимумов и максимумов на спектральной кривой прозрачности соответствует условиям

$$\min: \quad \gamma_j = n_j\pi, \ \text{где } n_j = 0, 1, 2, \ldots; \ j = 1, 2;$$

$$\max: \quad \gamma_1 + \gamma_2 = m\pi, \ \text{где } m = 1, 2, 3, \ldots; \ m \ne n_j.$$

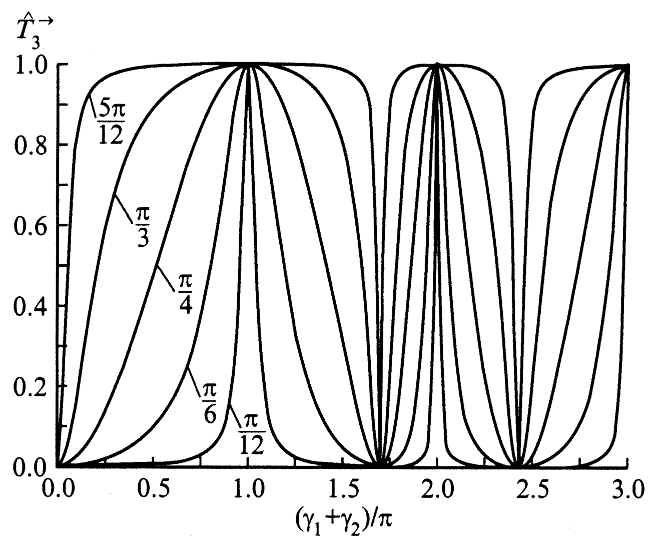

Рис. 3. Спектральные кривые пропускания трехрешеточного фильтра при различных углах α ориентации средней решетки для случая $\beta = 0$, $d_1/d_2 = 0.7$. На графиках угол ε имеет значения α, если $0 \le \alpha \le \pi/2$, либо $(\pi-\alpha)$, если $\pi/2 \le \alpha \le \pi$, у кривых — значения ε.

Отсюда находим значения длин волн в точках минимума и максимума

$$\lambda_{n_j}^{\min} = \frac{2d_j}{n_j}, \ \ j = 1, 2; \quad \lambda_m^{\max} = \frac{2(d_1 + d_2)}{m}.$$

Для отмеченных выше режимов узкополосности, которые на практике предствляют наибольший интерес, анализ выражения (5) дает следующие формулы для относительной ширины полос отражения и пропускания: а) узкополосность по отражению ($|\delta| \ll 1$, где $\delta = \pi/2 - \alpha$)

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_{n_j}^{\min}} \cong \frac{p\delta^2}{n_j\pi}; \tag{6}$$

б) узкополосность по пропусканию ($\varepsilon \ll 1$, где $\varepsilon = \alpha$ либо $\varepsilon = \pi - \alpha$)

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_m^{\max}} \cong \frac{4p\phi_m\varepsilon^2}{m\pi}, \tag{7}$$

где

$$\phi_m = \begin{cases} \cos^2\Delta_m, & m \text{ нечетно}, \\ \sin^2\Delta_m, & m \text{ четно}, \end{cases}$$

$$\Delta_m = \frac{\pi m}{2}\frac{(d_1 - d_2)}{(d_1 + d_2)}.$$

Значение стоящего в формулах (6), (7) параметра p равно единице для уровня коэффициента отражения (пропускания) 0.5 и трем для уровня 0.1.

Наличие фазового параметра ϕ_m в формуле (7) означает, что значение $\Delta\lambda/\lambda_m^{\max}$ при фиксированном порядке интерференции m можно регулировать не только углом скрещенности решеток, но также и расстоянием между ними. В результате значение $\Delta\lambda/\lambda_m^{\max}$ может обращаться в нуль даже при $\varepsilon \neq 0$. Легко видеть, что условие $\phi_m = 0$ выполняется в том случае, когда происходит совмещение минимумов, различающихся по индексу j. Резонансные значения расстояний, для которых $\phi_m = 0$, связаны с длиной волны в максимуме соотношениями

$$d_1 = \frac{m \pm l}{4}\lambda_m^{\max}, \quad d_2 = \frac{m \mp l}{4}\lambda_m^{\max}.$$

Здесь l — целое положительное число, четность которого совпадает с четностью m. При этом область допустимых значений l заключена в интервале от 1 до m, если m, нечетно, и от 0 до m, если m четно.

Заметим, что при практическом использовании интерференционного фильтра наибольший интерес представляет режим, при котором спектральная область свободной дисперсии фильтра максимальная. По этой причине расстояния d_1, d_2 целесообразно выбирать одинаковыми, поскольку в этом случае четные максимумы будут отсутствовать.

2) С л у ч а й $\beta \neq 0$. При произвольном значении угла β, представляющего собой угол отстройки крайних решеток от параллельной ориентации проводников, спектральные кривые пропускания трехрешеточного фильтра носят промежуточный характер между рассмотренными ранее вариантами $\beta = 0$ и $\beta = \pi/2 - \alpha$ (последний вариант относится к случаю двухрешеточного фильтра). В связи с этим случай $\beta \neq 0$ не содержит принципиально новых решений, за исключением того, что узкие полосы отражения могут быть получены при любом значении α при условии близости ориентационных углов 2-й и 3-й решеток ($|\pi/2 - (\alpha + \beta)| \ll 1$). По этой причине мы ограничимся лишь замечаниями относительно выбора оптимального значения β.

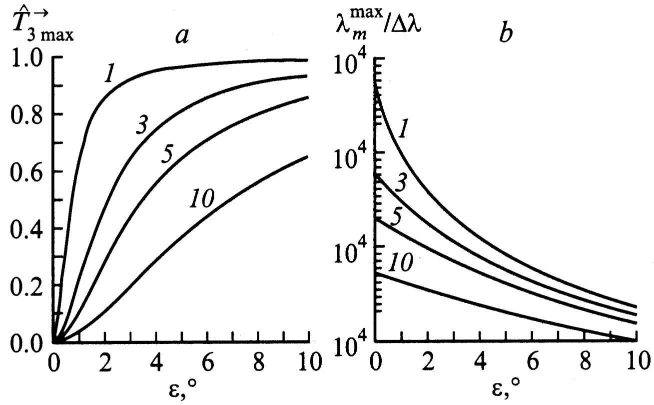

Рис. 4. Зависимости максимального энергетического коэффициента пропускания (a) и спектрального разрешения (b) трехрешеточного фильтра от угла ε. У кривых — значения угла β (в градусах), $m = 1$, $d_1/d_2 = 1$.

Как следует из формулы (4), в случае $\beta \neq 0$ прозрачность фильтра максимальна на длинах волн, удовлетворяющих условию $\chi = 0$. В точках максимума коэффициент пропускания равен

$$\hat{T}_{3\max}^{\rightarrow} = \frac{4\sin^2(\alpha+\beta)\sin^2\alpha}{\left[\sin^2(\alpha+\beta) + \sin^2\alpha\right]^2}. \tag{8}$$

Выражение (8) показывает, что в режиме узкополосности по пропусканию при $\varepsilon \to 0$ ненулевая величина угла β приводит к падению максимального коэффициента прозрачности до нуля по закону $T_{3\max}^{\rightarrow}\big|_{\varepsilon\to 0} \cong 4\varepsilon^2/\sin^2\beta$. Данное обстоятельство накладывает принципиальное ограничение на предельно достижимую при перестройке α ширину полосы пропускания. Отсюда следует, что оптимальным вариантом при выборе значения β является рассмотренный ранее случай $\beta = 0$, для которого $\hat{T}_{3\max}^{\rightarrow} = 1$ при любом α.

Оптимальность одинаковой ориентации крайних решеток подтверждается также расчетами относительной ширины полосы прозрачности, выражение для которой при условии $\varepsilon, |\beta| \ll 1$ принимает вид (ср. (7))

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_m^{\max}} \cong \frac{2p\phi_m\left[\varepsilon^2 + (\varepsilon+\beta)^2\right]}{m\pi}. \tag{9}$$

Согласно (9), минимум ширины полосы при фиксированном ε достигается при $\beta = 0$. Графики, представленные на рис. 4, иллюстрируют поведение $\hat{T}_{3\max}(\varepsilon)$ и спектрального разрешения для различных значений β.

Особенности спектральных свойств сложных фильтров

Увеличение числа скрещенных решеток-поляризаторов, составляющих интерференционный фильтр, приводит к усложнению картины интерференции полей в такой структуре и появлению новых особенностей в спектре ее пропускания (отражения). По этой причине фильтр, содержащий более трех решеток, будем называть сложным интерференционным фильтром.

Помимо возможности подбора спектральных кривых пропускания (отражения) необходимой формы к достоинству сложных фильтров следует также отнести возможность получения полос пропускания (отражения) со значительно более крутым фронтом, чем в случае двух- и трехрешеточных фильтров. Проиллюстрируем указанные особенности ложных фильтров на примере фильтра из пяти решеток.

Рассматривая пятирешеточный фильтр как последовательную комбинацию двух трехрешеточных фильтров оптимальной конфигурации, начнем с анализа случая $d_1 = d_2 = d_3 = d_4 \equiv d$, $\alpha_1 = \alpha_3 = \alpha_5 = \pi/2$, α_2, α_4 — свободные параметры. Расчет показывает, что в спектре пропускания такого сложного фильтра симметрично по обе стороны от основных максимумов, соответствующих условию $\gamma = m\pi$ ($\gamma = 4\pi d/\lambda$, $m = 1, 3, 5, \ldots$), присутствует еще по одному дополнительному. Их положение и амплитуда зависят от углов ориентации 2-й и 4-й решеток. Наибольший интерес представляет собой $\alpha_2 = \alpha_4 \equiv \alpha$, для которого амплитуда дополнительных максимумов равна единице, а крутизна их фронтов максимальна (рис. 5). В этом режиме в диапазоне углов $\pi/4 < \alpha < 3\pi/4$ прозрачность фильтра в точках провала между основным и дополнительным максимумами (обозначаемая далее как $\hat{T}^{\rightarrow}_{5\,\min}$) не опускается ниже 0.86. Это позволяет рассматривать пятирешеточный фильтр

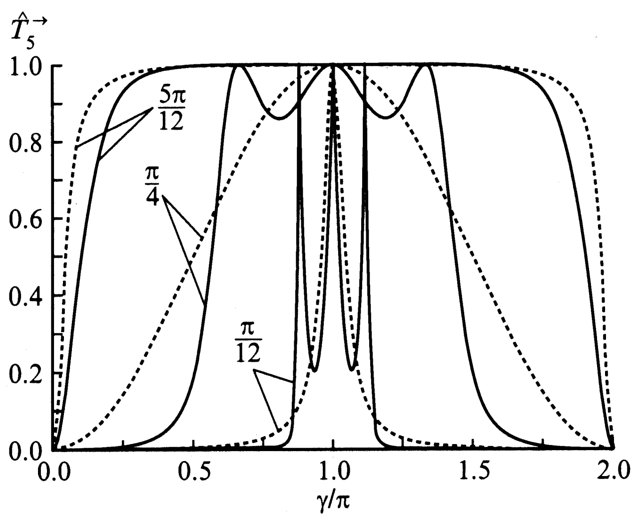

Рис. 5. Спектральные кривые пропускания пятирешеточного фильтра (сплошные кривые) и трехрешеточного фильтра (штриховые) при различных значениях угла ε (у кривых).

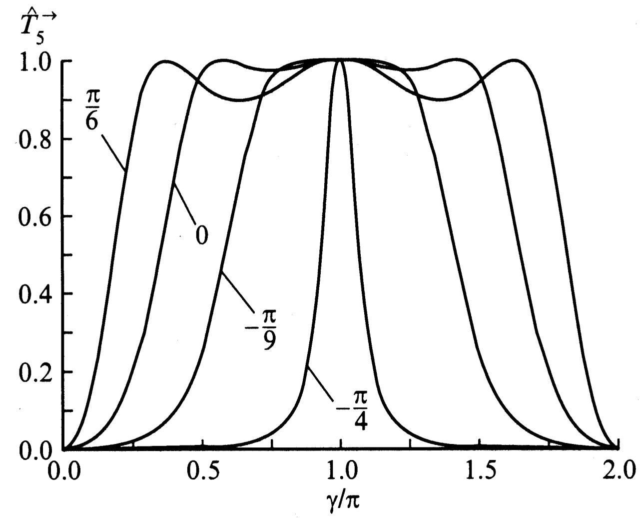

Рис. 6. Трансформация спектральных кривых пропускания пятирешеточного фильтра при изменении угла ориентации 3-й решетки для случая $\alpha = \pi/6$. Около кривых — значения β.

как полосовой с шириной полосы пропускания, приближенно равной спектральному интервалу $\Delta\Gamma$ между дополнительными максимумами.

Сравнение спектральных кривых прозрачности трех- и пятирешеточных фильтров показывает, что пятирешеточный фильтр имеет явное преимущество при работе в широкополосном режиме ($\varepsilon \sim 1$), когда трехрешеточный фильтр выделяет „полосы" с сильно заваленным фронтом (рис. 5). При переходе в узкополосный режим ($\varepsilon \to 0$) выигрыш в крутизне фронта для пятирешеточного фильтра также сохраняется, однако в этом случае значение $\hat{T}^{\rightarrow}_{5\,\min}$ падает до нуля, так что рассматриваемый сложный фильтр выделяет три близко стоящие полосы вместо одной. Последний эффект является, как правило, нежелательным, и для его устранения можно предположить альтернативный режим эксплуатации пятирешеточного фильтра.

Анализ показывает, что варьирование величины $\Delta\Gamma$ при сохранении требования $\hat{T}^{\rightarrow}_{5\,\min} \cong 1$ может осуществляться путем изменения угла ориентации 3-й решетки α_3. При этом величину угла α следует выбирать такой, чтобы обеспечить приемлемые значения $\hat{T}^{\rightarrow}_{5\,\min}$ и крутизну фронта полосы. Таким образом, рассмотрим следующую конфигурацию пятирешеточного фильтра: $d_1 = d_2 = d_3 = d_4 \equiv d$, $\alpha_1 = \alpha_5 = \pi/2$, $\alpha_2 = \alpha_4 \equiv \alpha$, $\alpha_3 \equiv \pi/2 - \beta$. Расчет энергетического коэффициента пропускания в этом случае приводит к формуле

$$\hat{T}_5^{\rightarrow} = \hat{T}_5^{\leftarrow}$$

$$= \left| \frac{(1 - e^{i\gamma}) \sin^2\alpha \sin^2(\alpha+\beta)}{[1+e^{i\gamma}\cos^2\alpha][1+e^{i\gamma}(1+e^{i\gamma})\cos^2\alpha+e^{i\gamma}\cos 2(\alpha+\beta)]} \right|^2, \tag{10}$$

где $\gamma = 4\pi d/\lambda$.

Рис. 6 иллюстрирует поведение спектральных кривых прозрачности фильтра при изменении угла β.

В широкополосном режиме ($|\phi| \sim 1$, где $\phi = \alpha + \beta$ либо $\phi = \pi - (\alpha + \beta)$) основной вклад в ширину полосы дает спектральный интервал $\Delta\Gamma$ между дополнительными максимумами. Согласно (10), величина $\Delta\Gamma$, выраженная в единицах γ, определяется формулой

$$\Delta\Gamma = 2\left(\pi - 2\arccos\frac{\sqrt{D}}{2|\cos\alpha|}\right),$$

где $D = 2\sin^2(\alpha+\beta) - \sin^2\alpha\left[\sin^2(\alpha+\beta) + \sin^2\alpha\right]$.

Значение $\Delta\Gamma$ максимально в случае равной ориентации 2-й (4-й) и 3-й решеток ($\alpha + \beta = \pi/2$). При приведении 3-й решетки в скрещенное положение относительно 2-й (4-й) величина $\Delta\Gamma$ уменьшается, и при условии $D = 0$ происходит совмещение основного и дополнительных максимумов. Режим узкополосности реализуется в случае $|\phi| \ll 1$, т.е. когда относительный угол скрещенности 2-й (4-й) и 3-й решеток близок к $\pi/2$. В этом режиме $D < 0$ и выражение для относительной ширины полосы прозрачности имеет вид

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_m^{\max}} \cong \frac{4p}{m\pi}\left(\frac{\phi}{\sin\alpha}\right)^2.$$

Заключение

Проведено теоретическое исследование спектральных свойств интерференционных фильтров, состоящих из нескольких скрещенных решеток-поляризаторов. В результате получены зависимости формы и ширины полосы пропускания (отражения) от углов скрещенности решеток, что открывает возможность практического использования таких фильтров.

Показано, что простейший фильтр из двух решеток-поляризаторов позволяет выделять узкие полосы только на отражении. В свою очередь, фильтр из трех решеток обладает возможностью выделения узких полос как на отражении, так и на пропускании. В случае еще более сложных фильтров указанные для трехрешеточных фильтров достоинства сохраняются. Более того, появляется дополнительная возможность варьирования крутизны фронтов и формы спектральной кривой пропускания (отражения) фильтра. В данной работе эта возможность подробно проанализирована для случая фильтра из пяти решеток.

Исследование проведено в приближении идеальных поляризационных свойств решеток и отсутствия угловой расходимости излучения. В рамках этого приближения значение предельно достижимого спектрального разрешения $(\lambda/\Delta\lambda)_{\max}$ при оптимальной взаимной ориентации решеток фильтра оказывается ограниченным лишь дифракционными эффектами из-за конечных поперечных размеров решеток. Дополнительное ограничение сверху величины $(\lambda/\Delta\lambda)_{\max}$ связано с отклонением от оптимального значения во взаимном положении решеток по углу. Например, для случая трехрешеточного фильтра угловая расстройка в ориентации крайних решеток величиной 1° приводит к значению $(\lambda/\Delta\lambda)_{\max} \cong 10^3$ при коэффициенте прозрачности в максимуме пропускания около 70% (рис. 4).

Учет влияния на спектральные свойства фильтров неидеальности работы решеток в качестве поляризаторов излучения, а также угловой расходимости падающего на фильтр излучения будет сделан в следующей работе.

Список литературы

[1] *Королев Ф.А., Гриднев В.А.* // Опт. и спектр. 1964. Т. 16. Вып. 2. С. 335–340.

[2] *Чернетский А.В., Зиновьев О.А., Козлов О.В.* Аппаратура и методы плазменных исследований. М.: Атомиздат, 1965.

[3] *Виноградов Е.А., Дианов Е.М., Ирисова Н.А.* // Письма в ЖЭТФ. 1965. Т. 2. Вып. 7. С. 323–326.

[4] *Балаханов В.Я., Русанов В.Д., Стриганов А.Р.* // ЖТФ. 1965. Т. 35. Вып. 1. С. 127–131.

[5] *Багдасаров А.А., Бузанкин В.В., Васин Н.Л.* и др. // Диагностика плазмы. Сб. статей. Вып. 4(1). М.: Энергоиздат, 1981. С. 141–146.

[6] *Розенберг Г.В.* Оптика тонкослойных покрытий. М.: ГИФМЛ, 1958.

[7] *Аржанников А.В., Кузнецов С.А.* // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 12. С. 1–5.

[8] *Шестопалов В.П., Литвиненко Л.П., Масалов С.А., Сологуб В.Г.* Дифракция волн на решетках. Харьков: Изд-во Харьковского ун-та, 1973.