

06;07

Оптическая бистабильность и модуляция света в тонкопленочных резонаторах на основе эффекта полного внутреннего отражения

© А.Д. Солер, Ю.П. Удоев

Санкт-Петербургский государственный технический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 26 июля 1996 г. В окончательной редакции 24 июля 1997 г.)

Проведен приближенный теоретический анализ бистабильного поведения простого резонатора на основе эффекта полного внутреннего отражения (ПВО). Предполагалось, что внутрирезонаторная среда является одновременно и поглощающей, и нелинейной. Найдено, что характеристики амплитудной бистабильности могут быть сравнимы с аналогичными характеристиками для более сложных ПВО структур, работающих в режиме туннельного возбуждения волноводной моды. Показана возможность сильной фазовой бистабильности в непоглощающих ПВО резонаторах и обсуждена возможность применения ПВО резонаторов для модуляции света.

ПВО резонаторы являются особым типом резонаторов Фабри–Перо, основанным на интерференции света в тонкопленочных структурах с полным внутренним отражением. В простейшем случае такие структуры представляют собой пленку с показателем преломления n_2 , окруженную средами с показателями преломления n_1 , n_3 , удовлетворяющими неравенствам $n_1 > n_2 > n_3$ [1]. В более сложных структурах имеются дополнительные слои, которые используются как оптические изоляторы основного слоя или поглотителя световой мощности. Свойства структур такого типа, реализуемых с применением призм, изучались ранее применительно к спектроскопии нарушенного ПВО, диагностике тонких пленок и оптических волноводов, созданию оптических бистабильных элементов [2–8]. При анализе бистабильности рассматривались структуры, содержащие волноводный слой, оптически изолированный от призмы ввода. В настоящей работе исследовано бистабильное поведение конструктивно более простого резонатора, в котором изолирующие слои не используются. В таком резонаторе также возможен сильный эффект концентрации световой мощности, однако возбуждаемые моды не являются обычными волноводными модами [1]. В отличие от предшествующих работ нами рассмотрен общий случай, когда внутрирезонаторный слой является одновременно и нелинейным, и поглощающим.

Схема резонатора показана на рис. 1, где все среды однородны, немагнитны и изотропны, причем среда 2 характеризуется комплексным показателем преломления $\tilde{n}_2 = n_2 + jk_2$, а среды 1, 3 являются прозрачными. Все выражения получены для случая ТЕ-поляризации падающей плоской монохроматической волны и углов падения из диапазона $i_{13} < i < i_{12}$, где i_{13} , i_{12} — критические углы ПВО для границ 1–3, 1–2. Временная зависимость полей описывалась множителем $\exp(-j\omega t)$. Все численные расчеты выполнены для рабочей длины волны в вакууме $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$.

1. В случае линейных сред известная процедура решения системы уравнений, вытекающих из стандартных

граничных условий, приводит к следующим выражениям для энергетического коэффициента отражения R и пространственного распределения поля E_2 в среде 2

$$R = \frac{p^2}{q^2}, \quad (1)$$

$$|E_2(z)| = E_i \frac{\tau_{12}}{q} \exp(-kbh) [\exp(2kbz) + \rho_{23}^2 \exp(-2kbz) + 2\rho_{23} \cos(2kaz - 2\varphi_{23})]^{1/2}. \quad (2)$$

В этих выражениях

$$p^2 = \rho_{12}^2 + \rho_{23}^2 \exp(-4kbh) + 2\rho_{12}\rho_{23} \exp(-2kbh) \cos 2\psi_p, \quad (3)$$

$$q^2 = 1 + \rho_{12}^2 \rho_{23}^2 \exp(-4kbh) + 2\rho_{12}\rho_{23} \exp(-2kbh) \cos 2\psi_q, \quad (4)$$

$$\psi_p = kah - \varphi_{23} + \varphi_{12}, \quad (5a)$$

$$\psi_q = kah - \varphi_{23} - \varphi_{12}, \quad (5b)$$

$$2a^2 = [s^2 + (2n_2k_2)^2]^{1/2} + s, \quad (6a)$$

$$2b^2 = [s^2 + (2n_2k_2)^2]^{1/2} - s, \quad (6b)$$

$$s = n_2^2 - k_2^2 - (n_1 \sin i)^2, \quad (7)$$

где $k = 2\pi/\lambda$; h — толщина пленки; τ_{mn} , ρ_{mn} и $2\varphi_{mn}$ — соответственно модуль амплитудного коэффициента пропускания, модуль и фаза амплитудного коэффициента отражения при падении волны из среды m на границу со средой n ; E_i — амплитуда падающей волны.

Из (1), (3) следует, что при углах падения, для которых выполняется равенство

$$2\psi_p = (2m + 1)\pi, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (8)$$

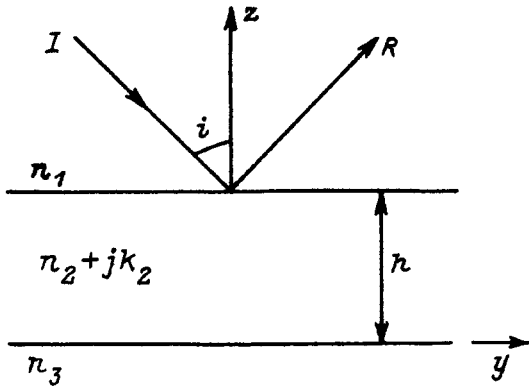


Рис. 1. Схема резонатора

коэффициент отражения пропорционален $[\rho_{12} - \rho_{23} \times \exp(-2kbh)]^2$ и при определенных параметрах структуры может быть малым. В то же время из (2), (4) следует, что равенство

$$2\psi_q = (2m + 1)\pi \tag{9}$$

является условием возбуждения моды поглощающего ПВО резонатора, аналогичным рассмотренному в [1] для случая $k_2 = 0$. Поскольку при малых k_2 фазовый сдвиг φ_{12} незначительно отличается от нуля, то величины углов падения, обеспечивающие выполнение равенств (8), (9), практически совпадают. Согласно общей теории диссипации электромагнитных волн, удельные потери мощности в слое 2 равны

$$w(z) = \frac{\omega}{2} \text{Im}\varepsilon |E_2(z)|^2, \tag{10}$$

где $\text{Im}\varepsilon$ — мнимая часть комплексной диэлектрической проницаемости.

Вводя усредненный по толщине пленки коэффициент усиления интенсивности

$$G = \frac{1}{hE_i^2} \int_0^h |E_2(z)|^2 dz \tag{11}$$

и вычисляя поглощенную в слое 2 мощность с учетом (2), (10), (11), можно найти, что коэффициент потерь мощности в ПВО резонаторе пропорционален $k_2 G$.

2. Численные расчеты показали, что при малых k_2 коэффициент усиления G слабо зависит от k_2 и вследствие этого коэффициент отражения R_{\min} в каждом минимуме угловой зависимости $R(i)$ уменьшается с ростом k_2 вплоть до некоторой критической величины k_2^* , причем глубина минимума может быть близка к 1 (рис. 2). Однако при $k_2 > k_2^*$ величина R_{\min} начинает возрастать с ростом k_2 . Это связано с перестройкой пространственного распределения поля в пленке и уменьшением его абсолютных значений вследствие затухания, что приводит к уменьшению G и, следовательно, коэффициента потерь мощности. В области больших k_2 резонаторные свойства ПВО структуры полностью подавляются и ввиду (1), (3),

(4) коэффициент отражения асимптотически стремится к $R = \rho_{12}^2$ с ростом k_2 .

Как и в случае непоглощающих ПВО резонаторов, коэффициент усиления G зависит от номера моды, поэтому величина k_2^* для разных мод различна (рис. 2) и в рамках поставленной задачи может быть сколь угодно малой, поскольку не учитываются апертурные эффекты. Однако угловая ширина минимумов R уменьшается с уменьшением k_2^* , поэтому измеряемая величина R_{\min} будет зависеть от угловой расходимости падающего пучка. Расчеты, проведенные для типичного диапазона значений показателей преломления сред (1.5–2.5) и толщин пленок 5–20 μm , показали, что при угловой расходимости $\sim 0.01^\circ$ практически полное поглощение падающей мощности может быть получено при $k_2 > 5 \cdot 10^{-5}$.

Высокая чувствительность ПВО резонатора к оптическому поглощению может быть использована для создания пространственно-временных модуляторов излучения. Такие устройства могут быть применены для одномерной (“строчной”) пространственной модуляции вдоль оси x (рис. 1). Режим пространственной модуляции вдоль оси y требует специального рассмотрения ввиду нелокального характера отражения при наклонном падении и связанных с ним возможных искажений поперечного распределения интенсивности в отраженном световом пучке [9].

Как для аналоговых, так и для цифровых оптических процессоров представляют интерес прежде всего модуляторы типа свет–свет, которые могут быть реализованы при выполнении пленки или подложки из фотохромных материалов. Со многих точек зрения (высокое про-

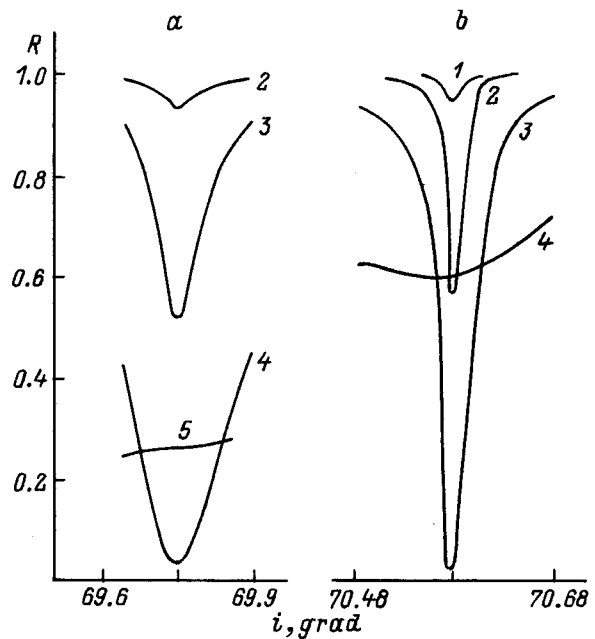


Рис. 2. Угловая зависимость коэффициента отражения для мод резонатора. m : $a - 2, b - 0$; $n_1 = 1.60, n_2 = 1.51, n_3 = 1.50$; $h = 5 \mu\text{m}$; k_2 : $1 - 10^{-6}, 2 - 10^{-5}, 3 - 10^{-4}, 4 - 10^{-3}, 5 - 10^{-2}$.

пространственное разрешение, возможность создания приповерхностных слоев с повышенным показателем преломления, практически неограниченное число рабочих циклов и др. [10–12]) привлекательными рабочими средами являются фотохромные галоидосеребряные стекла. По-видимому, единственным фактором, сдерживающим до настоящего времени практическое применение этих стекол в оптоэлектронике, является низкая светочувствительность: 3–15 мДж/см² по отношению к окрашиванию активным излучением и 30–50 мДж/см² по отношению к обесцвечивающему излучению [10]. Приведенные числа характеризуют экспозиции, необходимые для изменения оптической плотности на 1 дБ, что соответствует изменению показателя поглощения $\Delta k \sim 10^{-4}$ в исследованных массивных образцах. Как видно из приведенных выше расчетных данных, сравнивая глубину модуляции в случае ПВО резонатора может быть достигнута при меньших изменениях показателя поглощения и, следовательно, меньших экспозициях. При этом характерные времена окрашивания и обесцвечивания, определяющие время формирования информационной строки и общее время цикла запись–стирание, зависят от плотности мощности рабочих световых пучков и требуемой глубины модуляции, но не могут быть меньше времени формирования центра окраски ($\lesssim 5 \cdot 10^{-8}$ с согласно [13]). Применение ПВО резонатора особенно эффективно в том случае, если фотохромный материал трудно приготовить в виде массивных образцов (например, в случае биохромов [14]).

На основе ПВО резонаторов и известных [15] механизмов электрохромизма в принципе можно сделать также и пространственные модуляторы типа электрический сигнал–свет. Необходимые в этом случае электроды целесообразно ориентировать вдоль оси y и использовать их для создания поперечного (вдоль оси x) поля. Времячастотные характеристики таких устройств определяются наиболее инерционным элементом (электрическим трактом или средой). Один их вариантов реализации может быть основан на эффекте “гость–хозяин” в нематических жидких кристаллах [15]. Частоты модуляции определяются в этом случае средой, для которой характерны миллисекундные реакции. При использовании ПВО резонатора для модуляции интенсивности необходимо учитывать, что эффективная модуляция возможна лишь при показателе остаточного поглощения $k_2 < k_2^*$. Если остаточное поглощение пленки превышает величину k_2^* для нулевой моды резонатора, то может оказаться полезным возбуждение мод более высокого порядка.

3. В ПВО резонаторах с оптически нелинейной керровской средой 2 локальный показатель преломления является функцией локальной интенсивности световой волны

$$n_2(z) = n_{20} + \alpha |E_2(z)|^2, \quad (12)$$

где α — коэффициент нелинейности; n_{20} — показатель преломления при $E_2 = 0$; функция $E_2(z)$ является, строго говоря, решением нелинейного волнового уравнения.

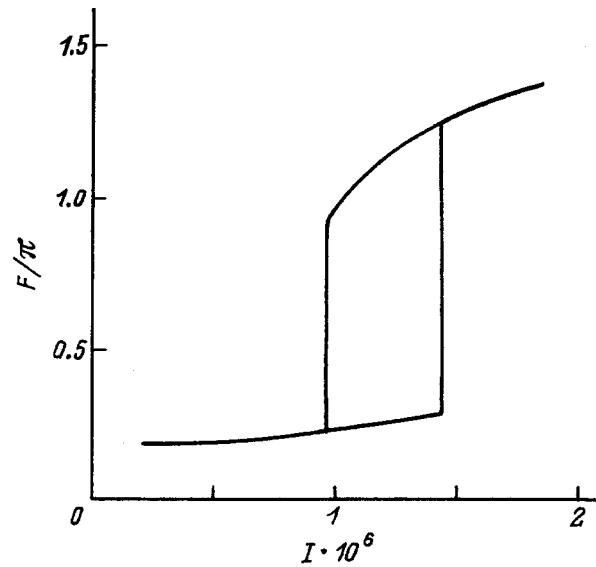


Рис. 3. Зависимость фазового сдвига (при отражении) от интенсивности падающей волны. $k_2 = 0$; $n_1 = 1.60$, $n_2 = 1.51$, $n_3 = 1.40$; $h = 5 \mu\text{m}$; $i = 70.599^\circ$; интенсивность I выражена в безразмерных единицах αE_i^2 .

Однако в потенциальной области практического применения ПВО резонаторов (оптическая обработка информации) заведомо можно полагать, что нелинейная добавка к показателю преломления на несколько порядков меньше величины h_{20} , поскольку коэффициенты нелинейности малы, а интенсивности падающей волны не могут быть значительными. Имея в виду это обстоятельство, в настоящей работе мы применили приближенный метод учета нелинейности, основанный на использовании усредненного по толщине пленки показателя преломления

$$\bar{n}_2 = n_{20} + \alpha G E_i^2 \quad (13)$$

и расчете коэффициента усиления G как функции \bar{n}_2 с применением выражения (2) для приближенного описания пространственного распределения поля. В рассматриваемом приближении, аналогичном использованному в работе [6], численно решается система уравнений (11), (13) относительно \bar{n}_2 и искомый коэффициент отражения вычисляется по (1) для найденного корня \bar{n}_2 . Если поглощения в пленке нет, то нелинейные процессы не влияют на величину модуля коэффициента отражения, который остается равным 1. Однако изменение \bar{n}_2 влияет на фазовый сдвиг $F \equiv 2\varphi$ при отражении, который при $k_2 = 0$ определяется выражением

$$\text{tg } \varphi = \frac{a_2}{a_1} \text{tg}(kha_2 - \varphi_{23}), \quad (14)$$

где $a_m = (n_m^2 - n_1^2 \sin^2 i)^{1/2}$ [8].

Ввиду этого фаза отраженной волны начинает зависеть от интенсивности падающей волны и обнаруживает бистабильное поведение (рис. 3). С увеличением толщины

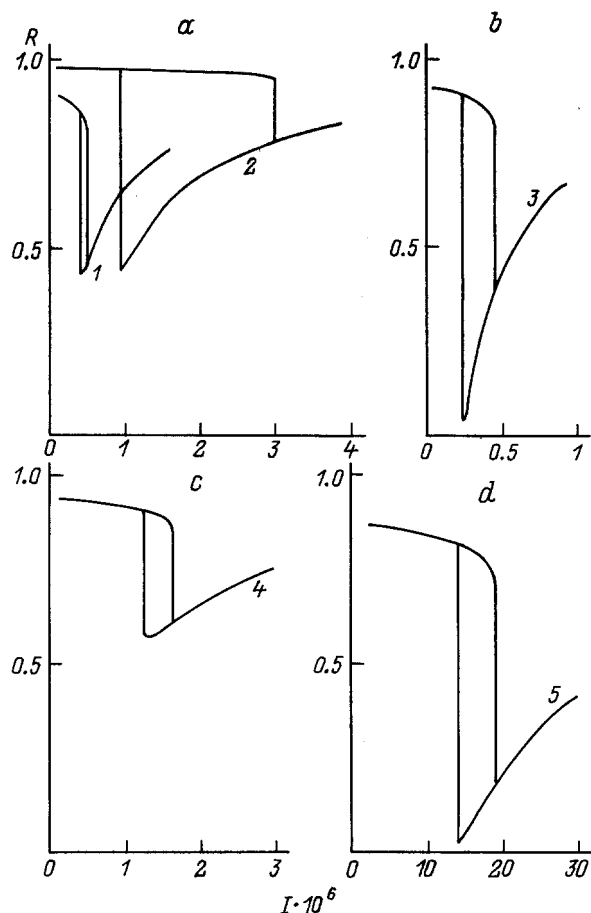


Рис. 4. Зависимость коэффициента отражения от интенсивности падающей волны. k_2 : $a, b, c - 10^{-5}$; $d - 10^{-4}$; $n_2 = 1.51$, $n_3 = 1.50$, n_1 : $a, b - 1.70$; $c, d - 1.60$; h , μm : $1, 2, 4, 5 - 5$; $3 - 10$; Δi , grad: $1 - 0.01$; $2, 4 - 0.02$; $3 - 0.4$; $5 - 0.05$.

пленки чувствительность фазового сдвига к изменению показателя преломления возрастает и вследствие одновременного увеличения коэффициента усиления [1] увеличивается величина Δn , что позволяет получить большую величину скачка фазового сдвига в петле гистерезиса.

В случае $k_2 \neq 0$ бистабильный характер зависимости $F(I)$ сохраняется, однако наибольшее значение приобретает бистабильность модуля коэффициента отражения. Примеры расчетных зависимостей $R(I)$, иллюстрирующих влияние угловой расстройки Δi и параметров резонатора, даны на рис. 4. Кривые 1, 2 показывают, что, варьируя величину угловой расстройки, можно в достаточно широких пределах изменять форму петли гистерезиса и положение порогов бистабильности. Увеличение толщины пленки позволяет сдвинуть пороги бистабильности в сторону меньших интенсивностей и увеличить величину скачка ΔR (кривые 1, 3). Величина скачка ΔR увеличивается также с увеличением k_2 в области $k_2 < k_2^*$ (кривые 4, 5), однако при этом возрастают интенсивности переключения I_s . Влияние

параметров резонатора на бистабильность зависимости $R(I)$ отражает рассмотренное в разделе 2 и в работе [1] влияние этих параметров на резонансные кривые $R(i)$, $G(i)$ линейного ПВО резонатора: увеличение глубины минимума R и уширение этого минимума с ростом k_2 , увеличение коэффициента усиления G с увеличением толщины пленки и др.

4. Проведенные расчеты показывают, что характерные значения безразмерных интенсивностей переключения в простом ПВО резонаторе находятся в диапазоне $10^{-7} - 10^{-5}$ при показателях поглощения $10^{-5} - 10^{-4}$. Даже наибольшие из этих значений сравнимы или на порядок меньше найденных в работе [6] для случая дифракционного возбуждения волновых мод. Наименьшие значения I_s сравнимы с полученными в работах [5, 6] для ПВО резонаторов, в которых осуществлялось туннельное возбуждение волноводных мод, однако эти значения достигаются при более жестких требованиях к угловой расходимости падающей волны и более скользких углах распространения парциальных волн в пленке. Последнее может быть дополнительным ограничивающим фактором с точки зрения компактности устройства. При умеренных ($\lesssim 80^\circ$) углах падения парциальных волн волноводная геометрия со слабой туннельной связью позволяет получить более низкие интенсивности переключения по сравнению с рассмотренной нами структурой, которую можно трактовать как случай предельно сильной связи с волноводным слоем. Однако в виду ограничений, также связанных с угловой расходимостью падающей волны, волноводная геометрия со слабой туннельной связью практически полезна лишь при малых толщинах волноводного слоя (менее $1 \mu\text{m}$ в работах [5, 6]). Рассмотренный нами режим сильной связи позволяет использовать более толстые пленки, что обеспечивает возможность создания эффективных фазовых бистабильных элементов. Полученные данные дают представление о величине приемлемого фонового поглощения в пленке при создании таких устройств.

5. Следует отметить, что приведенные расчетные данные, как и результаты [3–6], не учитывают различные поперечные эффекты: 1) теплопроводность при тепловом механизме нелинейности; 2) дифракцию в случае падения ограниченных световых пучков; 3) сложную, нелокальную связь поля внутри резонатора с полем наклонно падающей волны. Эти эффекты, детально изученные в работах Н.Н. Розанова и др. (краткий обзор этих работ представлен в [16]), приводят к возбуждению волн переключения, пространственному гистерезису профиля отраженных световых пучков и ряду других явлений. Согласно этим работам, условия бистабильности, найденные в приближении плоской волны, определяют прежде всего область существования волн переключения — переходных распределений интенсивности света внутри резонатора от уровня интенсивности одной из ветвей петли гистерезиса к уровню интенсивности другой ветви. Эти волны существуют в области неоднозначности самосогласованных решений и распространяются в попереч-

ном направлении со скоростью, зависящей от условий возбуждения.

Пренебрежение первыми двумя эффектами оправдано в случае безынерционного механизма нелинейности и выполнения неравенства $w^2 \gg \lambda h$, где w — эффективная ширина падающего светового пучка, h — толщина пленки. Эффект нелокальности, связанный с наклонным падением возбуждающей волны, является неизбежным в случае ПВО резонатора. Влияние этого эффекта в линейном режиме работы резонатора может быть частично уменьшено при использовании световых пучков с шириной $w \gg Ns$, где s — величина поперечного сноса пучка при одном отражении от задней границы резонатора; N — эффективное число отражений, обеспечивающее установление стационарного распределения внутреннего поля.

Ввиду больших углов падения парциальных волн внутри резонатора последнее неравенство является более жестким по сравнению с первым. Однако, согласно [17], даже при использовании пучков с большой апертурой практическое наблюдение бистабильности невозможно при больших углах падения возбуждающей волны ввиду отсутствия волн переключения с нулевой скоростью. Тем не менее бистабильность может быть восстановлена при двустороннем освещении резонатора, в частности при использовании вспомогательного зеркала, направляющего отраженный от резонатора пучок обратно на резонатор [18]. Режим двустороннего освещения достаточно естественно, с конструктивной точки зрения, может быть реализован в различных вариантах именно при использовании ПВО резонатора, поскольку ввод и вывод излучения осуществляются с применением призмы.

Список литературы

- [1] Кинтеро С.Ф., Гутенко А.Д., Удоев Ю.П. // Опт. и спектр. 1992. Т. 73. Вып. 4. С. 795–799.
- [2] Berz F. // Brit. J. Appl. Phys. 1965. Vol. 16. N 11. P. 1733–1738.
- [3] Bosacchi B., Oehrle R.C. // Appl. Opt. 1982. Vol. 21. N 12. P. 2167–2173.
- [4] Bosacchi B., Narducci L.M. // Opt. Lett. 1983. Vol. 8. N 6. P. 324–326.
- [5] Montemayor V.J., Deck R.T. // J. Opt. Soc. Am. 1985. Vol. 2B. N 6. P.1010–1013.
- [6] Vincent P., Paraire N., Neviere M. et al. // J. Opt. Soc. Am. 1985. Vol. 2B. N 7. P. 1106–1116.
- [7] Удоев Ю.П. // Автометрия. 1985. № 6. С. 70–75.
- [8] Удоев Ю.П. // Опт. и спектр. 1988. Т. 65. Вып. 6. С. 1327–1330.
- [9] Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: АН СССР, 1957. 502 с.
- [10] Megla G.K. // Appl. Opt. 1966. Vol. 5. N 6. P. 945–960.
- [11] Цехомский В.А. // Физ. хим. стекла. 1978. Т. 4. № 1. С. 3–21.
- [12] Петровский Г.Т., Агафонова К.А., Мишин А.В., Никонов Н.В. // Квантовая электрон. 1981. Т. 8. № 10. С. 2266–2268.

- [13] Ogurtsova L.A., Pyshkin O.S., Tsekhomsky V.A. // J. Non-Cryst. Solids. 1988. Vol. 103. P. 257–264.
- [14] Всеволодов Н.Н. Биопигменты-фоторегистраторы. М.: Наука, 1988. 224 с.
- [15] Васильев А.А., Касасент Д., Компанец И.Н., Парфенов А.В. Пространственные модуляторы света. М.: Радио и связь, 1987. 320 с.
- [16] Розанов Н.Н. // Новые физические принципы обработки информации / Под ред. С.А. Ахманова, М.А. Воронцова. М.: Наука, 1990. С. 230–262.
- [17] Розанов Н.Н., Семенов В.Е., Ходова Г.В. // Квантовая электрон. 1982. Т. 9. № 2. С. 354–360.
- [18] Розанов Н.Н. // Квантовая электрон. 1990. Т. 17. № 10. С. 1340–1345.