

Таким образом, различной степени сложности аналитические приближения, приведенные в работе, позволяют описать численные решения задачи четырехволнового ОВФ с учетом нелинейного поглощения взаимодействующих полей в широком диапазоне оптической плотности резонансных сред ($k_0 L \leq 8$), как правило, достаточном для анализа реальных экспериментальных ситуаций.

Список литературы

1. Abrams R. S., Lind R. C. // Opt. Lett. 1978. V. 2. № 4. P. 94.
2. Апанасевич П. А., Афанасьев А. А., Жвавий С. П. // Квантовая электроника. 1980. Т. 7. № 7. С. 1572.
3. Кабанов В. В., Рубанов А. С. Там же. 1982. Т. 9. № 6. С. 1277.
4. Gown W. P. // Journ. Opt. Soc. Amer. 1983. V. 73. № 5. P. 629.
5. Кабанов В. В., Рубанов А. С., Толстик А. Л., Чалей А. В. Лазеры и оптическая нелинейность / Под ред. П. А. Апанасевича, А. С. Рубанова. Минск, 1984. С. 54.
6. Кабанов В. В., Рубанов А. С., Толстик А. Л., Чалей А. В. Динамические голограммы и четырехволновое фазовое сопряжение в красителях. Минск, 1986. 35 с. (АН БССР. Ин-т физики. Препринт № 411).

Поступила в редакцию 30.11.89.

УДК 621.372.8 : 535

А. М. БЕЛЬСКИЙ, Ю. И. КРАСНЕВСКАЯ

О ПРОИСХОЖДЕНИИ ТЕМНЫХ ЛИНИЙ В ПОЛЕ ПУЧКА, ОТРАЖЕННОГО ОТ ВОЛНОВОДА С УТЕЧКОЙ

При вводе излучения в оптический планарный волновод с помощью призмы полного отражения в поперечном сечении отраженного от основания призмы пучка наблюдаются провалы (так называемые темные m -линии) [1]. Существует хорошо разработанная теория, объясняющая появление этих линий (см., например, [2, 3]); в настоящее время они широко используются для определения оптических характеристик планарных волноводов. Вместе с тем известно [4], что такие же темные линии наблюдаются и при отражении светового пучка от поверхности квазиволновода, для которого условие полного отражения не выполняется на одной из его поверхностей. Природа этих линий недостаточно ясна, хотя формирование их происходит в более простой ситуации, так как в этом случае отсутствует зазор между основанием призмы и поверхностью волновода.

Данная работа посвящена выяснению причин появления темных линий, наблюдаемых в поперечном сечении пучка, отраженного от поверхности квазиволновода (волновода с утечкой).

Простейшей моделью квазиволновода является плоскопараллельный слой толщиной d , показатель преломления которого меньше показателя преломления одной из сред, граничащих со слоем (рис. 1). Для определенности будем считать, что $n_1 > n_2 > n_3$. Пусть на верхнюю поверхность такой структуры падает двухмерный ($\partial/\partial y = 0$) световой пучок. Ось пучка образует угол Θ_0 с нормалью к поверхности волновода; будем считать, что выполняется условие

$$\sin \Theta_0 > n_3/n_1, \quad (1)$$

так что для луча, совпадающего по направлению с осью падающего пучка, наблюдается полное отражение на нижней границе.

Поле падающего пучка удобно записать в системе координат $x_i y z_i$ (см. рис. 1); в представлении углового спектра плоских волн для электрической компоненты поля пучка имеем (для определенности предполагаем, что пучок имеет s -поляризацию):

$$E_i(x_i, z_i) = \frac{1}{2\pi} \int A(\xi) \exp\{-ik[x_i \xi + z_i(n_1^2 - \xi^2)^{1/2}]\} d\xi, \quad (2)$$

где $A(\xi)$ — Фурье-образ поля падающего пучка в плоскости $z_i = 0$. В системе координат $x_r y z_r$ поле отраженного пучка запишется:

$$E_r = \frac{1}{2\pi} \int R(\xi) A(\xi) \exp\{ik[x_r \xi - z_r(n_1^2 - \xi^2)^{1/2}]\} d\xi; \quad (3)$$

здесь $R(\xi)$ — амплитудный коэффициент отражения плоской волны от рассматриваемой структуры. При выполнении условия (1) его можно представить в виде

$$R(\xi) = \frac{R_{12} + \exp(-2i\gamma)}{1 + R_{12} \exp(-2i\gamma)}, \quad (4)$$

$$\gamma = kd(n_2^2 - \rho^2)^{1/2} - \arctg\left(\frac{\rho^2 - n_3^2}{n_2^2 - \rho^2}\right)^{1/2}, \quad \rho = \xi \cos \theta_0 + \sin \theta_0 (n_1^2 - \xi^2)^{1/2}; \quad (5)$$

$R_{12}(\xi)$ — амплитудный коэффициент отражения Френеля на границе между средами 1 и 2.

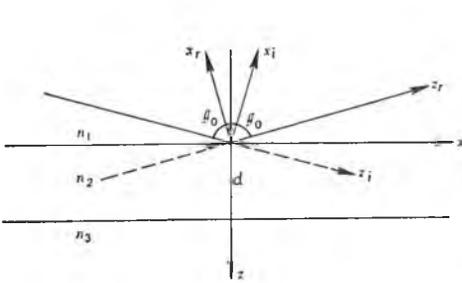


Рис. 1. Системы координат падающего и отраженного пучков для квазиволновода

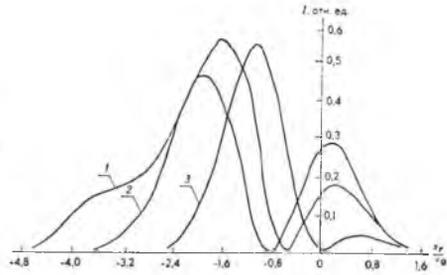


Рис. 2. Распределение интенсивности в поперечном сечении отраженного пучка
1 — $d/a_0 = 0,25$; 2 — $d/a_0 = 0,16$; 3 — $d/a_0 = 0,08$

Выражение (3) является достаточно общим и описывает поле двухмерного пучка, отраженного от произвольной плоскостростой структуры. В частности, оно определяет также и поле пучка, отраженного от основания призмы в случае призмного ввода излучения в волновод [3]. Таким образом, согласно (3), структура поля отраженного пучка полностью определяется видом функции $R(\xi)$. Для призмного ввода функция $R(\xi)$ имеет полюс для некоторого комплексного значения переменной ξ , и наличием полюса подынтегрального выражения (3) объясняется появление темных линий в отраженном пучке. В то же время очевидно, что функция (4) не имеет полюса ни в какой конечной области комплексной плоскости ξ , поэтому причина появления минимумов в распределении $|E_r(x_r)|^2$ в данном случае должна быть иной.

При исследовании поля отраженного пучка (3) удобно воспользоваться представлением поля суперпозицией полей пучков, многократно отраженных от обеих поверхностей слоя. Для перехода к такому представлению разложим в (3) коэффициент отражения $R(\xi)$ в ряд по степеням коэффициента Френеля R_{12} ; в результате получим:

$$E_r = \frac{1}{2\pi} \int A(\xi) R_{12}(\xi) \exp\{ik[x_r \xi - z_r(n_1^2 - \xi^2)^{1/2}]\} d\xi + \\ + \frac{1}{2\pi} \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \int [1 - R_{12}^2(\xi)] R_{12}^m(\xi) A(\xi) \exp\{-2i(m+1)\gamma + \\ + ik[x_r \xi - z_r(n_1^2 - \xi^2)^{1/2}]\} d\xi. \quad (6)$$

Из-за сложного вида функций $\gamma(\xi)$ и $R_{12}(\xi)$ вычислить в явном виде интегралы в (6) невозможно ни для каких представляющих интерес функций $A(\xi)$. Ниже ограничимся исследованием (6) для слаборасходящихся пучков, удовлетворяющих условию $ka_0 \gg 1$, где a_0 — характерный поперечный размер пучка. В этом случае функция $A(\xi)$ существенно от-

лична от нуля только для малых $|\xi|$, удовлетворяющих условию $|\xi| \leq \leq 1/ka_0$. Поэтому основной вклад в значение интеграла будет давать область малых значений $|\xi|$, и в подынтегральных выражениях ограничимся нулевым приближением по ξ в амплитудных множителях и первым — в фазовых. Используя указанное приближение, из (6) получаем:

$$E_r = R_{12}^0 E_i(-x_r, z_r) + \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m (1 - R_{12}^0) R_{12}^{0m} \exp[-2i(m+1)\gamma_0] E_i(-(x_r + \Delta_m), z_r), \quad (7)$$

где E_i — функция, определяющая структуру поля падающего пучка

$$R_{12}^0 \equiv R_{12}(0), \quad \gamma_0 = \gamma(0), \quad \Delta_m = -\frac{2}{k}(m+1) \cos \theta_0 \left. \frac{d\gamma}{d\rho} \right|_{\rho_0}, \quad \rho_0 = n_1 \sin \theta_0. \quad (8)$$

Выражение (7) представляет поле отраженного пучка как сумму полей пучка, непосредственно отраженного от верхней границы (первое слагаемое), и пучков, $2(m+1)$ раз ($m=0, 1, 2, \dots$) прошедших через пластинку; при этом учитывается фазовая задержка пучков (множитель $\exp[-2i(m+1)\gamma_0]$) и их пространственный сдвиг Δ_m относительно пучка, непосредственно отраженного от верхней границы. Пространственный сдвиг Δ_m равен сумме геометрооптического сдвига:

$$\Delta_m^* = (m+1) \frac{2\rho_0 d \cos \theta_0}{(n_2^2 - \rho_0^2)^{1/2}} \quad (9)$$

и продольного сдвига Госа—Хэнхен из-за полного отражения на нижней границе:

$$\Delta_m'' = \frac{2(m+1)\rho_0 \cos \theta_0}{k[(n_2^2 - \rho_0^2)(\rho_0^2 - n_3^2)]^{1/2}}. \quad (10)$$

Анализ формулы (7) позволяет так представить механизм образования темной линии в поперечном сечении отраженного пучка (предполагается, что в поперечном сечении падающего пучка такие линии отсутствуют): она появляется в результате суперпозиции пучка, отраженного от верхней границы волновода, и пучка, отраженного от нижней границы, если разность фаз колебаний поля этих пучков близка к $(2p+1)\pi$, $p=0, 1, \dots$ и они сдвинуты друг относительно друга в пространстве.

Более точно условия формирования темной линии можно сформулировать следующим образом. Прежде всего для того, чтобы интерферирующие пучки были в противофазе, должно выполняться условие

$$\gamma_0 \simeq \frac{\pi}{2}(2p+1), \quad p = 0, 1, 2, \dots \quad (11)$$

Далее, пространственный сдвиг пучков относительно друг друга не должен быть малым:

$$\Delta_0 \geq a_0. \quad (12)$$

И, наконец, амплитуды интерферирующих пучков не должны сильно отличаться, т. е.

$$|R_{12}^0| \sim |1 - R_{12}^0|. \quad (13)$$

Отметим, что дисперсионное уравнение волновода с утечкой можно привести к виду $2\gamma_0 = (2p+1)\pi$ и, следовательно, условие (11) сводится к требованию, чтобы угол падения пучка θ_0 был близок к резонансному углу возбуждения моды волновода с утечкой.

В качестве примера на рис. 2 показано распределение интенсивности в поперечном сечении $z_r = 0$ отраженного пучка для структуры, изображенной на рис. 1, с параметрами $n_1=1,61$; $n_2=1,55$; $n_3=1,00$; $kd=24,41$. В этом случае $\gamma_0=\pi/2$ при $\theta_0=73^\circ,7$, т. е. $\rho_0=1,545$. Падающий пучок имел гауссов профиль интенсивности: $E_i(x_i, 0) = \exp(-x_i^2/a_0^2)$. Для всех изображенных на рис. 2 кривых условия (11) и (13) выполняются, в то

время как условие (13), которое для рассматриваемой структуры сводится к $d \geq 0,1 a_0$, не выполняется для кривой 3.

При выполнении условий (11) и (13) координата x_r^0 темной линии приближенно определяется формулой

$$x_r^{(0)} \simeq \frac{1}{2} \Delta_0 - \frac{a_0^2}{2\Delta_0} \ln \left| \frac{1 - R_{12}^{02}}{R_{12}^0} \right|.$$

В заключение отметим, что условия (11) — (13) достаточно ограничительны, так что наблюдение темных линий при отражении пучка от квазиволновода требует специального подбора параметров квазиволновода и падающего пучка.

Список литературы

1. Tien P. K., Ulrich R., Martin R. J. // Appl. Phys. Lett. 1969. V. 14. № 9. P. 291.
2. Midwinter J. E. // IEEE Journ. Quant. Electron. 1970. V. 6. № 10. P. 583.
3. Бельский А. М., Могильный В. В., Мовчан В. Б. // Опт. и спектр. 1988. Т. 65. № 6. С. 1308.

Поступила в редакцию 13.12.88.

УДК 535.514.2

С. В. ПРОЦКО, А. Д. ТИТОВ,
Б. Ю. ХАНОХ, А. П. ХАПАЛЮК

УСЛОВИЯ ФОРМИРОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ С ЛИНЕЙНОЙ И КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ СВЕТОВОЗВРАЩАТЕЛЕМ ПОЛНОГО ВНУТРЕННЕГО ОТРАЖЕНИЯ ($\pi/2, \pi/2, \pi/4$)

Световозвращатели (СВ) в форме трехгранных углов ($\pi/2, \pi/2, \pi/s$, где s — целые четные числа) обладают свойством возвратного отражения независимо от направления распространения падающего света [1]. Такие СВ, работающие в режиме полного внутреннего отражения (ПВО), изменяют поляризационные состояния падающего излучения и в общем случае формируют эллиптически поляризованное отраженное излучение. При использовании СВ в качестве отражательных элементов в лазерах, интерферометрах, контрольно-измерительной технике практически важно получить отраженный сигнал, поляризованный линейно или по кругу [2, 3]. Это необходимо, в частности, чтобы достичь максимальной контрастности наблюдаемой интерференционной картины [2]. Условия получения линейной и круговой поляризации света, отражаемого СВ ПВО ($\pi/2, \pi/2, \pi/2$), проанализированы в [3], собственные состояния поляризации исследованы в [4]. В настоящей работе приведены результаты исследований эллипсометрических характеристик для СВ ПВО ($\pi/2, \pi/2, \pi/4$), который имеет ряд преимуществ (бóльшие помехоустойчивость и надежность работы, меньшие габариты и масса и т. д.) по сравнению с обычным прямоугольным СВ ПВО [5—7].

В СВ ($\pi/2, \pi/2, \pi/4$), согласно законам геометрической оптики, реализуется 10 вариантов прохождения исходного падающего пучка света. В соответствии с этим выходная апертура разделяется на 10 секторов, из них выходят пучки с различными поляризационными характеристиками. Эти характеристики математически определяются комплексными матрицами Джонса, которые получаются в результате перемножения матриц поляризующего действия отдельных граней в порядке прохождения их оптическим пучком (рис. 1). Состояние поляризации излучения, падающего на СВ в направлении \vec{q}_1 и отраженного $-\vec{q}_1$, описывается в правосторонних системах ортогональных векторов $\vec{q}_1, \vec{s}, \vec{p}$ и $-\vec{q}_1, -\vec{s}, \vec{p}$ [8].