

01; 07

©1994

ФУНКЦИЯ ПРОПУСКАНИЯ НЕЛИНЕЙНОГО СКРЕЩЕННОГО РЕЗОНАТОРА ФАБРИ-ПЕРО

П.И.Хаджи, И.В.Лещенко

В [1-4] исследована функция пропускания нелинейного скрещенного (частично скрещенного) резонатора Фабри-Перо. Резонатор представлял собой нелинейно-оптическое устройство с двумя независимыми входами и двумя выходами. Предполагалось возможным независимое изменение интенсивностей каждого из двух падающих пучков лазерного излучения.

В данном сообщении приведены результаты теоретических исследований пропускания нелинейного скрещенного резонатора Фабри-Перо, который представляет собой монокристаллический полупроводник в форме параллелепипеда. Чтобы обеспечить синхронное изменение входных интенсивностей в двух взаимно перпендикулярных направлениях, используется полупрозрачное делительное зеркало M_1 и два полностью отражающих зеркала M_2 (рис. 1). Тогда падающий на систему пучок лазерного излучения с интенсивностью J_i делится на два пучка, которые направляются на взаимно перпендикулярные торцы нелинейного кристалла. Падающие на нелинейный кристалл электромагнитные волны с амплитудами электрического поля f_1 , f_2 и b_1 , b_2 (рис. 1) порождают распространяющиеся в среде прямые (E_{f1} , E_{f2}) и обратные (E_{b1} , E_{b2}) волны, а также прошедшие через среду E_{T1} и E_{T2} . Предполагается, что грани образца сами по себе являются отражающими с зависящими от интенсивности поля коэффициентами отражения, которые необходимо определить самосогласованно. Никаких дополнительных отражающих поверхностей либо внешних зеркал нет. Среда предполагается керровской и характеризуется дисперсионной нелинейностью с зависящим от интенсивности излучения J показателем преломления $n = n_0 + n_2 J$, где n_0 и n_2 — константы. Поглощением света и эффектами брэгговского рассеяния при распространении пучков в среде пренебрегаем.

Метод решения поставленной задачи детально изложен в [4]. Следуя [4], из волнового уравнения для полей в нелинейной среде в приближении медленно меняющихся огибающих определяем пространственное распределение ампли-

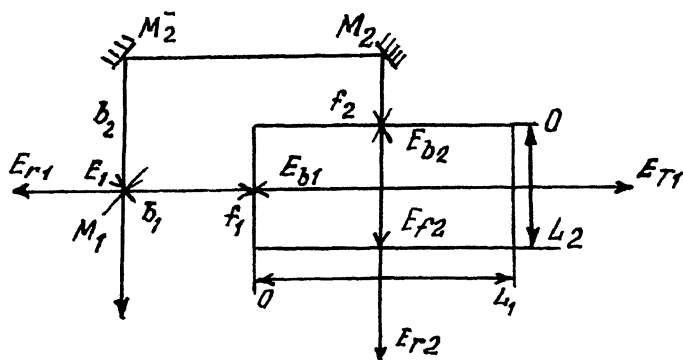


Рис. 1. Схема скрещенного резонатора с одним входом и двумя выходами.

туд поля и нелинейных набегов фаз. Для тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на четырех торцах кристалла используются граничные условия непрерывных амплитуд. Не вдаваясь в детали расчета, приведем лишь окончательные выражения для интенсивностей J_{T1} и J_{T2} прошедшего через среду излучения:

$$T_m J_i = J_{T1} [1 + F \sin^2 \Phi], \quad (1)$$

$$R_m J_1 = J_{T2} [J_{T2} + F \sin^2 (L_2 \Phi / L_1)], \quad (2)$$

где

$$\Phi = \Phi_0 [1 + (n_2/n_0)(1 + R)(J_{T1} + J_{T2})/(1 - R)], \quad (3)$$

$$\Phi_0 = (\omega/c)n_0 L_1, \quad F = 4R/(1 - R)^2, \quad (4)$$

$$R = (n_0 \Phi / \Phi_0 - 1)^2 / (n_0 \Phi / \Phi_0 + 1)^2, \quad (5)$$

J_i — интенсивность излучения, падающего на делительное зеркало M_1 , R_m и T_m — его коэффициенты отражения и пропускания, L_1 и L_2 — размеры нелинейного кристалла в продольном и поперечном направлениях, ω — частота распространяющейся волны, c — скорость света, R — коэффициент отражения торцов кристалла. Отметим, что выражения (1)–(4) справедливы и при условии, что обратная связь осуществляется внешними зеркалами с постоянным коэффициентом отражения R .

Функции $J_{T1}(J_i)$ и $J_{T2}(J_i)$ являются искомыми функциями пропускания в зависимости от интенсивности падающего излучения J_i , где в качестве параметров выступают величины n_0 , n_2 , L_1 , L_2 и T_m (либо R_m). Коэффициент отражения торцов кристалла, как следует из (5), сложным образом зависит от падающей интенсивности J_i .

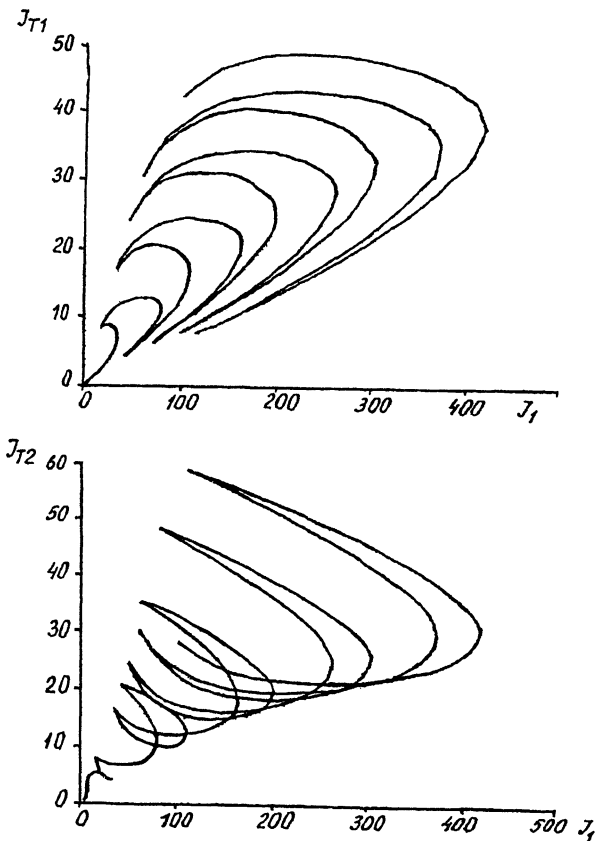


Рис. 2. Функции пропускания J_{T_i} и J_{T_2} при значении параметров $T_m = 0.5$, $n_0 = 3.5$, $n_2 = 0.01 \text{ см}^2/\text{кВт}$ [6], $L_2 = 2L_1$, $L_1 = 1 \text{ мкм}$.

Рассмотрим особенности функций пропускания при различных значениях параметров. При $L_2 = L_1$ из (1)–(2) получаем соотношение $J_{T_2}/J_{T_i} = R_m/T_m$ и замкнутое трансцендентное выражение для определения J_{T_1} с полным набегом фазы $\Phi = \Phi_0 [1 + (J_{T_1}/T_m)(n_2/n_0)(1 + R)/(1 - R)]$, зависящим только от J_{T_1} . Следовательно, чем меньше коэффициент пропускания T_m зеркала M_1 , тем больше вклад нелинейности в полный набег фазы при одном и том же значении J_{T_1} . Кривые пропускания при $L_2 = L_1$ имеют хорошо известную мультистабильную форму [5] и подобны друг другу. При циклическом изменении J_i обе функции испытывают скачкообразные изменения при одних и тех же значениях падающей интенсивности J_i , однако амплитуды скачков у каждой функции различны. При $T_m = 0.5$ поведение функций J_{T_1} и J_{T_2} тождественно. Величина T_m (или R_m) определяет отно-

сительную величину функций J_{T_1} и J_{T_2} . При движении изображающей точки от начала координат вдоль мультистабильной кривой значения интенсивностей J_{T_1} и J_{T_2} только возрастают. При $L_2 \neq L_1$ поведение функций пропускания существенно усложняется. На рис. 2 представлены графики функций J_{T_1} и J_{T_2} при $L_2 = 2L_1$, из которых видно, что имеет место значительная деформация ветвей мультистабильных кривых пропускания по сравнению с кривыми пропускания однонаправленного резонатора Фабри-Перо [5,6]. При движении изображающей точки вдоль мультистабильных кривых от начала координат имеет место не только увеличение значений J_{T_1} и J_{T_2} , но и их уменьшение. Как видно из (1)–(2), это обусловлено различной параметрической зависимостью функций $J_{T_1}(\Phi)$, $J_{T_2}(\Phi)$ и $J_i(\Phi)$. Каждая из них при $L_2 = 2L_1$ имеет ряд экстремумов, что определяется различной пространственной структурой нелинейных интерференционных максимумов и минимумов в каждом направлении распространения волн. (Отметим, что при $L_2 = L_1$ функции $J_{T_i}(\Phi)$ и $J_{T_2}(\Phi)$ — прямые линии, а $J_i(\Phi)$ осциллирует). Последнее обстоятельство приводит к загибанию петель мультистабильных кривых $J_{T_1}(J_i)$ влево вниз и вправо вниз. Эти загибы сдвигают концы петель в окрестность начала координат, однако лепестки мультистабильности не образуются. В [2–4] показано, что лепестки мультистабильности формируются в случае, если одна из независимых качек монотонно меняется, а другая фиксирована, но достаточно велика. Из рис. 2 также следует, что чем больше интенсивность падающего излучения J_i , тем большей получается протяженность загибов и возвратов петель функции $J_{T_1}(J_i)$. Что касается функции $J_{T_2}(J_1)$, то с ростом J_1 возможно не только увеличение пропускания, но и его уменьшение. Возникают области многократных самопересечений петель мультистабильности, а также заострение их концов со стороны малых значений J_i .

Структура функций пропускания еще сильнее усложняется при увеличении кратности отношения длин торцов кристалла L_1 и L_2 . Например, при $L_2 = 4L_1$ у функции $J_{T_1}(J_i)$ возникают дополнительно мелкие петли мультистабильности внутри петель более высокого порядка, а функция $J_{T_2}(J_i)$ характеризуется увеличением кратности самопересечения петель. Детальное исследование функций пропускания показывает, что указанные особенности наиболее ярко проявляются при $R_m = 0.5$. При уменьшении либо увеличении R_m от значения 0.5 эти особенности постепенно ослабевают и при $R_m \ll 1$ они исчезают совсем и кривые пропускания приобретают общеизвестную форму [5,6].

Отметим, что малые значения функций пропускания J_{T1} и J_{T2} на правых концах петель при сравнительно больших значениях J_1 определяется величиной коэффициента отражения R торцов кристалла. Кроме того, мультистабильные кривые пропускания расположены в створках, образованных определенными кривыми. Например, функция J_{Ti} изменяется в пределах области, образованной прямой $J_{Ti} = T_m J_i$ и кривой $J_{Ti} = J_i T_m (1 - R)^2 / (1 + R)^2$.

Указанные выше особенности поведения функций пропускания физически обусловлены:

- 1) зависимостью показателя преломления среды от интенсивности света;
- 2) наличием обратной связи;
- 3) влиянием нелинейной интерференции распространяющихся волн в одном направлении на интерференцию в перпендикулярном направлении. Пространственная структура интерференционных максимумов и минимумов определяется интенсивностью (квадратом амплитуды) поля в среде, которая является суммой интенсивностей прямых и обратных волн, распространяющихся во взаимно перпендикулярных направлениях.

Список литературы

- [1] *Holm D.A., Kapron V.A.* // Opt. Lett. 1989. V. 14. N 12. P. 601–603.
- [2] *Хаджи П.И., Личман В.А., Пасечник О.Ф.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 8. С. 68–72.
- [3] *Хаджи П.И., Личман В.А., Пасечник О.Ф.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 17. С. 8–12.
- [4] *Хаджи П.И., Личман В.А., Пасечник О.Ф.* // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 63. В. 8. С. 56–68.
- [5] *Miller D.A.V.* // IEEE J. Quant. Electron. 1981. V. 17. N 3. P. 306–311.
- [6] *Гиббс Х.* Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. М., 1988. 518 с.

Приднестровский государственно-
корпоративный университет
им. Т.Г. Шевченко
Тирасполь

Поступило в Редакцию
18 января 1994 г.
В окончательной редакции
10 августа 1994 г.