

режим, необходима ненулевая отстройка Ω и обеспечение однодмодовой генерации. Наибольшее подавление дробовых шумов также достигается при $\eta=1$, $\langle I \rangle = I_{l,0}$ и «одностороннем» резонаторе, т. е. $R_1=1$. Оптимальными фазами являются $\theta=2\pi k$, $\varphi_{l,0}-\varphi=\pi+2\pi k$, $k=0, 1, 2, \dots$. При этом

$$\frac{G(\Omega \neq 0)}{\langle I \rangle} = 1 - 2R_2 e^{-\gamma} \operatorname{sinc}(\Omega T) \frac{\tau_2^2 (1 - e^{-2\gamma}) (2 \cos \Omega T - 1 - R_2 e^{-\gamma})}{(1 - R_2^2 e^{-2\gamma}) (1 - 2R_2 e^{-\gamma} \cos \Omega T + R_2^2 e^{-2\gamma})}, \quad (5)$$

где γ — инкремент усиления за один обход резонатора. Порогу соответствует $R_2 = e^{-\gamma}$ (соотношение (5) справедливо и при превышении порога генерации).

Изложенные результаты существенно отличаются от известных выводов и прогнозов, сделанных на основе полуклассического рассмотрения. В чем же причина этих различий? Она заключается в неодинаковости классического и квантового описаний отражения от частично пропускающего зеркала. Если классическая волна разделяется при этом на прошедшую и отраженную регулярным образом, то деление потока квантов носит вероятностный характер, и чем меньше коэффициент отражения, тем существенней это сказывается на результирующей картине в отраженной волне. Этим и объясняется увеличение количественных различий полуклассического и квантового описаний с уменьшением добротности резонатора.

Отметим также, что аналогичная ситуация наблюдается и при двулучевой интерференции в схеме интерферометра Маха-Цендера, в одном из плеч которого расположена среда с кубической нелинейностью. Там также результаты полуклассического и квантового подходов существенно различаются [6].

Автор благодарен А. С. Чиркину за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Смирнов Д. Ф., Трошин А. С. // УФН. 1987. 153. С. 233. [2] Squeezed states of electromagnetic field // J. Opt. Soc. Am. 1987. В4, N 10. [3] Abstracts of Papers for the Sixth Rochester Conference on Coherence and Quantum Optics. N. Y. June 1989. [4] Reynaud S., Giacobino E. // J. de Physique. 1988. 49, N 6. P. C2-477. [5] Ritze H. H., Bandilla A. // Opt. Commun. 1979. 29. P. 126. [6] Белинский А. В., Чиркин А. С. // Квант. электроника. 1989. 16. С. 889.

Поступила в редакцию
26.09.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31. № 4

УДК 535.2:373.2

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ГИСТЕРЕЗИСА В ДВУХПРОХОДНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ С НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДОЙ И ПОВОРОТНЫМ ЗЕРКАЛОМ

В. А. Булохова, А. А. Голубков, Я. М. Жилейкин, В. А. Макаров

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Исследована устойчивость стационарных состояний поля в поляризационном отражателе. Показано существование в нем поляризационной бистабильности и гистерезисных эффектов.

В работе [1] было показано, что взаимодействие встречных волн в поляризационном отражателе (оптической системе, состоящей из плоского зеркала и помещенной перед ним изотропной непоглощающей среды с кубической нелинейностью) в стационарном режиме может приводить к появлению неоднозначной зависимости угла поворота Φ эллипса поляризации дважды прошедшего среду излучения от степени эллиптичности падающего света B . При этом интенсивность и степень эллиптичности света на входе и выходе системы одинаковы. В настоящей работе численно исследована устойчивость различных ветвей стационарных зависимостей Φ от B и от интенсивности распространяющегося света W . Показано, что в отражателе могут быть реализованы поляризационная мультистабильность и гистерезисные переключения.

Нестационарное взаимодействие встречных волн одинаковой частоты описывается следующими уравнениями для медленно меняющихся амплитуд $B_{\pm}^{(n)} = E_{n,x} \pm \pm iE_{n,y}$ циркулярно поляризованных составляющих, отличающимися от рассмотренных в [1] учетом временных производных:

$$\left[(-1)^{s-n} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \right] B_{\pm}^{(n)} = -i \left\{ \frac{\sigma_1}{2} (|B_{\pm}^{(n)}|^2 + 2|B_{\pm}^{(3-n)}|^2) + \left(\frac{\sigma_1}{2} + \sigma_2 \right) (|B_{\mp}^{(n)}|^2 + |B_{\mp}^{(3-n)}|^2) \right\} B_{\pm}^{(n)} - i \left(\frac{\sigma_1}{2} + \sigma_2 \right) B_{\mp}^{(n)} B_{\mp}^{(3-n)} B_{\pm}^{(3-n)*} \quad (1)$$

Здесь v — групповая скорость, $\sigma_{1,2} = 2\pi\omega^2\chi_{1,2}/kc^2$, $k = \omega\sqrt{\epsilon}/c$, ϵ — диэлектрическая проницаемость, $\chi_{1,2}$ связаны с отличными от нуля в изотропной среде компонентами тензора кубической нелинейности

$$\chi^{(3)}(-\omega, -\omega, \omega, \omega) \quad (\chi_1 = \chi_{xxxx}^{(3)} - \chi_{xxyy}^{(3)}, \chi_2 = \chi_{xxyy}^{(3)});$$

$n=1$ соответствует падающей волне, а $n=2$ — отраженной.

Аналитическое решение (1) в стационарном режиме (время прохода импульса через систему $\tau_0 = 2L/v$ намного меньше его длительности, L — длина нелинейной среды) было подробно проанализировано в [1], где было показано, что при превышающих порог интенсивности падающего света неоднозначная зависимость $\Phi(B)$ может быть двух типов: S-образной (в средах с $\sigma_1/\sigma_2 = \gamma < -2$ или $-2 < \gamma < 1$) или «спиралевидной» (при $\gamma > -2$). Для проверки устойчивости стационарных состояний поля $B_{\pm 0}^{(n)}(z)$ в поляризационном отражателе относительно плоских, произвольно поляризованных возмущений, а также с целью изучения динамики возможных переключений проводилось численное решение системы (1). Для ее решения применялась конечно-разностная схема, аналогичная использованной в [2], а решение возникающих нелинейных разностных уравнений проводилось методом итераций (сходимость итерационного процесса и решения разностной задачи к гладкому решению (1) может быть доказана аналогично [2]). Начальные условия для переменных $B_{\pm}^{(n)}(z, t)$ имели вид

$B_{\pm}^{(n)}(z, t=0) = B_{\pm 0}^{(n)}(z)$, а граничные условия при $z=0$ считались не зависящими от времени. В случае если рассматриваемое стационарное состояние поля в отражателе оказывалось неустойчивым, определялись направление и динамика переключения.

Результаты численного решения (1) полностью подтверждают существование в поляризационном отражателе предсказанных в [1] чисто поляризационных би- и мультстабильностей, а также гистерезисных переключений, происходящих при постоянной интенсивности падающего света. Это хорошо видно на рис. 1. На рис. 1 (и на рис. 2) сплошные кривые соответствуют устойчивым стационарным состояниям поля внутри нелинейной среды, а пунктирные — неустойчивым. Стрелками указаны на-

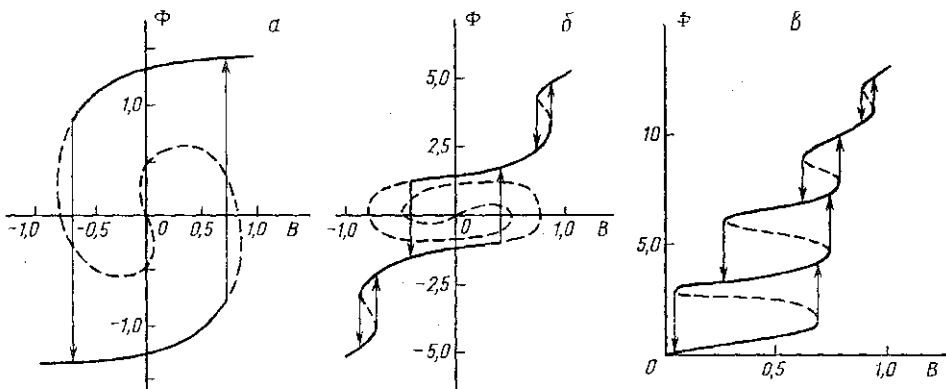


Рис. 1. Поляризационная би- и мультстабильность при фиксированной интенсивности падающего света: а — $\gamma=1,0$, $I=0,43$; б — $\gamma=0$, $I=0,77$; в — $\gamma=-5,0$, $I=0,77$ ($I = |\sigma_2| |W|L/2$)

правления переключений. Заметим, что при проверке на устойчивость кроме быстрых переходов (с характерным временем переключения $\tau_1 \sim \tau_0$) из одного состояния в другое нами были обнаружены и медленные ($\tau_1 \sim (10 \div 50)\tau_0$), которым часто предшествовало периодическое изменение степени эллиптичности и угла поворота эллипса поляризации отраженного света. Это указывает на возможность существования в рассматриваемой системе колебательных режимов изменения поляризационных характеристик выходного излучения при не зависящих от времени интенсивности и степени эллиптичности падающего света.

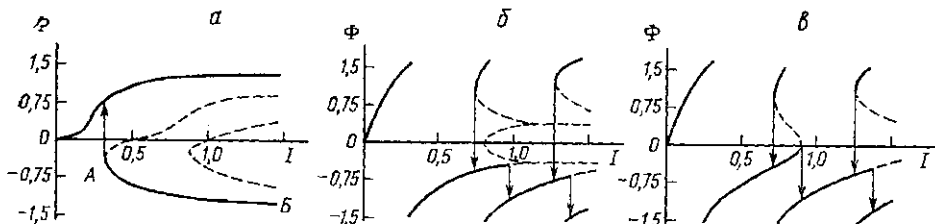


Рис. 2. Устойчивость стационарных состояний поляризации отраженного излучения при фиксированной степени эллиптичности падающего света: а — $\gamma=1,0$, $B=0,1$; б — $\gamma=0$, $B=0,79$; в — $\gamma=0$, $B=0,83$

Пользуясь результатами [1, 3], можно также найти вид стационарных зависимостей Φ от $I = |\sigma_2| LW/2$. Соответствующие формулы весьма громоздки и поэтому не приводятся (при фиксированных B и γ , $I(\Phi)$ имеет бесконечное число однозначных ветвей, каждую из которых можно записать через эллиптические интегралы первого рода, причем вид зависимости их модуля от параметров излучения и среды определяется величиной последних). Их анализ показывает, что в поляризационном отражателе может быть реализован один из изображенных на рис. 2 типов зависимости $\Phi(I)$. Там же приведены результаты исследования устойчивости стационарных состояний поля. Заметим, что наряду с традиционной бистабильностью, сопровождающейся гистерезисными переходами (рис. 2, б, в), существуют устойчивые ветви (рис. 2, а, ветвь АВ), попасть на которые можно только после соответствующего циклического изменения B .

Устойчивость стационарных состояний поля в поляризационном отражателе исследована также приближенными методами. С этой целью проанализирована получающаяся при линеаризации (1) система однородных уравнений, описывающих эволюцию малых возмущений поля $b_{\pm}^{(n)}(z, t)$ внутри нелинейной среды. Пользуясь методом разделения переменных и представляя ее решение в виде $b_{\pm}^{(n)}(z, t) = R_{\pm}^{(n)}(z) \exp(\lambda t)$, получим краевую задачу о собственных значениях λ_m системы обыкновенных дифференциальных уравнений для $R_{\pm}^{(n)}(z)$ с нулевыми граничными условиями ($R_{\pm}^{(1)}(z=L) = -R_{\pm}^{(2)}(z=L) = 0$; $R_{\pm}^{(1)}(z=0) = 0$). Из условия существования хотя бы одного λ_m с положительной действительной частью были рассчитаны области неустойчивости стационарных состояний поля, которые практически полностью совпадают с найденными на основе численного решения (1).

Как уже указывалось в [1], пороговые мощности, при превышении которых в системе возникает бистабильность, являются вполне достижимыми ($10^{-3} - 10^{-2}$ Дж/см² для лазерных импульсов субнаносекундного диапазона). Принципиальное отсутствие ощутимых потерь энергии, малые пороговые мощности и наличие нескольких (отличающихся только поляризацией света) устойчивых состояний в широком диапазоне параметров излучения и среды делает рассматриваемые отражатели перспективными для реализации чисто поляризационной бистабильности.

Авторы благодарны С. А. Ахманову за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Голубков А. А., Макаров В. А. // Квант. электроника. 1989. 16, № 7. С. 1437. [2] Абалиева М. А., Бахвалов Н. С., Жилейкин Я. М., Ляхов Г. А. // Вычислительные методы и программирование. М. 1979. № 31. С. 148. [3] Aitshuller G. B., Karassev V. B., Kozlov S. A., Pavlov L. I. // J. Mod. Opt. 1988. 35, N 4. P. 727.

Поступила в редакцию
31.01.90