КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 535.51

НЕОДНОЗНАЧНОСТЬ ВЫХОДНЫХ СТАЦИОНАРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ДВУХПРОХОДНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ С НЕЛИНЕЙНОЙ ГИРОТРОПНОЙ СРЕДОЙ И ПОЛУПРОЗРАЧНЫМ ЗЕРКАЛОМ

А. А. Голубков, В. А. Макаров
(*кафедра общей физики и волновых процессов*)

Исследованы поляризационные характеристики стационарных состояний поля в нелинейной среде. Показано, что при небольших отклонениях коэффициента отражения зеркала от единицы они изменяются крайне незначительно.

В работе [1] были теоретически исследованы поляризационная би- и мультистабильность, а также автоколебательные режимы изменения поляризационных характеристик отраженного света при постоянных параметрах падающего в оптической системе, состоящей из плоского поворотного зеркала и помещенной перед ним изотропной гиротропной непоглощающей среды с кубической нелинейностью. Планируемый эксперимент ставит вопрос о чувствительности полученных результатов к возможной неидеальности зеркала (коэффициент его отражения $r=1-r_1$, где $r_1 \ll 1$). Коллинеарное распространение волн одинаковой частоты в изотропных средах с пространственной дисперсией в стационарном режиме описывается следующими уравнениями для медленно меняющихся амплитуд $B_{\pm}^{(n)} = E_{n,x} \pm iE_{n,y}$ циркулярно поляризованных составляющих [1]:

$$(-1)^{3-n}\,\partial B_{\pm}^{(n)}/\partial z = -i\,\{\pm(-1)^n\rho_0 + (\sigma_1/2 \pm (-1)^n\rho_1)\,(|B_{\pm}^{(n)}|^2 + 2\,|B_{\pm}^{(3-n)}|^2) + (\sigma_1/2+\sigma_2)\,(|B_{\mp}^{(n)}|^2 + |B_{\mp}^{(3-n)}|^2)\}\,B_{\pm}^{(n)} - i\,(\sigma_1/2+\sigma_2)\,B_{\mp}^{(n)}\,B_{\mp}^{(3-n)*}\,B_{\pm}^{(3-n)}. \quad (1)$$

Здесь $\sigma_1 \sim \chi_{xxxx} - \chi_{xxyy}$, $\sigma_2 \sim \chi_{xxyy}$, $\widehat{\chi}(-\omega, -\omega, \omega, \omega)$ — тензор кубической нелинейности, ρ_0 и ρ_1 — нормированные псевдоскалярные константы линейной и нелинейной гирации, $n=1$ соответствует падающей волне, а $n=2$ — отраженной.

Система (1) с учетом граничных условий на зеркале

$$\sqrt{r}\,B_{\pm}^{(1)}(L) = B_{\pm}^{(2)}(L)\exp\{2ikL\},$$

где k — волновое число, L — длина нелинейной среды, имеет четыре интеграла:

$$W_2(z) = rW_1(z) = rW_1(0), \quad (2)$$

$$B_1(z) - rB_2(z) = r_1\overline{B}, \quad (3)$$

$$4r\,(\sigma_1/\sigma_2+2)\,(1-B_1^2)^{1/2}\,(1-B_2^2)^{1/2}\cos(2\,(\Phi_1-\Phi_2)) - (4-\sigma_1/\sigma_2)\,(B_1+rB_2)^2 + 4\rho_1 r_1\,(B_1+rB_2)/\sigma_2 = 4r\,(\sigma_1/\sigma_2+2)\,(1-\overline{B}^2) - (4-\sigma_1/\sigma_2)\,(1+r)^2\,\overline{B}^2 + 4\rho_1 r_1\,(1+r)\,\overline{B}/\sigma_2 \equiv f. \quad (4)$$

В (2) — (4) $W_n(z) = (|B_{+}^{(n)}|^2 + |B_{-}^{(n)}|^2)/2$, $B_n(z) = (|B_{+}^{(n)}|^2 - |B_{-}^{(n)}|^2)\,(2W_n)^{-1}$, $\Phi_n = 0{,}5\,\mathrm{Arg}\,(B_{+}^{(n)}B_{-}^{(n)*})$ — соответственно интенсивность, степень эллиптичности и угол поворота главной оси эллипса поляризации каждой из волн, $B_{1,2}(z=L)=\overline{B}$ — степень эллиптичности света на зеркале. Из (1)—(4) можно также получить следующие уравнения для B_1 и Φ_1:

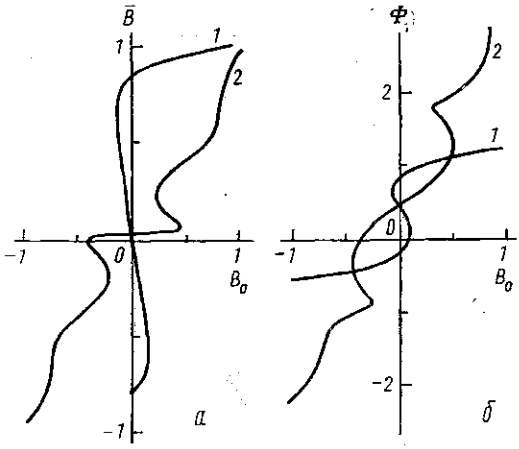

Рис. 1. Зависимость степени эллиптичности (*а*) и угла поворота $\Phi_1(L)$ эллипса поляризации (*б*) света, пропущенного зеркалом, от степени эллиптичности падающей на среду волны при $r_1=0{,}5$; $\rho_1/\sigma_2=0{,}2$. Кривая 1 соответствует $\sigma_1=\sigma_2$, $I=0{,}45$; кривая 2 — $\sigma_1=-5\sigma_2$, $I=0{,}52$

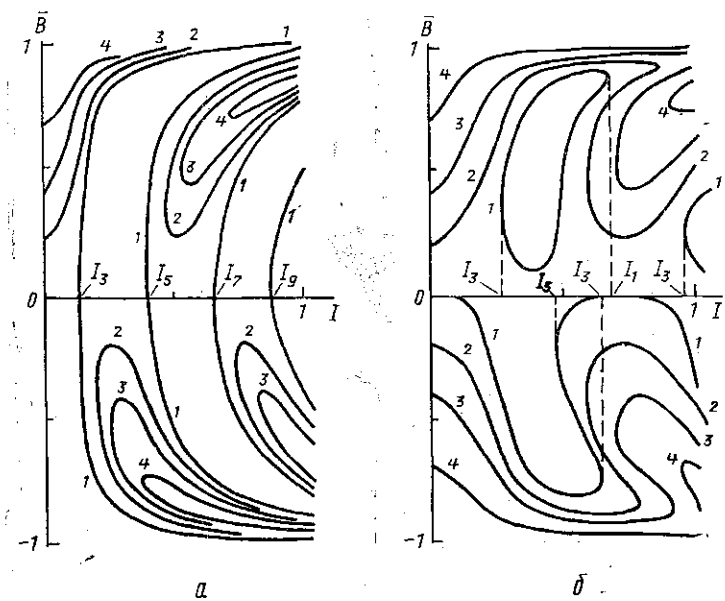

Рис. 2. Зависимости степени эллиптичности света на зеркале от безразмерной интенсивности падающей на среду волны при $\sigma_1=\sigma_2$, $\rho_1/\sigma_2=0{,}2$; $r_1=0$ (*а*) и 0,5 (*б*). Кривые 1—4 соответствуют $B_1=0$; 0,2; 0,4; 0,7

$$(dB_1/dz)^2 = W_1(0)(B_1-\bar{B})(aB_1^3+bB_1^2+cB_1+d), \tag{5}$$

$$d\Phi_1/dz = \rho_0 + W_1(0)[(\rho_1+\sigma_2B_1) + r(2\rho_1-(\sigma_1/2-\sigma_2)B_2 + (\sigma_1/2+\sigma_2)B_1\{f+(4-\sigma_1/\sigma_2)(B_1+rB_2)^2 - 4\rho_1r_1(B_1+rB_2)/\sigma_2\}/(4r(\sigma_1/\sigma_2+2)))], \tag{6}$$

допускающие аналитические решения, которые выражаются через эллиптические функции Якоби, а также интегралы от них. В (5), (6)

$$a = 12\sigma_2(\sigma_1-\sigma_2),\quad b = 12\sigma_2(2r-1)(\sigma_1-\sigma_2)\bar{B} + 4\rho_1r_1(4\sigma_2-\sigma_1),$$

$$c = [12\sigma_2 r(4\sigma_2 - \sigma_1) + 12\sigma_2 r^2(\sigma_1 - \sigma_2)]\overline{B}^2 - 4\rho_1 r_1^2(4\sigma_2 - \sigma_1)\overline{B} -$$

$$-(\sigma_1 + 2\sigma_2)^2(1 + r^2) - 2r(4\sigma_2 - \sigma_1)(\sigma_1 + 2\sigma_2) - (2\rho_2 r_1)^2,$$

$$d = 36\sigma_2^2 r^2 \overline{B}^3 - 24\rho_1 r_1 r \sigma_2 \overline{B}^2 + [(\sigma_1 + 2\sigma_2)^2(1 - 2r - r^2) -$$

$$-2r^2(4\sigma_2 - \sigma_1)(\sigma_1 + 2\sigma_2) + 4\rho_1^2 r_1^2]\overline{B} + 4\rho_1 r_1 r(\sigma_1 + 2\sigma_2).$$

Неидеальность зеркала приводит к тому, что явный вид решений (5), (6), а также найденных с помощью (3), (4) зависимостей $B_2(z)$ и $\Phi_2(z)$ становится существенно более громоздким, чем в [1] (где $r_1=0$). Их анализ показывает, что поляризационные характеристики как дважды прошедшего среду излучения ($B_2(0)$ и $\Phi_2(0)$), так и света, пропущенного зеркалом ($\overline{B}$ и $\Phi_1(L)$), становятся неоднозначными функциями $W_1(0)$ и $B_0=B_1(0)$ (см., в частности, рис. 1) при безразмерных интенсивностях падающей волны $I=|\sigma_2|W_1(0)L/2$, превышающих некоторый общий порог I_{2j+1} ($j=1, 2, 3, \ldots$). Здесь индекс $2j+1$ указывает на число стационарных состояний поля при I несколько больших I_{2j+1} и постоянной степени эллиптичности падающего света B_0. Аналогично [1] значения I_{2j+1} (B_0) можно найти, анализируя получающиеся из (5) зависимости $\overline{B}(I)$ при различных фиксированных B_0.

Как показывает численный анализ, при $r_1 \lesssim 0{,}1$ поляризационные характеристики света, дважды прошедшего гиротропную среду, а также пропущенного зеркалом ($\overline{B}$), практически совпадают с приведенными в [1]. Однако при $r_1 \gtrsim 0{,}2$ отличие от [1] становится настолько сильным, что задача исследования зависимости I_{2j+1} от r_1 и ρ_1 и нахождения границ областей устойчивости стационарных состояний поля в среде относительно плоских произвольно поляризованных возмущений заслуживает отдельного подробного рассмотрения. В качестве примера можно сравнить вид и расположение построенных для нескольких значений B_0 кривых $\overline{B}(I)$ при $r_1=0$ (рис. 2,*а*) и $r_1=0{,}5$ (рис. 2,*б*), позволяющих — при необходимости — с помощью (2)—(4) рассчитать поляризационные характеристики не только отраженной (дважды прошедшей среду) волны, но и света, пропущенного зеркалом. На этом рисунке также указаны безразмерные интенсивности, пороговые с точки зрения изменения числа возможных стационарных состояний поля для случая линейной поляризации падающего излучения. Видно, что при $r_1=0{,}5$ (в отличие от случая $r_1=0$) возрастание интенсивности света, падающего на нелинейную гиротропную среду, не всегда сопровождается увеличением числа возможных стационарных состояний поляризации выходного излучения.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Голубков А. А., Макаров В. А.//Изв. РАН, сер. физ. 1992. **56**, № 4. С. 41.

Поступила в редакцию
19.05.92