

фтористого лития. В чистых кристаллах полоса 11.0 эВ создается [3] и термически разрушается [4] пропорционально  $F$ -полосе, что дало основание авторам этих работ интерпретировать ее как  $\beta$ -полосу. Однако эффективность образования полосы 11.0 эВ зависит от содержания примесей. На этом основании она интерпретирована как  $V_3$ -полоса [5].

Как видно из рисунка, полоса 11.0 эВ эффективно наводится в LiF-Mg рентгеновским излучением при 100 К, когда  $F$ -центры не создаются. Поэтому можно считать, что полоса 11.0 эВ не является  $\beta$ -полосой.

Термическое разрушение полосы 11.0 эВ вместе с электронными  $Mg^{+}$ - и  $F$ -полосами (см. рисунок) свидетельствует в пользу дырочной природы центров, ответственных за полосы 11.0 эВ.

Для выяснения природы этой полосы нами изучалась рекомбинация электронов с центрами, ответственными за полосу 11.0 эВ. В кристаллах LiF-Mg после рентгеновского облучения при 80 К и последующего прогрева до 400 К, когда  $F$ -центров нет, фотообесцвечиванием в  $Mg^{+}$ - (4.0 эВ) полосе наводится пик ТСЛ с максимумом 115 К. Пик 115 К в LiF, идентифицированный ранее как  $H$ -пик [6] с учетом данных ДЭЯР [7], следует классифицировать как  $H_A$ -пик. Следовательно, при рекомбинации электронов с центрами, ответственными за полосу 11.0 эВ, освобождаются  $H$ -центры, что соответствует рекомбинации электронов с  $X_3^-$ -центрами в других ШГК [8]. В кристаллах LiF-Mg и чистых LiF после рентгеновского облучения при комнатной температуре, когда эффективно создаются  $F$ -центры, фотообесцвечиванием в  $F$ -полосе при 80 К наводятся  $H_A$ - и  $V_k$ -пики ТСЛ.  $V_k$ -центры в данном случае возникают при захвате  $H$ -центров анионными вакансиями, образующимися при  $F$ -подсветке.

Полученные результаты, как мы считаем, убедительно свидетельствуют в пользу того, что полоса 11.0 эВ соответствует поглощению  $X_3^-$ -центров.

#### Литература

- [1] А. И. Непомнящих, Е. А. Раджабов. Тез. III Всесоюз. симп. по люминесцентным приемникам и преобразователям рентгеновского излучения, Ставрополь, 1979.
- [2] Y. Kondo, M. Hirai. J. Phys. Soc. Japan, 30, 1765, 1971.
- [3] P. Warnock. J. Opt. Soc. Am., 55, 921, 1965.
- [4] L. D. Miller, R. H. Bube. J. Appl. Phys., 41, 3687, 1970.
- [5] M. R. Mayhugh, R. W. Christy. Phys. Rev., B, 2, 3330, 1970.
- [6] P. D. Townsend, C. D. Clark, P. W. Levy. Phys. Rev., 155, 908, 1967.
- [7] I. H. Chu, R. L. Miehler. Phys. Rev., 188, 1311, 1969.
- [8] Н. С. Белова, Е. И. Шуралева, П. С. Ивахненко. Тез. IV Всесоюз. совещ. по радиационной физике и химии ионных кристаллов, 103. Саласпилс, 1978.

Поступило в Редакцию 19 апреля 1979 г.

УДК 535.32 : 539.238

#### К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ТОЛЩИНЫ И ДИСПЕРСИИ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ТОНКИХ ПРОЗРАЧНЫХ ПЛЕНОК ПО ПРОПУСКАНИЮ

В. К. Милославский, А. И. Рыбалка и В. М. Шмандий

В ряде работ была предложена методика определения оптических постоянных  $n$  и  $k$  и толщины  $t$  слабопоглощающих полупроводниковых и диэлектрических пленок по пропусканию [1-4]. Однако указанные методики пригодны в том случае, когда в исследуемом спектре пропускания пленок в области прозрачности укладывается несколько интерференционных полос. В то же время представляет интерес определение  $n(\lambda)$  и  $t$  для важного случая четвертьволновых пленок, используемых в технике ин-

терференционных покрытий. Определение  $n(\lambda)$  и  $t$  в таких пленках затруднено в связи с большой ошибкой в нахождении положения минимума пропускания размытой интерференционной полосы и из-за несоответствия положения минимума условию  $2nt = m\lambda$  в связи с дисперсией  $n(\lambda)$ . Указанную трудность можно обойти путем независимого определения  $t$  методом Таланского, однако на практике встречается ряд случаев, когда применение метода Толанского нежелательно из-за необходимости сохранения образца или невозможно из-за физических и химических свойств пленки и подложки.

В настоящей работе предлагается новый спектрофотометрический метод определения  $n(\lambda)$  и  $t$  для четвертьволновых пленок, основанный на измерении пропускания в сравнительно узком спектральном диапазоне, охватывающем одну интерференционную полосу и использующий аналитические свойства интерференционной формулы для пропускания.

Идея метода заключается в следующем. Пропускание пленки относительно границы раздела воздух—прозрачная подложка равно

$$\tau = \frac{1}{1 + F(n) \sin^2 \gamma n}, \quad (1)$$

где  $\gamma = \frac{2\pi t}{\lambda}$ ,  $F(n) = \frac{(n^2 - n_1^2)(n^2 - n_0^2)}{(n_0 + n_1)^2 n^2}$ ,  $n_1$ ,  $n_0$  — показатели преломления подложки и окружающей образец среды (воздух). Показатель преломления  $n$  при заданных значениях  $\gamma$  и  $t$  может быть найден графическим методом путем решения уравнения

$$\frac{1}{F(n)} = \frac{\tau}{1 - \tau} \sin^2 \gamma n, \quad (2)$$

где  $f_1(n) = 1/F(n)$  при  $n > n_1$ ,  $n_0$  монотонная положительная функция, убывающая с ростом  $n$ ,  $f_2(n) = [\tau/(1 - \tau)] \sin^2 \gamma n$  — периодическая функция  $n$ . В интересующем нас диапазоне  $\gamma n$  ( $0 \leq \gamma n \leq \pi$ ) уравнение (2) имеет два решения, одно из которых соответствует реальному значению  $n$ . Выбор решения основан на следующих соображениях. Рассматривая пропускание  $\tau$  как функцию  $n$ , можно заметить, что  $\tau(n)$  имеет два экстремума, определяемых условиями

$$\sin \gamma n = 0, \quad (3a)$$

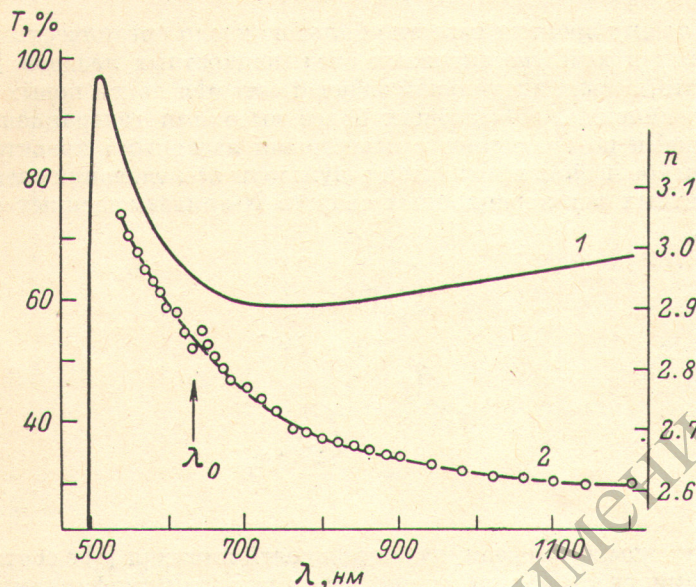
$$\operatorname{tg} \gamma n = - \frac{2F(n)}{F'(n)} \gamma. \quad (3б)$$

Первое условие тривиально и выполняется для максимума интерференции. Легко видеть, что условие (3б) равносильно условию касания кривых  $f_1(n)$  и  $f_2(n)$ , т. е. в спектральном диапазоне имеется точка  $\lambda_0$ , для которой кривые  $f_1(n)$  и  $f_2(n)$  имеют общую касательную и дают одно решение. Положение точки  $\lambda_0$  задается, как видно из (3б), при  $n > n_1$ ,  $n_0$  условием  $\pi/2 < \gamma n < \pi$ , т. е.  $\lambda_0$  лежит с коротковолновой стороны от минимума  $\tau(\lambda)$ . Этой особенностью зависимости  $\tau(n)$  можно воспользоваться для точного нахождения  $t$  и последующего определения  $n(\lambda)$ . Процедура отыскания истинного значения  $t$  такова. В нулевом приближении можно пренебречь дисперсией  $n(\lambda)$  и найти  $n$  и  $t$  методом [2] по минимуму  $\tau(\lambda)$ . Из-за дисперсии  $n$  найденное значение  $t$  занижено, в связи с чем в диапазоне  $\lambda$ , где  $\pi/2 < \gamma n < \pi$ , уравнение (2) имеет два решения  $n_1$  и  $n_2$ , разность которых имеет минимум при  $\lambda'_0$ . Варьируя  $t$  в точке  $\lambda'_0$ , можно достигнуть касания кривых  $f_1(n)$  и  $f_2(n)$ . Критерием правильного выбора  $t$  является существование решений по обе стороны от  $\lambda'_0$ . Если при  $\lambda \geq \lambda'_0$  решение отсутствует, т. е. кривая  $f_2(n)$  лежит ниже  $f_1(n)$ , то выбирается новая точка  $\lambda''_0 \geq \lambda'_0$  и процедура отыскания  $t$  повторяется вплоть до нахождения истинных значений  $\lambda_0$  и  $t$ . При определенном навыке процедура отыскания  $t$  не превышает по времени одного часа. Выбор решений по обе стороны от  $\lambda_0$  должен быть обусловлен существованием нормальной дисперсии в области прозрачности.

Указанный метод иллюстрируется определением  $t$  и  $n(\lambda)$  в пленке  $PbJ_2$  на прозрачной кристаллической подложке KCl (см. рисунок). Для нахождения  $\tau(\lambda)$  использовалась формула

$$\tau(\lambda) = \frac{T_{\text{взм.}}}{1 + R_1 - T_{\text{взм.}} R_1},$$

учитывающая многократное отражение в подложке; здесь  $R_1$  — коэффициент отражения на границе подложка—воздух. Величина  $T_{\text{взм.}}$  находи-



Спектральная зависимость пропускания (1) и дисперсия показателя преломления (2) в области прозрачности пленки  $PbJ_2$ , осажденной на кристаллическую подложку KCl. Толщина пленки  $760 \text{ \AA}$ ; стрелкой показана точка  $\lambda_0$ , в которой выполняется условие (36).

лась спектрофотометрически при 90 К путем сравнения сигналов, прошедших через образец и чистую подложку. Из-за сильной дисперсии  $n(\lambda)$  минимум  $\tau(\lambda)$  дает заниженное значение  $t$  ( $695 \text{ \AA}$ ), более точное значение  $t = 760 \pm 8 \text{ \AA}$  найдено с помощью предложенной методики. Ошибка в определении  $t$  зависит главным образом от ошибки в определении  $T_{\text{взм.}}$ , поскольку остальные величины ( $n_1$ ,  $n_0$  и  $\lambda$ ) находятся с высокой степенью точности. При оценке ошибки в толщине предполагалась ошибка в  $T_{\text{взм.}} \pm \pm 0.01$ . С помощью найденного значения  $t$  путем графического решения уравнения (2) определена дисперсия  $n(\lambda)$  в диапазоне 540—1200 нм (см. рисунок, кривая 2). Ошибка в определении  $n$  зависит от ошибки в  $T_{\text{взм.}}$ , а также от значения  $T_{\text{взм.}}$  на интерференционной кривой. Ошибка, наименьшая в минимуме  $T_{\text{взм.}}$ , возрастает в районе точки  $\lambda_0$  (см. рисунок) и максимума  $T_{\text{взм.}}$ . Следует сказать, что развитая методика может быть обобщена на случай слабо поглощающих слоев, однако при этом требуется дополнительное определение  $k(\lambda)$  по пропусканию под углом Брюстера в  $p$ -поляризованном свете.

#### Литература

- [1] А. С. Валеев. *Опт. и спектр.*, 15, 500, 1963.
- [2] С. П. Ляшенко, В. К. Милославский. *Опт. и спектр.*, 16, 151, 1964.
- [3] В. К. Милославский, А. И. Рыбалка. *Опт. и спектр.*, 34, 356, 1975.
- [4] Е. В. Кнаваја. *J. Phys. D., Appl. Phys.*, 2, 1939, 1976.

Поступило в Редакцию 21 мая 1979 г.