Письма в ЖТФ, том 18, вып. 1 12 января 1992 г.

01; 07

ВЛИЯНИЕ ДЛИНЫ КОЛЬЦЕВОГО РЕЗОНАТОРА НА ПРОЯВЛЕНИЕ АБСОРБЦИОННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ БИСТАБИЛЬНОСТИ

П. И. Хаджи, В. А. Личман,
О. Ф. Пасечник

Известно, что ячейка Фабри–Перо, заполненная оптически нелинейной средой, обнаруживает бистабильное, либо мультистабильное пропускание лазерного излучения [1]. В работе [2] изучалась оптическая бистабильность, обусловленная нелинейной зависимостью коэффициента поглощения среды от амплитуды поля, а в [3] – дисперсионная оптическая мультистабильность, связанная с нелинейной зависимостью показателя преломления среды. Авторами [2] из первых принципов получено уравнение для пространственного распределения амплитуды поля в нелинейной среде, помещенной в кольцевой резонатор, а также представлена теория абсорбционной оптической бистабильности в приближении среднего поля и найдены критерии справедливости приближения. Показано, что абсорбционная оптическая бистабильность имеет место при условии, когда коэффициент отражения зеркал превосходит некоторое критическое значение, определяемое коэффициентом линейного поглощения и длиной образца. Теория [2] построена для случая, когда частота внешнего излучения находится в резонансе как с частотой перехода в двухуровневых атомах, так и с собственной частотой заполненного резонатора. Однако, оставаясь в рамках резонансного взаимодействия излучения с веществом, интересно выяснить влияние набега фазы в кольцевом резонаторе, отличного от резонансного. В данном сообщении показана важная роль длины кольцевого резонатора для реализации бистабильного пропускания. Как и в [2], рассматривается нелинейная среда длиной L, состоящая из системы двухуровневых атомов, находящаяся в кольцевом резонаторе (схема резонатора представлена в [2]). Предполагается, что верхние зеркала M_1 и M_2 имеют коэффициент отражения R_1 и R_2, тогда как нижние являются полностью отражающими. Пусть E_i – амплитуда падающего поля, E – проходящего, E_r – отраженного, а $E = E(z)$ – медленно изменяющаяся огибающая поля волны в нелинейной среде. Для случая, когда частота распространяющейся волны находится в резонансе с частотой перехода ω_0 двухуровневых атомов, в [2] получено нелинейное дифференциальное уравнение для амплитуды поля $E(z)$ в среде и найдено его решение.

Чтобы найти функцию пропускания, решение (7) из [2] необходимо дополнить следующими граничными условиями с учетом линейных набегов фаз на каждом из участков (нелинейный набег фазы волны в среде отсутствует в силу предположения о резонансном взаимодействии излучения с системой двухуровневых атомов):

$$E(0)e^{-ik_0L_1} = \sqrt{T_1}\,E_i + \sqrt{R_1R_2}\,E(L)e^{i(kL+k_0L_2+k_0L_3)},$$
$$E_T = \sqrt{T_2}\,E(L)e^{i(kL+k_0L_2)}, \qquad (1)$$

где к – волновой вектор в среде, $k_0 = \omega/c$, $T_i = 1-R_i$ $(i = 1, 2)$ – коэффициенты пропускания верхних зеркал, L_1 – расстояние от зеркал M_1 до переднего торца образца, L_2 – от заднего торца до зеркала M_2, L_3 – длина обратной связи, а $L_0 = L_1+L_2+L_3$.

Используя (1) и решение (7) из [2], получаем функцию пропускания вида:

$$E_i^2 = \frac{E_T^2}{T_1T_2}\left[\left(f-\sqrt{R_1R_2}\right)^2 + 4\sqrt{R_1R_2}\,fs\right], \qquad (2)$$

где функция f определяется из выражения:

$$(f^2-1)\frac{E_T^2}{T_2E_S^2} + 2\ln f = \alpha L, \qquad (3)$$

α – коэффициент линейного поглощения, а параметр $s=\sin^2\left[\frac{1}{2}(kL+k_0L_0)\right]$ определяется линейным набегом фазы в резонаторе. Функция $f = E(0)/E(L)$ монотонно убывает с ростом переменной $x = E_T/E_S\sqrt{T_2}$, изменяясь от значения $f = f_0 = exp(\alpha L/2)$ при $x = 0$ до единицы при $x \to \infty$. В приближении среднего поля, полагая f мало отличающимся от единицы $(f = 1+\varepsilon,\ \varepsilon \ll 1)$ и считая $R_1=R_2=R$, из (2) и (3) получим следующее уравнение:

$$y^2 = x^2\left[\left(1+\frac{2C}{1+x^2}\right)^2 + \frac{4Rs}{T^2}\left(1+\frac{2CT}{1+x^2}\right)\right], \qquad (4)$$

где

$$x^2 = E_T^2/TE_S^2;\quad y^2 = E_i^2/TE_S^2;\quad C = \alpha L/4T. \qquad (5)$$

Здесь С – параметр бистабильности, а x и y – нормированные амплитуды прошедшего и падающего полей. Если положить $s = 0$, т.е. $kL+k_0L_0 = 2N\pi$, $N = 0, 1, 2,\ldots$, то из (4) получаем результат работы [2] и критерий существования оптической бистабильности $C > 4$. Выражая k и k_0 через длину волны света в вакууме, оптимальное условие наблюдения оптической бистабильности можно представить в виде

$$nL + L_0 = N\lambda,\quad N = 0, 1, 2, \ldots, \qquad (6)$$

где n – показатель преломления среды.

Из (4) следует, что функция пропускания состоит из двух слагаемых, поведение которых различно в зависимости от x. Первое слагаемое характеризуется наличием двух экстремумов при $C>4$, тогда как второе монотонно растет с ростом x. Вес второго слагаемого определяется множителем $4Rs/T^2$, который при $T \ll 1$ и $s \neq 0$ может быть достаточно большим и радикально влиять на функцию пропускания. Критерий существования оптической бистабильности содержит не только параметр $C=\alpha L/4T$, но и s, и имеет вид неравенства

$$\left(C-1-\frac{2Rs}{T}\right)^3 > \frac{27}{4} C\left(4\frac{Rs}{T^2}+1\right). \tag{7}$$

При $s=0$ этот критерий сводится к известному неравенству $C>4$ [2].

Выражение (4) в предельно жестком для существования оптической бистабильности случае $s=1$ принимает вид

$$y = x\left(\frac{1+R}{T} + \frac{2C}{1+x^2}\right), \tag{8}$$

а критерий наблюдения бистабильности имеет вид неравенства $C>4(1+R)/T$. При $T=0.1$ находим, что бистабильность имеет место при $C>76$, т.е. минимальное значение параметра C возрастает практически в 20 раз по сравнению со случаем $s=0$.

На рис. 1 приведены графики зависимостей $y(x)$ при $C=10$ ($\alpha L=2$; $T=0.05$) и различных значений параметра R. Видно, что при использовании точного решения (2, 3), либо решения в приближении среднего поля (4), оптическая бистабильность имеет место при $s=0.001$, но отсутствует при $s=0.01$. Такое радикальное изменение функции пропускания при столь малых значениях параметра s объясняется сильным влиянием второго (интерференционного) слагаемого в соотношениях (2) и (4). Из рис. 1 можно видеть, что при малых x приближение среднего поля приводит к несколько завышенным значениям амплитуды поля, при которых происходит переключение с одной ветви гистерезисной кривой на другую. Это отклонение от точных значений будет возрастать с ростом параметра s, при которых существует оптический гистерезис. Из выражения (2) и (4) следует, что увеличение параметра R приводит к ухудшению условий наблюдения оптической бистабильности, т.к. при этом возрастает роль второго интерференционного слагаемого. На рис. 2 представлены области существования оптической бистабильности в пространстве параметров C и s при различных значениях R. Оптическая бистабильность существует в области, расположенной справа от соответствующей кривой. Чем меньше коэффициенты отражения зеркал R, тем при больших s может существовать оптический гистерезис. С ростом параметра s при $R=$ $=\mathrm{const}$ область наблюдения бистабильности смещается в сторону больших C. Отметим, что с ростом αL при постоянном значении

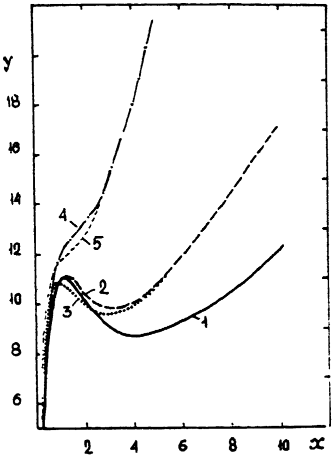

Рис. 1. Функции пропускания для C = 10 (R = 0.95;   L = 2) и различных значениях параметра s : 1 - s = 0, что соответствует результатам работы [2]; 2, 4 - приближение среднего поля при s = 0.001 и s = 0.01; 3, 5 - точное решение уравнений (2, 3) при s = 0.001 и s = 0.01.

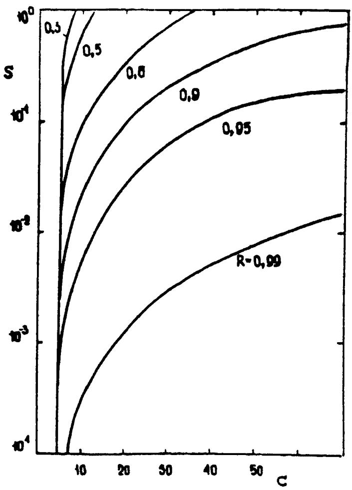

Рис. 2. Области существования гистерезиса (справа от кривых) в плоскости параметров (s, C) при различных значениях R.

R область существования гистерезиса смещается в сторону больших s, а с ростом R при постоянном s – в сторону больших αL.

Общий вывод, который следует из представленного выше анализа, состоит в том, что наиболее оптимальным условием для наблюдения оптической бистабильности в кольцевом резонаторе является условие полного резонанса. Наряду с условием резонансного взаимодействия света с двухуровневыми атомами необходимо еще выполнение условия (6). Небольшие отклонения геометрии резонатора от этого условия могут привести к резкому ухудшению условий наблюдения оптической бистабильности. Выбор длины обратной связи L_o при фиксированном L должен проводиться с высокой степенью точности.

Список литературы

[1] Гиббс Х. Оптическая бистабильность. М.: Мир, 1988.

[2] Bonifacio R., Lugiato L.A. // Bistable absorption in a ring cavity. Lett. Nuovo cimento. 1978. V. 21. N 15. P. 505–509.

[3] Marburger J.H., Felber F.S. // Phys. Rev. 1978. V. A17. N 1. P. 335–342.

Поступило в Редакцию
16 декабря 1991 г.