

УСТРАНЕНИЕ РАСЩЕПЛЕНИЯ ПОЛОСЫ ПРОПУСКАНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ФИЛЬТРОВ ПРИ НАКЛОННОМ ПАДЕНИИ СВЕТА

И. Н. Шкляревский и Г. Зартов

В случае наклонного падения света на интерференционный светофильтр максимумы s - и p -компонент полосы пропускания сливаются при вполне определенном значении показателя преломления n_{δ}^s центрального слоя оптической толщины $0.5\lambda_0$. Предложен итерационный метод расчета n_{δ}^s с помощью ЭВМ.

При повороте интерференционного фильтра относительно падающего луча полоса пропускания смещается в коротковолновую часть спектра. Если бы при этом полоса пропускания не расщеплялась на s - и p -компоненты, фильтр мог бы быть использован для монохроматизации света в относительно широком спектральном интервале. В предыдущей работе [1] мы рассмотрели две возможности устранения расщепления. В этой статье предлагается еще один метод.

Оптические характеристики фильтра определяются характеристиками зеркал и центрального слоя. Если при нормальном падении света на многослойник оптические толщины слоев с высоким (H) и низким (L) показателями преломления удовлетворяет условию

$$t_H n_H = t_L n_L = 0.25\lambda_0, \quad (1)$$

то при повороте зеркала на угол φ оптические толщины этих слоев уменьшаются на разную величину. Длина волны $\lambda_{0\varphi}$ смещенного максимума отражения $R_{\text{макс}}$, s - и p -компонент находится из условия

$$t_H \sqrt{n_H^2 - \sin^2 \varphi} + t_L \sqrt{n_L^2 - \sin^2 \varphi} = 0.5\lambda_{0\varphi}, \quad (2)$$

аналогично случаю нормального падения света на зеркала с различными оптическими толщинами H и L слоев [2]. При этом следует учитывать дисперсию показателей преломления n_H и n_L .

В силу различия френелевских коэффициентов s - и p -компонент с увеличением φ спектральная область высокого отражения s -компоненты растет, а p -компоненты падает [3, 4]. В соответствии с этим круговая дисперсионной кривой фазового сдвига $\delta_s(\lambda)$ падает, а $\delta_p(\lambda)$ растет, вследствие чего эти две кривые пересекаются при некоторой длине волны λ_{sp} .

При $\varphi=0$ у многослойников

$$DHk(LH)D_0 \quad (3)$$

$$Dk(HL)D_0, \quad (4)$$

где D и D_0 — подложка и граничащая с зеркалом среда, а k — число пар слоев (HL) , $R_{\text{макс}}$, $\delta = -\pi$ в (3) или $\delta = 0$ в (4) находятся при $\lambda = \lambda_0$. При наклонном падении света соответствующая $R_{\text{макс}}$ длина волны $\lambda_{0\varphi}$ не совпадает ни с $\lambda_{0\varphi}^s$ (длина волны, при которой $\delta_s = -\pi$ или $\delta_s = 0$), ни с $\lambda_{0\varphi}^p$ (длина волны, при которой $\delta_p = -\pi$ или $\delta_p = 0$). На рис. 1 при-

ведены дисперсионные кривые фазовых сдвигов зеркал (3) и (4) с $n_H=2.3$ (ZnS), $n_L=1.35$ (Na_2AlF_6), $n=1.52$ (стекло), $n_0=n_L$ у (3) и $n_0=n_H$ у (4), $k=6$ и $\varphi=45^\circ$. Там же отмечены $\lambda_{0\varphi}$, $\lambda_{0\varphi}^s$, $\lambda_{0\varphi}^p$ и λ_{sp} зеркал и λ_s и λ_p максимумов полос пропускания фильтров

и
$$DHk(LH)2Lk(HL)HD \quad (5)$$

$$Dk(HL)2Hk(LH)D. \quad (6)$$

У зеркала (3) λ_{sp} , $\lambda_{0\varphi}^p$ и $\lambda_{0\varphi}^s$ смещены в длинноволновую область спектра по отношению к $\lambda_{0\varphi}$, а у (4) — в коротковолновую. При этом в обоих случаях $|\lambda_{0\varphi} - \lambda_{sp}| < |\lambda_{0\varphi} - \lambda_{0\varphi}^p| < |\lambda_{0\varphi} - \lambda_{0\varphi}^s|$.

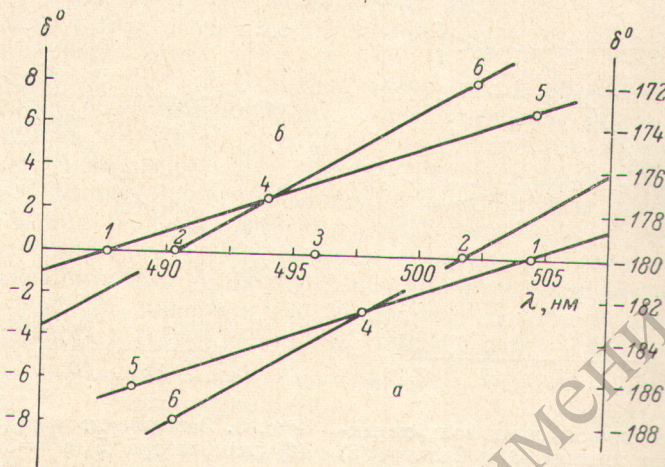


Рис. 1. Дисперсионные кривые фазовых сдвигов зеркал (3) — а и (4) — б с $k=6$ при $\varphi=45^\circ$.

1—4 соответствуют $\lambda_{0\varphi}^s$, $\lambda_{0\varphi}^p$, $\lambda_{0\varphi}$ и λ_{sp} зеркал, 5, 6 — λ_s и λ_p фильтров (5) — а и (6) — б.

На рис. 2 дана зависимость $\lambda_{0\varphi}^s$, $\lambda_{0\varphi}^p$ и λ_{sp} зеркала (3) и λ_s и λ_p фильтра (5) с $k=6$ при $\varphi=45^\circ$ от показателя преломления n_0 . Как следует из рис. 2, $\lambda_{0\varphi}^s$, $\lambda_{0\varphi}^p$ и λ_{sp} с ростом n_0 смещаются в коротковолновую часть спектра; при больших n_0 λ_{sp} становится меньше $\lambda_{0\varphi}$. Аналогичная зависимость наблюдается и для зеркала (4), при малых n_0 $\lambda_{sp} > \lambda_{0\varphi}$.

Максимумы полос пропускания фильтров удовлетворяют следующим условиям:

$$2t_0 \sqrt{n_0^2 - \sin^2 \varphi} = \left(m + \frac{\delta_s}{\pi}\right) \lambda_s \quad (7)$$

и

$$2t_0 \sqrt{n_0^2 - \sin^2 \varphi} = \left(m + \frac{\delta_p}{\pi}\right) \lambda_p, \quad (8)$$

где m — интерференционный порядок. Если для $\varphi=0$ при $\lambda=\lambda_0$ скачок фазы $\delta=0$, то $m=1$; при $\delta=-\pi$ $m=2$. Когда для зеркала (3) берут $\delta=\pi$, тогда нужно положить $m=0$. В (7) и (8) при $\varphi=0$ $t_0 n_0 = 0.5 \lambda_0$.

Как следует из (2), при $n_0=n_L$ $2t_0 \sqrt{n_L^2 - \sin^2 \varphi} < \lambda_{0\varphi}$, а при $n_0=n_H$ $2t_0 \sqrt{n_H^2 - \sin^2 \varphi} > \lambda_{0\varphi}$, вследствие чего (рис. 1) для фильтра (5) λ_s и λ_p меньше, а для (6) — больше $\lambda_{0\varphi}$; при этом $|\lambda_{0\varphi} - \lambda_p| < |\lambda_{0\varphi} - \lambda_s|$.

Величины λ_s и λ_p довольно сложным образом зависят от показателя преломления n_0 граничащей с многослойником среды. С ростом n_0 при данном φ возрастает левая часть уравнений (7) и (8), что должно привести к увеличению правых частей этих уравнений. Вместе с тем δ_s и δ_p также

зависят от n_0 : крутизна кривых $\delta(\lambda)$ растет с увеличением n_0 [5]. Эти обстоятельства и определяют значения λ_s и λ_p . Как следует из рис. 2, для фильтра (5) с ростом n_0 λ_s и λ_p возрастают, при $n_0^x = 1.522$ становятся равными друг другу и λ_{sp} зеркала (3). При еще больших n_0 $\lambda_s > \lambda_p$.

Таким образом, если у фильтра (5) центральный слой оптической толщины $t_0 n_0 = 0.5 \lambda_0$ осадить из вещества с $n_0^x = 1.522$, при $\varphi = 45^\circ$ полосы пропускания s - и p -компонент сольются. Уменьшая показатель преломления центрального слоя фильтра (6) ($k=6$, $\varphi=45^\circ$) до $n_0^x = 1.801$, можно получить аналогичный результат.

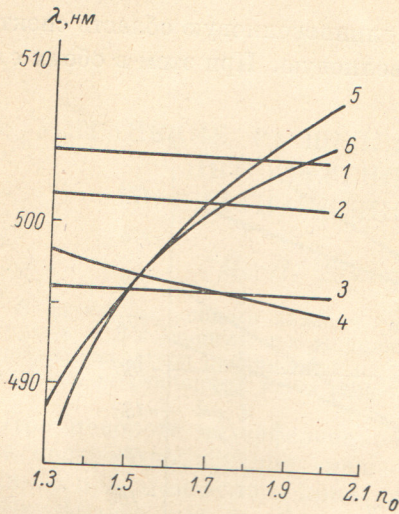


Рис. 2. Зависимость длин волн характерных точек зеркала (3) и фильтра (5) с $k=6$ от n_0 при $\varphi=45^\circ$.

1—6 соответствуют λ_s^s , λ_p^p , $\lambda_{0\varphi}$, λ_{sp} , λ_s и λ_p .

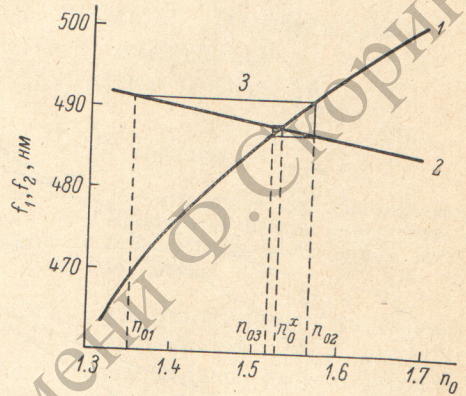


Рис. 3. Зависимость $f_1(n_0)$ (1) и $f_2(n_0)$ (2) для фильтра (5) с $k=3$ при $\varphi=45^\circ$.

3 — схема итерационного метода расчета n_0^x ; n_{01} , n_{02} , n_{03} — последовательные приближения.

Как же найти нужное значение n_0^x ? На рис. 3 для фильтра (5) с $k=3$ и $\varphi=45^\circ$ приведены зависимости

$$2t_0 \sqrt{n_0^2 - \sin^2 \varphi} = \lambda_0 \sqrt{1 - \sin^2 \varphi / n_0^2} = f_1(n_0) \quad (9)$$

и

$$\left(m + \frac{\delta_{sp}(n_0)}{\pi}\right) \lambda_{sp} = f_2(n_0). \quad (10)$$

Зависимость (9) находится просто. Для нахождения (10) нужно построить для целого ряда значений n_0 спектральные зависимости $\delta_s(\lambda)$ и $\delta_p(\lambda)$ и по их точке пересечения определить λ_{sp} и δ_{sp} . Как следует из рис. 3, построенные описанным образом зависимости (9) и (10) пересекаются в точке, дающей искомое n_0^x .

Однако даже при использовании ЭВМ такая процедура нахождения n_0^x очень громоздка, приходится строить большое число вспомогательных кривых.

Для нахождения n_0^x мы применили итерационный метод, заключающийся в следующем. Выберем некоторое начальное значение n_{01} и найдем для него $f_2(n_{01})$. Приравняем

$$f_2(n_{01}) \equiv \left[m + \frac{\delta_{sp}(n_{01})}{\pi}\right] \lambda_{sp} = \lambda_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\sin^2 \varphi}{n_{02}^2}\right)} \equiv f_1(n_{02}). \quad (11)$$

Из (11) определим новое значение n_{02} . Для этого n_{02} находим $f_2(n_{02})$ и, приравняв его $f_1(n_{03})$, определим следующее значение n_{03} и т. д. Как следует из рис. 3, этот процесс является быстро сходящимся, позволяющим после 4—5 приближений найти требуемое значение n_0^x .

Расчеты проводились на ЭВМ М-222. Для этого нами была составлена специальная программа, позволяющая для данной конструкции фильтра при заданном угле падения света φ непосредственно получать n_0^x .

Кроме описанных выше фильтров (тип А), мы рассмотрели и фильтры типа В, у которых слои Н и L зеркал являются четвертьволновыми по ходу луча для заданного угла φ_0

$$t_H \sqrt{n_H^2 - \sin^2 \varphi_0} = t_L \sqrt{n_L^2 - \sin^2 \varphi_0} = 0.25\lambda_0, \quad (12)$$

а толщина центрального слоя $t_0 \sqrt{n_0^2 - \sin^2 \varphi} = 0.5\lambda_0$. У таких фильтров при $\varphi = \varphi_0$ максимумы полос пропускания *s*- и *p*-компонент совпадают. Но при $\varphi \neq \varphi_0$ и у них наблюдается некоторое искажение полос пропускания [1]. Для фильтров типа В мы подбирали n_0^x для $\varphi < \varphi_0$ описанным выше образом; в этом случае расщепление полос устраняется для этих двух углов падения света.

Можно думать, что для фильтров обоих типов расщепление полосы пропускания будет устранено в некотором интервале углов $0 - \varphi$, если разумно выбрать тот угол, для которого подбирается n_0^x центрального слоя. На рис. 4 приведены рассчитанные на ЭВМ полосы пропускания обычно изготавливаемых фильтров (5) и (6) типа А с $k=6$ и фильтров тех же конструкций, но с подобранным для $\varphi=20^\circ$ значением n_0^x центрального слоя в диапазоне углов $20 - 30^\circ$. Заметим, что полосы пропускания фильтров с подобранным для $\varphi=30^\circ$ n_0^x практически не отличаются от приведенных на рис. 4. Аналогичные результаты получены для фильтров типа В, у которых в (12) $\varphi_0=30^\circ$, а n_0^x найдено для $\varphi=20^\circ$.

Фильтр		DH3 (LH)2L ₀ 3(HL)HD					D3(HL)2H ₀ 3(LH)D				
тип	φ_0	n_0^x	λ	$\Delta\lambda$	$\Delta\lambda_s$	$\Delta\lambda_p$	n_0^x	λ	$\Delta\lambda$	$\Delta\lambda_s$	$\Delta\lambda_p$
А	0	1.536 ($\varphi=20^\circ$)	5500.0	49.6	49.6	49.6	1.806 ($\varphi=20^\circ$)	5500.0	90.0	90.0	90.0
	20		5382.7	48.6	42.4	55.7		5377.2	89.1	79.5	99.4
	30		5245.2	47.2	35.0	64.5		5233.1	86.0	65.1	112.0
	45		4974.5	45.2	22.5	89.7		4949.5	82.0	45.0	149.0
А	0	1.529 ($\varphi=45^\circ$)	5500.0	49.2	49.2	49.2	1.796 ($\varphi=45^\circ$)	5500.0	90.6	90.6	90.6
	20		5382.2	48.2	42.2	51.5		5377.0	89.2	79.5	99.3
	30		5244.2	47.0	34.5	64.2		5232.0	86.0	65.0	112.3
	45		4972.2	45.0	22.7	89.2		4947.7	81.7	45.3	148.9
В ($\varphi_0=45^\circ$)	0	1.517 ($\varphi=20^\circ$)	6101.0	55.5	55.5	55.5	1.777 ($\varphi=20^\circ$)	6032.5	102.0	102.0	102.0
	20		5967.0	54.1	47.5	61.8		5991.0	99.5	98.0	112.0
	30		5810.4	52.2	38.3	71.2		5825.0	96.4	74.0	125.0
	45		5500.0	48.9	24.6	98.0		5500.0	90.3	49.0	166.0
В ($\varphi_0=45^\circ$)	0	1.515 ($\varphi=30^\circ$)	6102.0	55.5	55.5	55.5	1.774 ($\varphi=30^\circ$)	6033.0	102.2	102.2	102.2
	20		5968.2	54.1	47.3	61.8		5992.1	99.4	88.5	111.8
	30		5810.3	52.2	38.3	71.2		5826.4	96.3	74.0	125.4
	45		5500.0	48.9	24.6	98.0		5500.0	90.3	49.1	166.0

В таблице приведены оптические характеристики сконструированных нами фильтров А и В при $k=3$ и $\varphi=0, 20, 30$ и 45° : показатели преломления n_0^x (с указанием φ , для которого n_0^x рассчитано), длины волн λ максимумов полос пропускания и полуширины полос пропускания $\Delta\lambda$, $\Delta\lambda_s$, и $\Delta\lambda_p$ (в ангстремах). Длины волн λ_s и λ_p совпадают с λ с точностью до долей ангстрема. Только для фильтров А с n_0^x , найденным для $\varphi=20^\circ$, $\lambda_s - \lambda_p = \pm 1 \text{ \AA}$ при $\varphi=45^\circ$.

Преимущество предложенных нами фильтров очевидно. Заметим, что оптические характеристики фильтров А и В практически одинаковы, однако технология изготовления фильтров А много проще, чем фильтров В.

В заключение остается выяснить, каково допустимое отклонение Δn_0^x показателя преломления n_0 от рассчитанного значения. Построенные нами зависимости величины расщепления полосы пропускания $\lambda_p - \lambda_s$

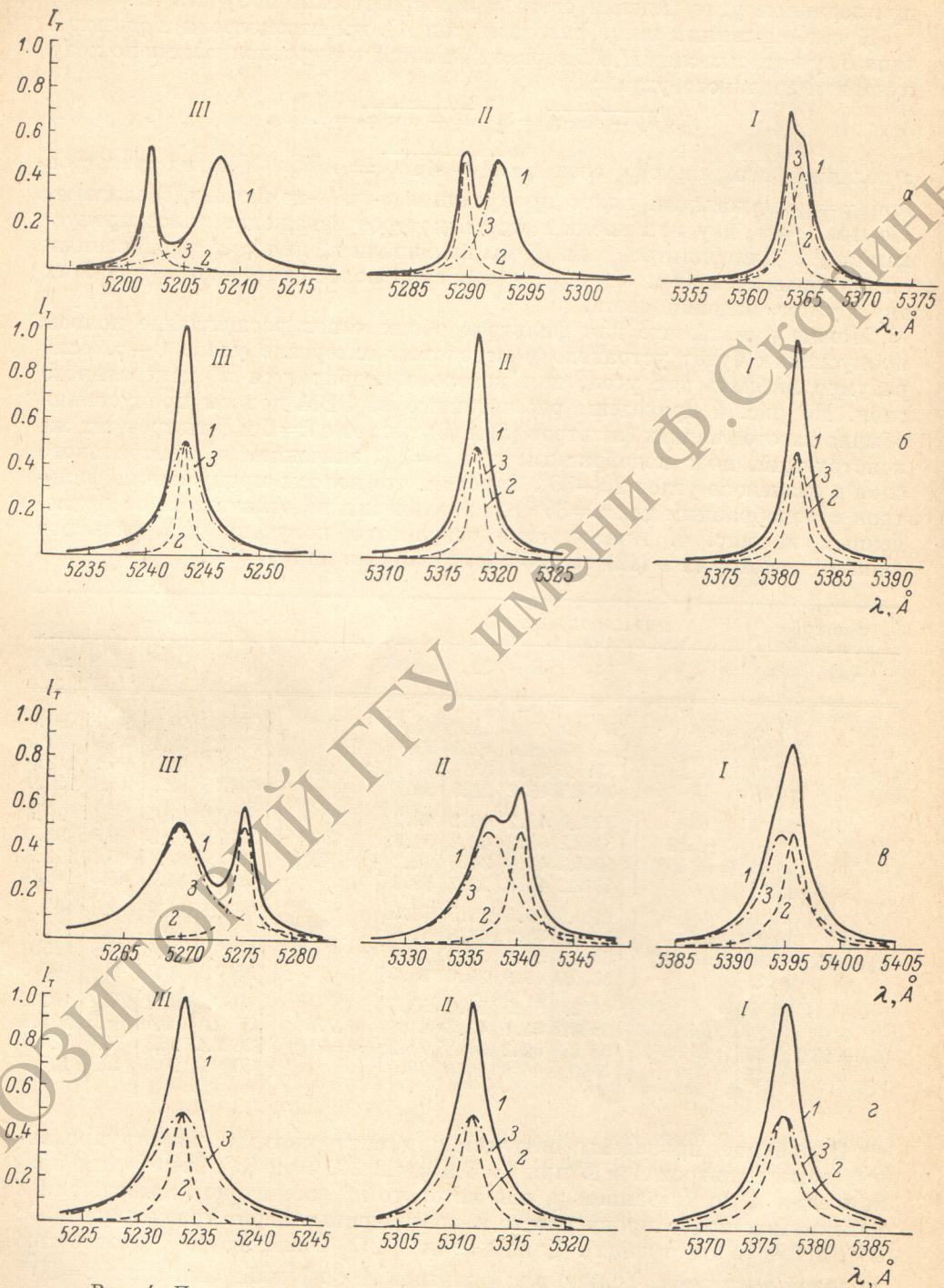


Рис. 4. Полосы пропускания фильтров (5) — α , β и (6) — γ , g с $k=6$.

$\alpha - n_0 = 1.35$, $\beta - n_0^{\varphi} = 1.529$ ($\varphi = 20^\circ$), $\gamma - n_0 = 2.3$, $g - n_0^{\varphi} = 1.811$ ($\varphi = 20^\circ$). I—III соответствуют $\varphi = 20, 25$ и 30° . 1—3 — естественный свет s - и p -компонента.

фильтров типа A и B с $k=3$ от показателя преломления n_0 центрального слоя для нескольких φ показали, что $\Delta n_0^x \simeq 2 \cdot 10^{-2}$ вполне допустимо, если учесть, что полуширина полосы пропускания $\Delta \lambda \simeq 50 \text{ \AA}$. У фильтров с $k=6$ полуширина $\Delta \lambda$ очень мала, поэтому уже небольшие отклонения n_0^x от рассчитанного значения могут привести к тому, что расщепление полосы $\lambda_p - \lambda_s$ станет большим, чем $\Delta \lambda_{s,p}$. В особенности это относится к $\varphi=45^\circ$. Именно поэтому для таких фильтров мы ограничились величиной $\varphi=30^\circ$ (рис. 4).

Напомним, что чем больше коэффициент отражения R зеркал, тем больше влияет на величину пропускания фильтра поглощение света в зеркалах. Так как с увеличением φ R_s растет, а R_p убывает, при больших R_s и R_p интенсивность пропускания s -компоненты может оказаться много меньшей интенсивности p -компоненты. Тогда при $\lambda_p = \lambda_s$ прошедший через фильтр свет будет значительно поляризован. В связи с этим из-за наличия поглощения в реальных диэлектрических покрытиях при изготовлении фильтров не следует брать слишком большие k и φ .

Заметим, что n_0^x удовлетворяет условию $n_L < n_0^x < n_H$ при любых значениях n_L и n_H , т. е. в принципе может быть реализовано на практике (испарением смесей веществ). Как и в [1], предложенный метод распространяется и на фильтры с разными окаймляющими средами.

Литература

- [1] И. Н. Шкляревский, Г. Зартов. Опт. и спектр., 39, 385, 1975.
- [2] Т. Н. Крылова. Интерференционные покрытия. Изд. «Машиностроение», Л., 1973.
- [3] I. I. Vega. Optica Acta, 11, 315, 1964.
- [4] И. Н. Шкляревский, Г. Зартов, Е. А. Лупашко. Опт. и спектр., 38, 172, 1975.
- [5] И. Н. Шкляревский, Е. А. Лупашко, Н. А. Носуленко. Ж. прикл. спектр., 10, 634, 1969.

Поступило в Редакцию 29 ноября 1974 г.