Письма в ЖТФ, том 20, вып. 16 26 августа 1994 г.

01;07;12

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ КУБИЧНО-НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛНОВОДОВ

А.Б.Сотский, А.В.Хомченко, Л.И.Сотская

В работе [1] показано, что обработка распределения интенсивности пучка, отраженного от призменного устройства связи, позволяет с высокой точностью определять параметры линейных оптических волноводов. В настоящем сообщении представлено обобщение соответствующего подхода на случай кубично-нелинейных волноводов.

Ограничимся рассмотрением волн TE поляризации с зависимостью от времени $\exp(i\omega t)$, имеющих x-составляющую вектора электрического поля ψ (рис. 1). Допустим, что возбуждающий пучок на основании призмы имеет распределение $\psi = A\psi_0(xw_x^{-1}, zw^{-1}\sin\alpha)\exp(-i\beta_0 z)$, где A — амплитуда, α — угол между осью пучка и основанием призмы, w_x, w — масштабные факторы, β_0 — составляющая волнового вектора пучка, и что волновод с нелинейностью типа самовоздействия расположен в области $y < -g$ (рис. 1). Решая уравнение

$$\nabla_x^2\psi + \nabla_y^2\psi + \nabla_z^2\psi + k_0^2\left[\varepsilon(y) + \Delta\varepsilon_n\left(|\psi|^2\right)\right]\psi = 0 \qquad (1)$$

с использованием преобразований Фурье, находим

$$b(k_x,\beta) = \frac{Aw_x w(k_y + ik_{yg})}{(2\pi)^2(k_y - ik_{yg})\sin\alpha}\int\limits_{-\infty}^{\infty} d\xi \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\zeta \exp\Big(ik_x w_x\xi + i\varkappa\zeta\Big)\times$$

$$\times\left(\psi_0 - \frac{2p_2}{p_1}\varphi\right), \qquad (2)$$

$$\frac{1}{p_1}\frac{d\varphi}{d\zeta} = \psi_0 - \varphi\left[i\left(\frac{p_4}{p_1} + \frac{k_0^2\int\limits_{-\infty}^{-g} Y^2\Delta\varepsilon_n(|\psi|^2)dy}{2\,\mathrm{Re}\,h\,\mathrm{Im}\,h_1\int\limits_{-\infty}^{\infty} Y^2 dy}\right) - 1\right]. \qquad (3)$$

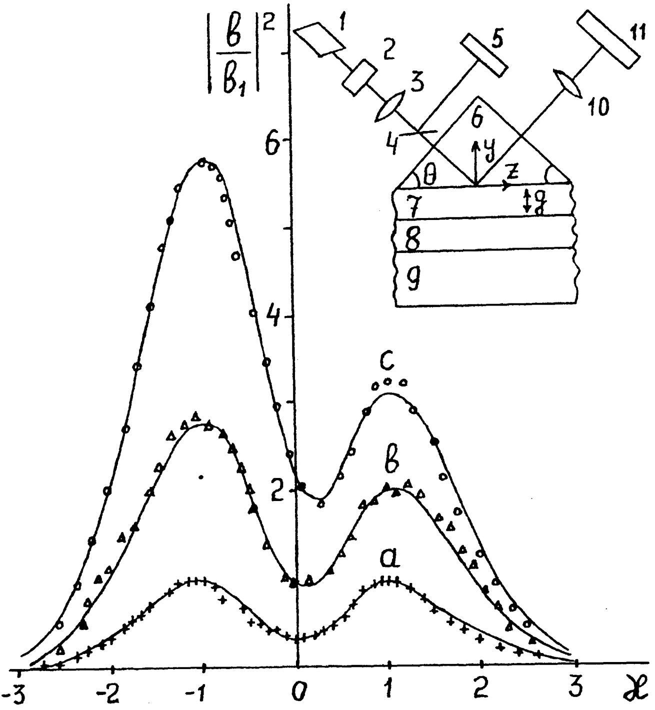

Рис. 1. Распределения $|b(\varkappa)|^2$, полученные при $S = S_0$ (*a*), $S = 2.25S_0$ (*b*), $S = 4.61S_0$ (*c*) ($|b_1|^2$ — максимум функции $|b(\varkappa)|^2$ при $S = S_0$) и оптическая схема эксперимента.

1 — лазер, *2* — аттенюатор, *3, 10* — линзы, *4* — полупрозрачное зеркало, *5* — фотоприемник, *6* — призма, *7* — буферный слой, *8* — волновод, *9* — подложка, *10* — линейка фотоприемников.

В выражениях (1)–(3) k_0 — волновое число вакуума, $\varepsilon(y)$ — диэлектрическая проницаемость среды при отсутствии эффектов самовоздействия, $\Delta\varepsilon_n(|\psi|^2)$ — ее нелинейное приращение, $b(k_x, \beta)$ — фурье-образ отраженного пучка, k_x, β — составляющие волнового вектора плоской волны, $k_y = \sqrt{k_0^2\varepsilon_p - (\mathrm{Re}\, h)^2}$, $k_{yg} = \sqrt{(\mathrm{Re}\, h)^2 - k_0^2\varepsilon_g}$, ε_p и ε_g — проницаемости призмы и буферного слоя, h_1 и h — постоянные распространения возбуждаемой моды при $\Delta\varepsilon_n = 0$ в присутствии и отсутствии призмы, $p_1 = \mathrm{Im}\, h_1 w (\sin\alpha)^{-1}$, $p_2 = 2k_y k_{yg}|\Delta h|\omega \left[(k_y^2 + k_{yg}^2)\sin\alpha\right]^{-1}$, $\varkappa = (\beta - \beta_0) w (\sin\alpha)^{-1}$, $\Delta h = h_1 - h$, $p_4 = (\mathrm{Re}\, h_1 - \beta_0) w (\sin\alpha)^{-1}$, $\xi = x w_x^{-1}$, $\zeta = z \sin\alpha w^{-1}$. При получении выражений (2), (3) использованы приближение разделения переменных, согласно которому при $y \leqslant -g$, $\psi = B(x,z)Y(y)$, где $Y(y)$ — поле моды линейного волновода [2,3], приближение для линейного коэффициента отражения [1] и обозначение

$$B = \frac{2ik_y k_{yg} A \exp(-k_{yg} g - i\beta_0 z)\varphi}{(ik_{yg} - k_y)\,\mathrm{Re}\, h' \,\mathrm{Im}\, h_1 \int\limits_{-\infty}^{\infty} Y^2 dy}. \tag{4}$$

При $S \to 0$, где S — мощность возбуждающего пучка, из (2)–(4) получаем аналитическое приближение

$$b = \frac{Aw_x w(k_y + ik_{yg})}{(2\pi)^2(k_y - ik_{yg})\sin\alpha} \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\xi \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\zeta \exp\Big(ik_x w_x \xi + i\varkappa\zeta\Big) \times$$

$$\times \left\{ \left(1 - \frac{2ip_2}{\varkappa - p_4 - ip_i}\right)\psi_0 - \frac{k_0^2 p_2 w\varphi \int\limits_{-\infty}^{-g} Y^2 \Delta\varepsilon_n\left(|\psi|^2\right) dy}{p_1 \sin\alpha\, \mathrm{Re}\, h(\varkappa - p_4 - ip_1) \int\limits_{-\infty}^{\infty} Y^2 dy} \right\}, \tag{5}$$

$$\varphi = p_1 \exp\Big[(p_1 - ip_4)\zeta\Big] \int\limits_{-\infty}^{\zeta} \psi_0(\xi, \zeta')\exp\Big((ip_4 - p_1)\zeta'\Big) d\zeta'. \tag{6}$$

Рассмотрим вопросы измерения параметров нелинейности. Допустим, что кубично-нелинейный волновод с $\Delta\varepsilon_n(|\psi|^2) = \varepsilon_1(y)|\psi|^2$ возбуждается круговым гауссовым пучком с $\psi_0(\xi, \zeta) = \exp(-\xi^2 - \zeta^2)$, имеющим наименьший поперечный размер $2w_0$. Распределение $|b(0, \beta)|^2$ регистрируется линейкой фотоприемников 11, расположенной в фокальной плоскости линзы 10 (рис. 1).

Для определения параметров p_1, p_2, характеризующих связь призмы с волноводом, предположим, что мощность S мала настолько, что величиной $\Delta\varepsilon_n(|\psi|^2)$ в (5) можно пренебречь. В этом случае имеем

$$p_1 = -\sqrt{G}, \qquad P_2 = 0.5\left(\sqrt{G} - \sqrt{D}\right),$$

$$D = \eta\varkappa_m^4 \left[2(1-\eta) - \eta\varkappa_m^2\right]^{-1}, \qquad G = \varkappa_m^4 \left[2(1-\eta) - \varkappa_m^2\right]^{-1}, \tag{7}$$

где $\eta = |b(0)/b(\varkappa_m)|^2 \exp(-\varkappa_m^2/2)$, $\varkappa_m$ — координата максимума функции $|b(\varkappa)|^2$ [1]. При увеличении S из (5) находим

$$\frac{\partial\varkappa_1}{\partial(SS_0^{-1})} = \frac{[I_1 - (2p_2 + p_1)I_2]p_1^2 p_2^2 Re(p_3^{(0)})}{8p_2(p_1 + p_2) + p_1^2(2p_2 + p_1)^2}, \tag{8}$$

$$\left|\frac{b(\varkappa_1)}{b(\varkappa_1^{(0)})}\right|^2 = \frac{CS}{S_0} + \frac{(1-C)S^2}{S_0^2}, \quad C = \frac{1}{2p_2 + p_1 + I_1 p_3^2 \operatorname{Im}[p_3^{(0)}]}, \tag{9}$$

$$p_3 = \frac{16\sqrt{\varepsilon_a\varepsilon_p}S\omega\mu_0 k_0^2 \int\limits_{-\infty}^{-g} \varepsilon_1 |Y|^2 Y^2 dy}{\left[w_0\sqrt{\varepsilon_a}w^{-1} + \sqrt{\varepsilon_p}\right]^2 \pi(\operatorname{Re} h)^2 \sin\alpha \left|\int\limits_{-\infty}^{\infty} Y^2 dy\right| \int\limits_{-\infty}^{\infty} Y^2 dy}, \tag{10}$$

$$I_1 = \int\limits_{-\infty}^{\infty} J d\zeta, \qquad I_2 = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \zeta J d\zeta,$$

$$J = \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \exp\left(\frac{3p_1^2}{4}\right) \left\{\exp(p_1\zeta)\left[1 + \operatorname{erf}\left(\zeta + \frac{p_1}{2}\right)\right]\right\}^3,$$

где ε_a — проницаемость воздуха, μ_0 — магнитная проницаемость вакуума, $\varkappa_1$ — координата минимума функции $|b(\varkappa)|^2$, S_0 — некоторое значение мощности, которому соответствуют $\varkappa_1 = \varkappa_1^{(0)}$ и $p_3 = p_3^{(0)}$. При получении выражений (8)–(10) учтено преломление и отражение пучка на боковых гранях призмы. Величины в левых частях равенств (8), (9) допускают экспериментальное определение, что открывает возможность измерения комплексного параметра нелинейности p_3.

Нами исследован волновод, состоящий из пленки As_2S_3, нанесенной методом термического испарения на стеклянную подложку с $n = 1.4567$. Источником излучения служил He–Ne лазер ($\lambda_0 = 0.6328$ мкм). Волновод возбуждался пучком с $w_0 = 49$ мкм, сфокусированным линзой 3 на основание призмы с $\varepsilon_p = 3.06145$, $\theta = 60.301°$ (рис. 1). Мощность S варьировалась аттенюатором 2 и контролировалась фотоприемником 5. Распределения $|b(\varkappa)|^2$ регистрировались линейкой фотоприемников, соединенной с цифровым осциллографом.

Для определения параметров p_1, p_2 величина S была уменьшена до значения $S_0 = 0.18$ мкВт и выполнено совмещение оси пучка с минимумом распределения $|b(\varkappa)|^2$, при котором $\varkappa_1^{(0)} = 0$. Соответствующее распределение $|b(\varkappa)|^2$ оказалось несколько асимметричным (рис. 1), что объясняется значительной нелинейностью волновода [1]. При этом значения $\varkappa_m^2$ и η были определены путем усреднения величин, относящихся к двум максимам. Для измеренных $\varkappa_m^2 = 1.09$, $\eta = 0.193$ вычисления по формулам (7)

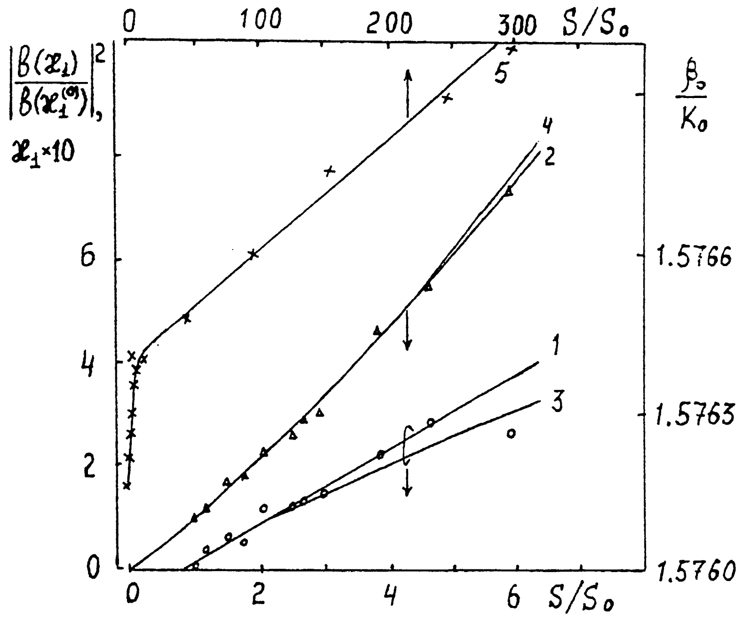

Рис. 2. Зависимости $|b(\varkappa_1)/b(\varkappa_1^{(0)})|^2$ (кривая *1*), $\varkappa_1$ (*2*) и β_0 (*3*) от S/S_0.

дали $p_1 = 1.49$, $p_2 = 0.546$. Этим величинам соответствует $\operatorname{Im} hk_0^{-1} = -8.42 \cdot 10^{-4}$ [1]. Увеличивая S, мы получили данные для величин $\varkappa_1$ и $|b(\varkappa_1)/b(\varkappa_1^{(0)})|^2$, представленные на рис. 2 дискретными точками. Линии *1* и *2* — аппроксимация этих данных полиномами первой и второй степени. Для величин $\partial\varkappa_1/\partial(SS_0^{-1}) = 0.709$, $C = 0.947$ из (8), (9) находим $\operatorname{Re} p_3^{(0)} = 1.36$, $\operatorname{Im} p_3^{(0)} = -0.31$. Кривыми *3* и *4* представлены зависимости, рассчитанные на основании выражений (2), (3), позволяющие судить о границах применимости приближений (5), (8)–(10). Для нахождения абсолютного значения константы нелинейности ε_1 мы определили толщину ($d = 3.50$ мкм) и показатель преломления ($n_w = 2.352$) пленки As_2S_3 и установили, что выполненные измерения соответствуют возбуждению девятнадцатой моды. После вычисления интегралов в (10) мы получили $\operatorname{Re}\varepsilon_1 = 4.85 \cdot 10^{-9}$ (м/в)^2, $\operatorname{Im}\varepsilon_1 = -1.11 \cdot 10^{-9}$ (м/в)^2.

Для проверки адекватности развитого подхода мы сопоставили теоретические и экспериментальные данные для функций $|b(\varkappa)|^2$, соответствующих различным S (рис. 1). Расчеты выполнены на основании выражений (2), (3) при найденных значениях p_1, p_2, $p_3^{(0)}$. Экспериментальные данные, представленные дискретными точками, находятся в удовлетворительном согласии с теоретическими (сплошные кривые).

Найденной величине $\mathrm{Re}(\varepsilon_1)$ соответствует $n_2 = \omega\mu_0 \,\mathrm{Re}(\varepsilon_1)(n_w^2 k_0)^{-1} = 3.31 \cdot 10^{-3}$ см^2/Вт. Это значение, при учете корреляции между n_2 и $\mathrm{Im}\, h$, на два порядка превосходит данные [4]. Такое расхождение можно объяснить различием в использованных диапазонах плотности мощности S_z: в нашем случае усредненная по сечению волновода величина S_z, оцененная с использованием (3), (4), находилась в диапазоне $0.04 < S_z < 0.2$ Вт/см^2 при $S_z \sim 10^2$ Вт/см^2 в [4]. Расширив диапазон S/S_0, мы исследовали зависимость $\beta_0\,(S/S_0)$, обеспечивая доворотом оси пучка выполнение равенства $\varkappa_1 = 0$. Эта зависимость (рис. 2) имеет резкий излом при $S \sim 6S_0$ ($S_z \sim 0.25$ Вт/см^2), означающий, строго говоря, неприменимость кубичной модели при $S/S_0 > 6$. Вместе с тем, интерполируя зависимость $\beta_0(SS_0^{-1})$ при $SS_0^{-1} > 6$ прямой, мы получили оценку $n_2 \sim 5 \cdot 10^{-5}$ см^2/Вт, близкую к данным [4]. Отмеченные особенности указывают на существование нескольких механизмов нелинейности в As_2S_3, имеющих различные энергии насыщения.

Список литературы

[1] *Редько В.П., Романенко А.А., Сотский А.Б., Хомченко А.В.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 3. С. 14–18.

[2] *Малов В.В., Туровцев А.В., Иогансен Л.В.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. В. 8. С. 1500–1507.

[3] *Liao C., Stegeman G.I., Seaton C.T., Shoemaker R.L., Valera I.D., Winful H.G.* // J. Opt. Soc. Am. A. 1985. V. 2. N 4. P. 590–594.

[4] *Виноградов А.Ю., Сморгонская Э.А., Шифрин Е.И.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 7. С. 642–645.

Поступило в Редакцию
18 апреля 1994 г.