

температурной зависимости и области возбуждения аналогична полосе люминесценции другого соединения —  $\text{CsAgCl}_2$ . Однако ее присутствие в спектре фосфора не может быть связано только с образованием фазы этого соединения, поскольку оранжевая полоса присутствует у фосфора при очень малых концентрациях активатора. Спектры возбуждения этой полосы сильно зависят от условий изготовления и состава образцов и могут значительно отличаться от спектра возбуждения кристаллов  $\text{CsAgCl}_2$ . Форма полосы излучения при этом существенно не изменяется; полоса остается элементарной. Для появления полосы 640 нм достаточно смачивания порошка  $\text{CsCl}$  насыщенным раствором  $\text{CsCl}$ , содержащим малые количества  $\text{AgCl}$ . Можно предположить, что центры оранжевой люминесценции образуются при включении в  $\text{CsCl}$  существующих в растворе устойчивых хлоридных комплексов серебра [3]. Остальные полосы люминесценции  $\text{CsCl-Ag}$  также имеют сложные зависимости от условий изготовления и состава образцов. Почти все эти полосы наблюдаются у кристаллов  $\text{Cs}_2\text{AgCl}_3$ . Спектры возбуждения всех полос люминесценции  $\text{CsCl-Ag}$  расположены в области поглощения комплексных соединений. Близость спектров возбуждения различных полос люминесценции приводит к их сильному взаимному искажению.

В ряде работ отмечается, что длинноволновые полосы люминесценции щелочно-галогидных фосфоров близки по положению к полосам соответствующих галоидных солей активатора, что связывается с наличием в фосфоре фазы или «микрофазы» активаторных солей [1]. Мы сравнили со спектрами фосфора спектры различных образцов  $\text{AgCl}$ . Следует заметить, что  $\text{AgCl}$ , полученный осаждением раствором хлористого цезия, люминесцирует иначе, чем осажденный раствором  $\text{NaCl}$  или  $\text{HCl}$ . У фосфоров  $\text{CsCl-Ag}$  мы не нашли полос, принадлежащих фазе  $\text{AgCl}$ . Исключение составляют только непрогретые смеси солей, у которых после растирания появляется одна из полос люминесценции, имеющихся у  $\text{AgCl}$ , полученного осаждением раствором хлористого цезия.

При использованных условиях изготовления в системе  $\text{CsCl-AgCl}$  не образуется фосфора, подобного хорошо изученному фосфору  $\text{NaCl-Ag}$  с большой растворимостью активатора в основании, у которого центрами люминесценции являются ионы  $\text{Ag}^+$ , включенные по типу твердого раствора замещения, или группировки таких ионов. Полосы люминесценции, наблюдаемые при активации  $\text{CsCl}$  серебром, по-видимому, принадлежат комплексным соединениям, присутствующим в образцах в виде фазы или «микрофазы», и отдельным галоидным комплексам серебра.

#### Литература

- [1] Н. И. Иванова, Л. И. Тарасова. Сб. «Успехи фотоники», 3, 128, 1973.
- [2] С. Д. Громаков. Ж. неорг. хим., 24, 644, 1950.
- [3] В. Е. Мионов. Радиохимия, 4, 707, 1962.
- [4] Справочник по плавкости солевых систем. 1. Изд. АН СССР, М.—Л., 1961.
- [5] А. Г. Демахин, И. Е. Зимаков, В. И. Спицын. Ж. неорг. хим., 19, 245, 1974.
- [6] Р. Г. Лушпа, Л. А. Ребане. Тр. ИФА АН ЭССР, № 14, 87, 1961.

Поступило в Редакцию 18 июля 1974 г.

УДК 535.345.6

## УЗКОПОЛОСНЫЕ ФИЛЬТРЫ В ОТРАЖЕННОМ СВЕТЕ

Н. Д. Голдина и Ю. В. Троицкий

Отражательные интерференционные светофильтры, имеющие узкую полосу отражения, могут быть использованы, например, в УФ и ИК диапазонах спектра, где встречаются трудности в применении узкополосных фильтров, работающих в режиме пропускания. Возможность получения отражательных фильтров (ОФ) исследовалась в ряде работ [1-4].

Практическая реализация ОФ, исключая самые простые случаи [1, 4], сдерживается сложностью их расчета. Так как в состав переднего зеркала ОФ входит тонкая поглощающая пленка с толщиной  $d \ll \lambda$ , то для описания ее оптических свойств можно применить модель комплексно проводящей поверхности [5, 6]. В этом случае для расчета ОФ возможно эффективно использовать аппарат теории длинных линий, трактуя металлическую пленку как сосредоточенную проводимость по аналогии с расчетом многолучевого отражательного интерферометра [7]. В настоящей работе эта теория применена к синтезу узкополосных ОФ.

Структура ОФ соответствует возможным вариантам отражательного интерферометра, описанного в [7]. Здесь рассматривается вариант, когда металлический слой обращен непосредственно к источнику света (рис. 1). Жирной чертой обозначен метал-



лический слой с поверхностной проводимостью  $\sigma = \sigma' + i\sigma''$ . Волновая проводимость среды, из которой падает свет, обозначена  $Y_1$  (для прозрачных сред  $Y_i = \sqrt{\epsilon_i/\mu_i}$ , где  $\epsilon_i, \mu_i$  — соответственно диэлектрическая и магнитная проницаемость  $i$ -й среды). Справа от металлической пленки расположен многослойник I, содержащий в нашем случае четное число слоев  $\lambda_0/4$  с чередующимися малой и большой волновыми проводимостями  $Y_4$  и  $Y_3$ , прослойку с фазовой толщиной  $\varphi$  из материала с волновой проводимостью  $Y_2$  (практически  $Y_2$  равно  $Y_3$  или  $Y_4$ ) и зеркало с коэффициентом отражения, близким к единице (диэлектрическое или из высокоотражающего металла). Коэффициент отражения такой структуры для нормально падающих плоских волн равен

$$\tilde{R} = \frac{(Y_1 - \sigma' - Y')^2 + (\sigma'' + Y'')^2}{(Y_1 + \sigma' + Y')^2 + (\sigma'' + Y'')^2}, \quad (1)$$

где  $Y = Y' + iY''$  — комплексная проводимость всей комбинации пленок, расположенных справа от поглощающей пленки, включая и высокоотражающее зеркало, измеренная в плоскости поглощающей пленки.

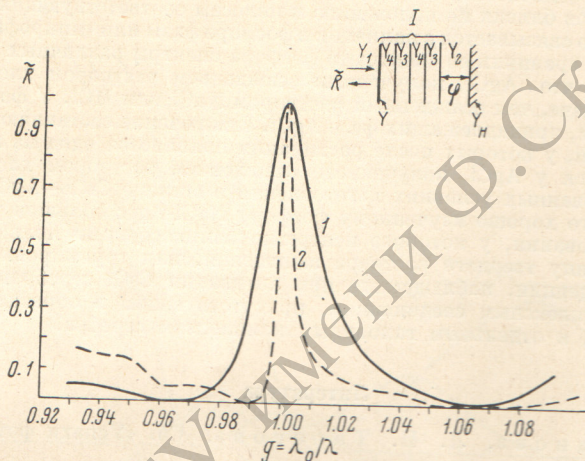


Рис. 1. Расчетная зависимость коэффициента отражения  $\tilde{R}$  от параметра  $g = \lambda_0/\lambda$ .

Вверху показана структура ОФ.

Для строгого расчета  $\tilde{R}$  необходимо вычислить на ЭВМ зависимость  $Y(\lambda)$  обычными методами расчета диэлектрических многослойников, введя для этого и дисперсию показателей преломления. Зависимость  $\sigma(\lambda)$  определяется материалом поглощающей пленки и условиями ее напыления и может быть найдена из экспериментальных данных. В некоторых случаях, как показывает эксперимент, этой зависимостью можно пренебречь. Например, для пленок никеля, если рассматривается диапазон  $\sim 500 \text{ \AA}$  в видимой области спектра.

Для получения максимального коэффициента отражения на длине волны  $\lambda_0$  необходимо, чтобы поглощающая пленка находилась в узле стоячей волны, отраженной от заднего зеркала. В частном случае, когда многослойник I и высокоотражающее зеркало состоят из слоев  $\lambda_0/4$ , максимально при  $\varphi$ , кратном  $\pi$ .

Условия согласования, обеспечивающие нулевой коэффициент отражения фильтра в заданном диапазоне спектра, можно получить из (1)

$$\left. \begin{aligned} Y_1 - \sigma' - Y' &= 0, \\ \sigma'' + Y'' &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Первое условие согласования можно выполнить, выбрав поглощающую пленку с  $\sigma' = Y_1$ . Величина  $Y'' \approx 0$  в диапазоне, где коэффициент заднего зеркала близок к единице. Так как  $Y''$  меняется с длиной волны, то из второго условия (2) следует, что согласование будет для тех длин волн, для которых  $Y'' = -\sigma''$ . На рис. 1 приведены расчетные зависимости  $\tilde{R}$  от параметра  $g = \lambda_0/\lambda$  для двух структур, в состав которых входят 13-слойное зеркало, полуволновая прослойка криолита и многослойник I с четырьмя и шестью слоями (кривые 1 и 2 соответственно). Все слои зеркала и многослойника I имеют толщину  $\lambda_0/4$  и состоят из ZnS (показатель преломления  $n_3 = 2.3$ ) и криолита ( $n_4 = 1.34$ ). Для расчета кривой 1 взято значение  $\sigma = 1.05 + i0.35$ , а для кривой 2  $\sigma = 1.46 + i0.7$ ; эти значения соответствуют нашим экспериментальным данным для пленок Ni. Величина  $Y(g)$  рассчитывалась на ЭВМ. Из рис. 1 видно, что можно получить согласование для заданных длин волн вблизи  $\lambda_0$ , обеспечив выполнение условия  $Y''(\lambda) = -\sigma''$  надлежащим выбором комбинации слоев справа от поглощающей пленки.



Расчет ширины полосы конструируемого фильтра возможен, если известна зависимость  $Y''(\lambda)$ . Выражение (1) после того, как первое условие согласования выполнено, запишется в виде

$$\tilde{R} = \left[ 1 + \left( \frac{2\sigma'}{\sigma'' + Y''} \right)^2 \right]^{-1}. \quad (3)$$

Как следует из (3),  $\tilde{R}$  достигает значения  $0.5\tilde{R}_{\text{макс.}}$  при значениях  $Y''(\lambda)$ , удовлетворяющих соотношению  $\sigma' + Y'' = 2\sigma'$ .

На основании изложенной теории было изготовлено несколько образцов ОФ на видимую область спектра. Характеристики трех светофильтров с различным числом слоев в многослойнике  $I$  и различной структурой высокоотражающего зеркала приведены на рис. 2. В процессе вакуумного напыления слоев на кварцевую подложку с клином контролировался коэффициент пропускания или коэффициент отражения со стороны подложки для  $\lambda_0 = 0.63$  мкм. Материалом для поглощающей пленки был избран Ni, так как для него изменение активной части проводимости мало во всем видимом диапазоне и, следовательно, можно получить удовлетворительное согласование для этой области спектра. Приведенная проводимость поглощающей пленки  $\xi' = \sigma'/Y_0$ , где  $Y_0$  — волновая проводимость вакуума для плоских волн, по условию согласования (2) должна быть равна показателю преломления среды, из которой падает свет,  $n_1 = Y_1/Y_0$ . Параметр  $\xi'$  очень просто связан с параметрами пленки в бегущей волне [5, 6] и может быть легко измерен: для первого фильтра  $\xi' = 1.05$  (при  $n_1 = 1$ ), для второго и третьего  $\xi' = 1.46$  (при  $n_1 = 1.46$ ). Второй параметр, характеризующий металлическую пленку  $\xi''$ , не влияет на согласование, но дает вклад в асимметрию зависимости  $\tilde{R}$  от частоты. В рассматриваемых примерах  $0 < \xi'' < 1$ . Во всех фильтрах прослойка была изготовлена из криолита, а ее оптическая толщина равна  $\lambda_0/2$ . На рис. 2, а структура с числом слоев в многослойнике  $I k$ , равном 4, имеет  $\tilde{R}_{\text{макс.}} = 80\%$  для  $\lambda = 6480 \text{ \AA}$  и ширину полосы отражения на уровне  $\tilde{R} = 0.5\tilde{R}_{\text{макс.}}$   $2\Delta\lambda = 190 \text{ \AA}$ . Коэффициент отражения имеет минимумы, равные 0.2% для  $\lambda_1 = 6150 \text{ \AA}$  и  $\lambda_2 = 7200 \text{ \AA}$ . Вне диапазона  $\delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$   $\tilde{R}$  начинает возрастать, что говорит о нарушении условия согласования для этих длин волн. На рис. 2, б представлена структура с  $k=6$ , имеющая  $\tilde{R}_{\text{макс.}} = 56\%$  и ширину полосы 80  $\text{\AA}$ . В минимуме  $\tilde{R}$  равно 0.5%. Длина волны  $\tilde{R}_{\text{макс.}}$  смещена от  $\lambda_0 = 6328$  на 70  $\text{\AA}$  в длинноволновую область, что можно объяснить неточным нанесением диэлектрических слоев. На рис. 2, в структура с  $k=8$  имеет  $\tilde{R}_{\text{макс.}} = 29\%$  и ширину полосы 50  $\text{\AA}$ . Пик отражения также смещен в длинноволновую область к 6560  $\text{\AA}$ . Полоса согласования  $\delta\lambda$ , где  $\tilde{R}_{\text{мин.}} \leq 0.2\%$ , составляет всего 500  $\text{\AA}$ . Нужно отметить, что значения  $\tilde{R}_{\text{макс.}}$  и  $2\Delta\lambda$  отличаются от расчетных значений, особенно в последних двух фильтрах. Здесь не проводится количественный анализ этих отличий, но можно указать следующие причины, которые снижают  $\tilde{R}_{\text{макс.}}$  и уширяют полосу отражения: увеличение потерь на рассеяние и поглощение в диэлектрических слоях при возрастании резонансного поля внутри фильтра, несовершенство поверхности подложки, неоднородность покрытий и, наконец, потери из-за конечной толщины поглощающей пленки.

В целом, как следует из экспериментальных измерений, расчет ОФ на основе модели проводящей поверхности представляет возможность изготовления эффективных отражательных светофильтров, состоящих из поглощающей металлической пленки и диэлектрических многослойников. Особенность таких фильтров заключается в том, что можно осуществить полное подавление отраженного излучения на некоторых заданных длинах волн.

Авторы благодарят А. В. Ахметьеву за помощь в проведении расчетов.

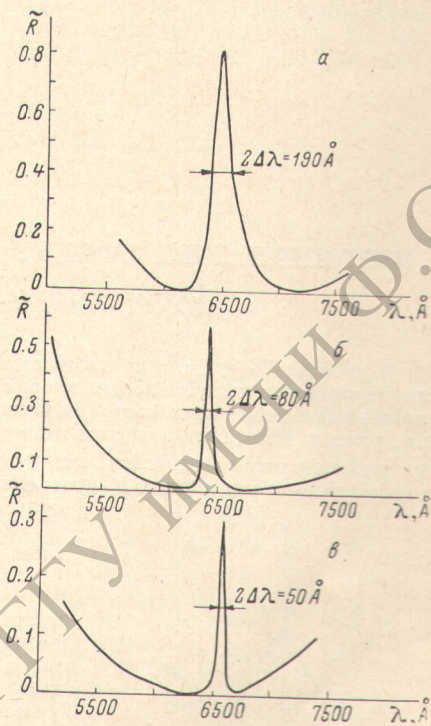


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения от длины волны для различных структур ОФ (эксперимент).

а —  $1.0 / M' (LH)^2 LL (HL)^3 H / 1.46$ , б —  $1.46 / M'' (LH)^2 LL (HL)^3 Ag / 1.0$ , в —  $1.46 / M''' (LH)^2 LL (HL)^3 H / 1.0$ , где  $M'$ ,  $M''$ ,  $M'''$  — поглощение пленки Ni, L и H — четвертьволновые слои криолита и сернистого цинка (для  $\lambda_0 = 6328 \text{ \AA}$ ), Ag — непрозрачное серебряное зеркало.



- [1] L. N. Hadley, D. M. Dennison. J. Opt. Soc. Am., 37, 451, 1947; 38, 483, 1948.  
 [2] H. Koch. Optik und Spektroskopie aller Wellenlängen. Akademie-Verlag, Berlin, S. 139, 1962.  
 [3] П. Г. Кард. Опт. и спектр., 18, 684, 1965.  
 [4] J. F. Osantowski, A. R. Toft. Appl. Opt., 6, 1128, 1973.  
 [5] Ю. В. Троицкий. Автометрия, № 6, 91, 1962.  
 [6] Ю. В. Троицкий. Сб. «Диспергированные металлические пленки», 214. Киев, ИФ АН УССР, 1972.  
 [7] Ю. В. Троицкий. Опт. и спектр., 30, 544, 1971.

Поступило в Редакцию 24 июля 1974 г.

УДК 539.194.01

## ИЗОТОПИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В НЕЛИНЕЙНЫХ МОЛЕКУЛАХ

Ю. С. Макушкин и О. Н. Улежиков

В работах [1, 2] была предложена процедура, позволяющая, не прибегая к введению внутренних колебательных координат, выразить колебательно-вращательные гамма-миллионны различных изотопов нелинейной молекулы через равновесные расстояния, углы и константы ангармоничности  $k_{\lambda \dots \mu}$  одного из них. В качестве примера был получен ряд соотношений между гармоническими частотами, вращательными и колебательно-вращательными постоянными симметричных изотопов нелинейной молекулы  $X_2Y$ .

В данном сообщении приводятся соотношения типа

$$\nu'_\lambda = f_\lambda(\nu_\mu), \quad (1)$$

позволяющие выразить гармонические частоты  $\nu'_\lambda$  несимметричных изотопов нелинейной молекулы  $X_2Y$  через частоты основной молекулы  $\nu_\lambda$ .<sup>1</sup> В качестве исходного, так же как и в работе [2], используется уравнение

$$\begin{pmatrix} A_{11}W_1 - W' & A_{12}W_2 & A_{13}W_3 \\ A_{21}W_1 & A_{22}W_2 - W' & A_{23}W_3 \\ A_{31}W_1 & A_{32}W_2 & A_{33}W_3 - W' \end{pmatrix} = 0, \quad (2)$$

где

$$A_{\lambda\mu} = \delta_{\lambda\mu} - \sum_{K\alpha} \frac{m'_K - m_K}{m'_K} l_{K\alpha\lambda} l_{K\alpha\mu}. \quad (3)$$

Обозначения остальных величин те же, что и в работах [1, 2]. Из анализа выражений (3) для случая несимметричных замещений ядер можно видеть, что константа  $A_{12} = A_{21}$  достигает максимального значения для молекулы  $H_2O$  при замещении  $H_2O \rightarrow D_2O$  (при этом  $|A_{12}| \sim 0.03$ ). Константа  $A_{23} = A_{32}$  принимает максимальное значение также для молекул  $H_2Y$ , содержащих атомы водорода, причем  $|A_{23}| \sim (1/3)\zeta_{13}^y$ . Как известно [3], для таких молекул константа  $\zeta_{13}^y$  близка к нулю, а все известные молекулы, для которых  $\zeta_{13}^y$  не мала, содержат только атомы элементов значительно тяжелее водорода. В этом случае  $|A_{23}|$  мал из-за малости отношения  $(m'_K - m_K)/m'_K$ . Константы  $A_{\lambda\lambda}$  во всех случаях более чем в десять раз больше, чем  $A_{12}$  и  $A_{23}$ .

В связи с вышесказанным уравнение (2) в первом приближении будет иметь вид

$$\begin{pmatrix} A_{11}W_1 - W' & 0 & A_{13}W_3 \\ 0 & A_{22}W_2 - W' & 0 \\ A_{31}W_1 & 0 & A_{33}W_3 - W' \end{pmatrix} = 0. \quad (4)$$

<sup>1</sup> Нужно отметить, что в настоящее время в литературе нет соотношений типа (1) для таких молекул.