

других зеркал и снова попадает в среду. Интегрируя (1), (2) и учитывая граничные условия в точке $z = 0$, можно получить систему ур-ний для поля на входе в среду $E(t, 0)$ и для нелинейного изменения (набега) фазы $\bar{\Phi}(t)$ при прохождении светового импульса через ОР:

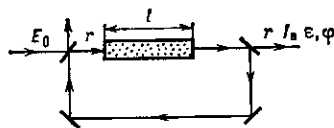


Рис. 1. Схема кольцевого оптического резонатора.

$$E(t, 0) = (1 - r)^{1/2} E_0 + rE(t - t_p, 0) \exp[-i(\Phi_0 + \bar{\Phi})],$$

$$\tau \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial t} + \bar{\Phi} = \alpha k l |E(t - t_p, 0)|^2. \quad (3)$$

Здесь E_0 — амплитуда падающей волны, $\Phi_0 = k(n_0 l + L)$, $l + L$ — полная длина ОР. В стационарном режиме система ур-ний (3) сводится к трансцендентному ур-нию для поля в ОР ($|E_0|^2 \equiv I_{вх}$, $|\bar{\Phi}|^2 \equiv I_c$):

$$(1 - r)I_{вх} = I_c [1 + r^2 - 2r \cos(\Phi_0 + \alpha k l I_c)], \quad (4)$$

к-рое легко решить графически. Для этого представим (4) в виде системы ур-ний для коэф. пропускания $T_c = (1 - r)I_c/I_{вх}$ и полного набега фазы Φ :

$$T_c = (1 - r)^2 (1 + r^2 - 2r \cos \Phi)^{-1},$$

$$T_c = (1 - r)(\Phi - \Phi_0) / \alpha k l I_{вх}. \quad (5)$$

Первое выражение описывает кривую пропускания (рис. 2, а). Второе выражение в (5) даёт семейство прямых, исходящих из начала координат (для простоты

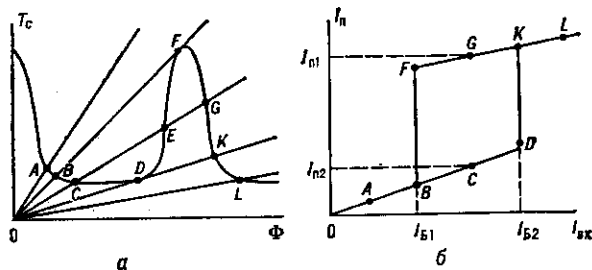


Рис. 2. Амплитудная оптическая бистабильность: а — графическое решение уравнений (5); б — зависимость интенсивности света на выходе оптического резонатора от интенсивности линейно поляризованной накачки.

полагаем $\Phi_0 = 0$), наклон к-рых меняется с изменением интенсивности падающего света. Точки пересечения обоих графиков дают решение ур-ния (4).

При малых и достаточно больших $I_{вх}$ оно единственно (соответственно точки А и L). При интенсивностях падающего света, удовлетворяющих неравенству $I_{б1} < I_{вх} < I_{б2}$, у ОР появляются три рабочие точки (С, Е, G). Граничным интенсивностям соответствуют прямые BF($I_{б1}$) и DK($I_{б2}$). Линеаризовав (3), можно показать, что если $\tau \gg t_p$, то при интенсивностях $I_{б1} < I_{вх} < I_{б2}$ из трёх рабочих точек только две, лежащие соответственно на участках BD и FK кривой пропускания (С и G), являются устойчивыми относительно плосковолновых возмущений той же поляризации. Рабочие точки, лежащие между D и F на кривой пропускания (напр., Е), оказываются неустойчивыми.

При адиабатич. изменении $I_{вх}$ меняется показатель преломления нелинейной среды, а следовательно, и оптич. длина ОР. Возникающая из-за этого фазовая отстройка ОР от нач. состояния приводит к изменению выходной интенсивности. При увеличении входной интенсивности рабочая точка движется по устойчивой части кривой пропускания до точки D ($I_{вх} = I_{б2}$). В ней стационарное решение становится неустойчивым и происходит переход в устойчивую точку К. При дальнейшем увеличении $I_{вх}$ рабочая точка движется по

устойчивому участку KL кривой пропускания. Уменьшая входную интенсивность, оптич. систему можно вернуть в нач. состояние (точка А). При этом рабочая точка движется сначала по устойчивой части кривой пропускания LKGF. В точке F ($I_{вх} = I_{б1}$) выходная интенсивность резко уменьшается — система переходит в положение В. Дальнейшее уменьшение $I_{вх}$ снова связано с движением по устойчивому участку ВА кривой пропускания. В результате циклич. изменения входной интенсивности передаточная характеристика $I_n(I_{вх}) = (1 - r)I_c, \epsilon_n = \epsilon, \Phi_n = \Phi$ принимает вид петли гистерезиса (рис. 2, б) и если $I_{вх}$ лежит между $I_{б1}$ и $I_{б2}$, то интенсивность на выходе может быть либо большой, либо маленькой в зависимости от того, каким образом изменяется интенсивность (увеличивается или уменьшается). Такое бистабильное поведение лежит в основе двоичных переключающих устройств (см. *Оптические компьютеры*).

О. б. наблюдается в пассивных ОР с разл. нелинейными средами: атомными парами, изотропными средами, жидкими кристаллами, полупроводниками и т. д.

Поляризационная О. б. Распространение интенсивного излучения в среде сопровождается изменением его поляризации. Это происходит даже при распространении вдоль оптич. оси, когда для излучения малой интенсивности поляризация не меняется в отсутствие гиротропии. Для распространяющегося вдоль оптич. оси высокоинтенсивного излучения, поляризованного, напр., в плоскости симметрии, часто возникает поляризац. неустойчивость: малые поперечные добавки к вектору E усиливаются по мере распространения излучения. Такая неустойчивость появляется, в частности, в прозрачной изотропной среде с кубич. нелинейностью, где нелинейная поляризация имеет вид

$$P = A_1 E |E|^2 + A_2 E^* (EE) \quad (6)$$

и малые поперечные добавки к E нарастают в интервале $A_2 \sin 2\delta > 0$, где δ — разность фаз слабой и сильной компонент поля.

Если такая поляризационно-неустойчивая среда помещена в ОР, то флуктуации поляризации могут нарастать во времени. В стационарном режиме прошедшее через ОР излучение оказывается в одном из двух симметричных состояний, отличающихся знаком угла поворота эллипса поляризации относительно исходного направления и направлением вращения вектора напряжённости поля. Линейной поляризации падающего на ОР излучения ($I_{вх}, \epsilon = 0, \phi = 0$) соответствуют два возможных набора устойчивых значений параметров $I_{п1}, \epsilon_{п1}$ и $\phi_{п1}$ ($i = 1, 2$), причём $\epsilon_{п1} = -\epsilon_{п2}$ и $\phi_{п1} = -\phi_{п2}$. Это соответствует поляризац. О. б. Полный анализ О. б. с учётом изменения поляризации излучения весьма громоздок, поскольку он сводится к анализу зависимости интенсивности I_n и двух параметров поляризации (ϵ_n, ϕ_n) прошедшего излучения от соответствующих характеристик падающего. Однако указать область параметров оптич. системы, при к-рых возможна О. б. или мультистабильность, а также качественно понять, как проявляется О. б., можно из анализа вида бифуркац. поверхности — поверхности в пространстве параметров падающего излучения, на к-рой меняется число стационарных состояний поля в нелинейном ОР. Она определяется из ур-ния

$$D(I, \epsilon, \phi) = 0, \quad (7)$$

где $D(I, \epsilon, \phi) = \partial(I, \epsilon, \phi) / \partial(I_n, \epsilon_n, \phi_n)$. Подставляя (4) в (7), можно получить явные выражения для $I_{б1}$ и $I_{б2}$ (см. выше). Вопрос об устойчивости стационарных состояний, появляющихся при пересечении бифуркац. поверхности, решается на основе анализа временных ур-ний, аналогичных (3), учитывающих изменение поляризации волны при распространении.

Насколько учёт эффектов поляризац. самовоздействия усложняет передаточные характеристики оптич. бистабильных устройств, видно на примере рас-