

01; 06.3; 07

© 1992

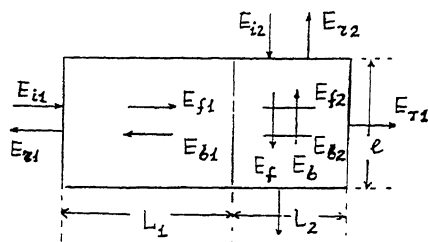
НЕЛИНЕЙНОЕ ПРОПУСКАНИЕ ЧАСТИЧНО СКРЕЩЕННОГО РЕЗОНАТОРА ФАБРИ-ПЕРО

П.И. Х а д ж и, В.А. Л и ч м а н, О.Ф. П а с е ч н и к

В [1, 2] исследована функция нелинейного пропускания скрещенного резонатора Фабри-Перо и предсказана возможность существования явления многолепестковой оптической мультистабильности. Это явление обусловлено конструктивной нелинейной интерференцией пучков лазерного излучения, распространяющихся в двух взаимно перпендикулярных направлениях при возбуждении торцов кристалла по всей площади. Изменение длин торцов приводит к изменению функции пропускания. Однако остается неясным вопрос об особенностях функции пропускания при изменении ширины одного из пучков в условиях, когда ширина пучка меньше размера торца и неизменных интенсивностях падающего на торцы лазерного излучения.

Рассматриваемая ниже модель оптического транзистора в форме частично скрещенного резонатора Фабри-Перо представляет собой обобщение модели работ [1, 2] на случай учета различий размеров пучка и торца кристалла. Предположим, что на всю ширину переднего торца монокристаллического образца нелинейного полупроводника толщиной $L=L_1+L_2$ в продольном направлении падает монохроматическое лазерное излучение с частотой ω и амплитудой электрического поля волны E_{i1} , тогда как в поперечном направлении (толщиной l) только часть торца длиной L_2 возбуждается полем с амплитудой E_{i2} (рис. 1). Лазерное излучение, распространяющееся в поперечном направлении, приводит к изменению диэлектрической функции вещества в слое толщиной L_2 , тем самым изменяя условия для распространения луча в продольном направлении. Оптически однородная среда в отсутствие внешнего излучения в этих условиях становится оптически неоднородной для продольного пучка. На расстоянии L_1 от переднего торца кристалла возникает индуцированная полем, распространяющимся в поперечном направлении, граница раздела сред с коэффициентом отражения, зависящим от интенсивности поля. В этих условиях весь образец представляет собой составной резонатор Фабри-Перо, состоящий как бы из двух состыкованных в продольном направлении резонаторов с длинами L_1 и L_2 , причем второй из них возбуждается светом в поперечном направлении. В результате многократных переотражений от торцов кристалла и от промежуточной, индуцированной полем, границы раздела в нем устанавливается стационарное распределение полей прямых (E_{r1}, E_{r2}, E_r) и обратных (E_{s1}, E_{s2}, E_s) волн, а также волн отраженных (E_{T1}, E_{T2}) и прошедших (E_{T1}, E_{T2}) через кристалл (рис. 1). Предполагается, что грани образца сами по себе являются нелинейно-оптическими зеркалами с зависящими от интенсивности излу-

Рис. 1. Схема частично скрепленного резонатора Фабри-Перо и распределение полей.



ния коэффициентами отражения и никаких дополнительных отражающих поверхностей или внешних зеркал нет. Считаем, что среда характеризуется

дисперсионной нелинейностью с зависящим от интенсивности света J показателем преломления $n = n_0 + n_2 J$, где n_0 и n_2 — константы. Поглощением света и эффектами брэгговского рассеяния при распространении света в среде пренебрегаем. Используя волновое уравнение для полей в каждом из участков среды и граничные условия для тангенциальных составляющих полей на четырех торцах кристалла и на промежуточной, индуцированной полем, границе раздела, получаем следующие выражения для интенсивностей прошедшего излучения J_{T1} и J_{T2} в зависимости от интенсивностей падающего J_{i1} и J_{i2} и геометрии модели:

$$J_{i1} = \frac{J_{T1}}{T_1 T_2 T_2} \left\{ 1 + R_{12} R_2 + R_1 (R_{12} + R_2) - 2(1 + R_1) \sqrt{R_2 R_{12}} \cos 2\Phi_2 - \right. \\ \left. - 2\sqrt{R_1} [R_2 \cos(2\Phi_1 + 2\Phi_2) + R_{12} \sqrt{R_2} \cos(2\Phi_1 - 2\Phi_2) - (1 + R_2) \sqrt{R_{12}} \cos 2\Phi_1] \right\}, \\ J_{i2} = J_{T2} \left(1 + F \sin^2 \frac{l}{L_2} \Phi_2 \right), \quad (2)$$

$$\text{где } R_1 = \left(\frac{n_0 \frac{\Phi_1}{\Phi_{01}} - 1}{n_0 \frac{\Phi_1}{\Phi_{01}} + 1} \right)^2, \quad R_2 = \left(\frac{n_0 \frac{\Phi_2}{\Phi_{02}} - 1}{n_0 \frac{\Phi_2}{\Phi_{02}} + 1} \right)^2, \quad R_{12} = \left(\frac{\frac{\Phi_2}{\Phi_{02}} - \frac{\Phi_1}{\Phi_{01}}}{\frac{\Phi_2}{\Phi_{02}} + \frac{\Phi_1}{\Phi_{01}}} \right)^2, \quad (3)$$

$$F = 4R_2 / T_2^2, \quad \Phi_{01} = \frac{\omega}{c} n_0 L_1, \quad \Phi_{02} = \frac{\omega}{c} n_0 L_2, \quad (4)$$

$$\Phi_1 = \Phi_{01} \left\{ 1 + \frac{n_2}{n_0} \frac{J_{T1}}{T_1 T_2} [(1 + R_2)(1 + R_{12}) - 4\sqrt{R_2 R_{12}} \cos 2\Phi_2] \right\}, \quad (5)$$

$$\Phi_2 = \Phi_{02} \left\{ 1 + \frac{n_2}{n_0} \frac{1 + R_2}{T_2} (J_{T1} + J_{T2}) \right\}. \quad (6)$$

Здесь R_1 и R_2 ($T_i = 1 - R_i$, $i = 1, 2$) — энергетические коэффициенты отражения (пропускания) переднего и заднего торцов кристалла соответственно, R_{12} ($T_{12} = 1 - R_{12}$) — коэффициент отражения промежуточной, индуцированной полем, границы раздела сред,

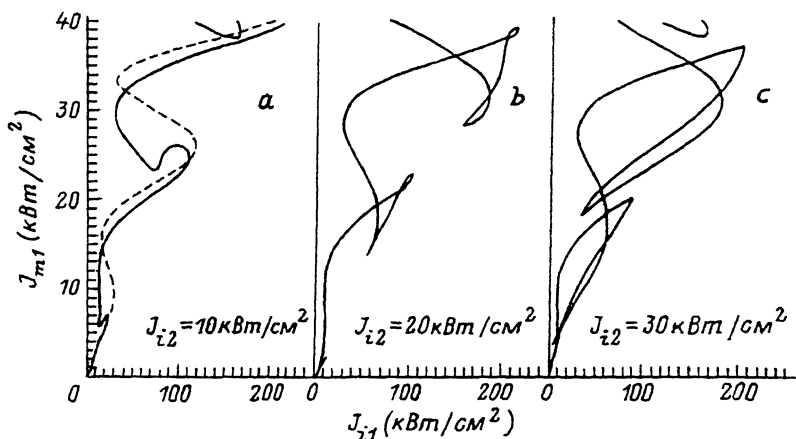


Рис. 2. Функция пропускания $J_{T1}(J_{i1})$ при $L_1 = L_2 = 0.5$ мкм, $l = 1$ мкм и различных значениях падающей интенсивности J_{i2} : а - штриховая кривая соответствует случаю $J_{i2} = 0$, сплошная - 10 кВт/см²; б - 20 кВт/см²; с - 30 кВт/см².

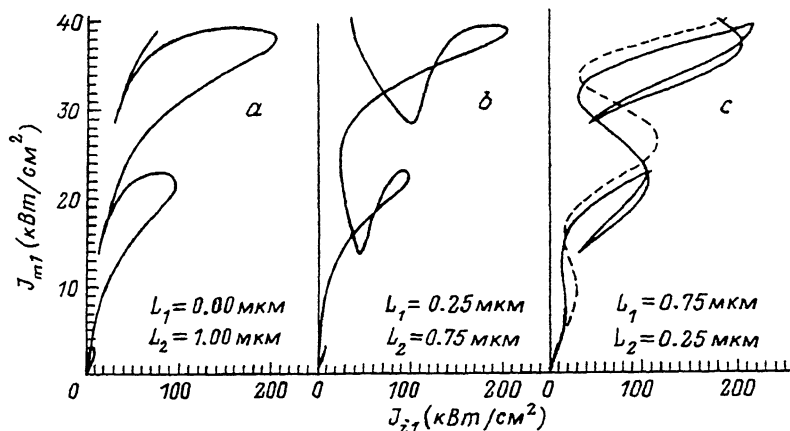


Рис. 3. Функция пропускания $J_{T1}(J_{i1})$ при $J_{i2} = 20$ кВт/см², $l = 1$ мкм и различных значениях L_1 и L_2 , но $L_1 + L_2 = 1$ мкм. Штриховая кривая соответствует $L_1 = 1$ мкм, $L_2 = 0$, т. е. пропусканию обычного резонатора Фабри-Перо.

которые существенно зависят от интенсивностей света J_{i1} и J_{i2} , Φ_1 и Φ_2 - нелинейные набеги фаз на каждом из участков. Отметим, что полученные выражения (1)-(2) справедливы и при условии, когда обратная связь обеспечивается внешними зеркалами с постоянными коэффициентами отражения R_1 и R_2 , но R_{12} , тем не менее, зависящим от интенсивности возбуждения. В пределе слабых интенсивностей ($J \ll n_0/n_2$) для R_{12} получаем из (3), (5) и (6) выражение

$$R_{12} \approx \left(\frac{n_2}{2n_0} \frac{1+R_2}{T_2} \right)^2 J_{T2}^2, \quad (7)$$

откуда видно, что коэффициент отражения индуцированной полем границы раздела в образце растет пропорционально квадрату интенсивности J_{T2} , прошедшей через образец в поперечном направлении. В отсутствие бокового освещения ($J_{i2} = 0$, следовательно, и $J_{T2} = 0$), как и следовало ожидать, $R_{12} = 0$.

Функции $J_{T1}(J_{i1}, J_{i2})$ и $J_{T2}(J_{i1}, J_{i2})$ являются искомыми функциями пропускания от двух переменных, где в качестве параметров выступают величины n_0, n_2, L_1, L_2 и l . Коэффициенты отражения R_1, R_2, R_{12} определяются самосогласовано в зависимости от параметров среды и интенсивностей падающего излучения.

Уравнения (1)–(6) легко решить следующим образом. Примем в качестве независимого параметра Φ_2 . Тогда легко вычислить из (6) и (2) J_{T2} в зависимости от Φ_2 при различных значениях J_{i2} . Затем из (5) можно найти Φ_1 в зависимости от Φ_2 и, наконец, J_{i1} из (1) и J_{T2} из (2) через Φ_2 . Исключая Φ_2 , легко определить зависимости $J_{T1}(J_{i1})$ и $J_{T2}(J_{i1})$ при различных значениях J_{i2} . Численные расчеты выполнены при значениях параметров $n_0 = 3.5$ и $n_2 = 0.01$ кВт/см² [3].

На рис. 2 представлена функция пропускания $J_{T1}(J_{i1})$ для нескольких значений J_{i2} в области первых двух петель мультистабильности. При $J_{i2} = 0$ функция пропускания имеет общеизвестную мультистабильную форму. При $J_{i2} \neq 0$ возникает неоднозначность не только прямой зависимости $J_{T1}(J_{i1})$, но обратной ей, что приводит к радикальным изменениям функции пропускания. Возникают особенности, обусловленные сложной, конструктивной интерференцией распространяющихся волн и усилением роли промежуточной границы раздела сред. Имеет место изменение критических интенсивностей переключения вверх и вниз. При определенном J_{i2} , соответствующем обращению в нуль функций $J_{T1}(\Phi_2)$ и $J_{i1}(\Phi_2)$, кривая $J_{T1}(J_{i1})$ изменяется таким образом, что переключение с нижней ветви гистерезисной кривой на верхнюю происходит при конечных, не равных нулю, значениях J_{T1} и J_{i1} , тогда как переключение с верхней ветви на нижайшую происходит при нулевых значениях J_{T1} и J_{i1} , т. е. первая петля мультистабильной кривой преобразуется в лепесток у начала координат. С ростом J_{i2} область пространства, занимаемая первым лепестком, уменьшается, он стягивается к началу координат, и становится заметной тенденция к формированию второго лепестка. Число одновременно существующих лепестков определяется соотношением параметров n_0 и n_2 , а их форма – геометрией кристалла. Можно заметить также из рис. 2, что нестабильные участки кривой пропускания с отрицательным наклоном при $J_{i2} = 0$ деформируются при $J_{i2} \neq 0$ столь значительно, что внутри них возникают участки с положительным наклоном, которые по-прежнему являются нестабильными. Отметим, что при больших значениях J_{i1} и J_{T1} , в области четвертой, пятой петель эти

участки становятся трехзначными. При больших значениях J_{i2} (20 кВт/см², рис. 1, в) формируется участок с ярко выраженным свойством дифференциального усиления при малых значениях J_{i1} , а при больших значениях J_{i1} возникают сложные структуры с самопересечениями, которые становятся еще более яркими с ростом J_{i2} (рис. 2, с).

Чтобы ярче отразить роль геометрии образца и индуцированной полем промежуточной границы раздела сред, на рис. 3 представлены кривые пропускания $T_{T1}(J_{i1})$ при $J_{i2} = 20$ кВт/см² и различных соотношениях между L_1 и L_2 , но $L = L_1 + L_2 = 1$ мкм и $z = 1$ мкм. На рис. 3, а представлена кривая пропускания для случая, когда оба торца освещаются лазерным излучением по всей площади: виден первый лепесток и деформация кривой с загибом левых концов петель влево и вниз и резким их обострением. Уменьшение ширины освещаемого участка торца (увеличение L_1 и уменьшение L_2 , см. последовательно рис. 3, а, в, 2, в и 3, с) приводит к постепенной деформации кривой пропускания, возникают самопересечения и в конечном счете она превращается в хорошо известную мультистабильную кривую при $L_2 = 0$, присущую обычному резонатору Фабри-Перо. Отсюда следует, что даже при постоянной накачке с обоих торцов изменение ширины одного из пучков приводит к изменению кривой пропускания. Это обстоятельство наводит на мысль о возможности изменения пропускания при фиксированных интенсивностях падающего излучения изменением только ширины пучков с постоянной шириной вдоль торца кристалла.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Н о l m D. A., К а р р о n В. А. // Opt. Lett. 1989. V. 14. N 12. P. 601-603.
- [2] Х а д ж и П. И., Л и ч м а n В. А., П а с е ч н и к О. Ф. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 8.
- [3] Г и б б с X. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. М.: Мир, 1988. 518 с.

Поступило в Редакцию
1 августа 1992 г.