

Влияние эффекта Тальбота на перестановки мод резонатора Фабри–Перо по потерям

Н.Кумар, В.И.Леденев

Численно исследованы перестановки мод плоского резонатора Фабри–Перо по потерям при гармоническом пространственном возмущении фазы излучения на одном из зеркал. Найдены периоды и амплитуды возмущений, при которых вторая или третья по модулю собственного значения мода становится первой. Показано, что для возмущений с периодом l_0 , для которого длина Тальбота равна удвоенной длине резонатора, перестановки вызваны увеличением потерь фундаментальной моды. Показано также, что амплитуды возмущений с периодом l_0 , выравнивающих потери мод, линейно зависят от обратного числа Френеля F^{-1} .

Ключевые слова: резонатор Фабри–Перо, модовый состав, возмущения.

1. Введение

Влияние возмущений фазы излучения на модовые характеристики привлекает внимание исследователей со времени первых работ по модовому составу открытых оптических резонаторов (ОР). Обширный список публикаций по данному вопросу до 1990 г. можно найти в монографии Ю.А.Ананьева [1], где анализируется влияние возмущений фазы на примере устойчивых, плоских и неустойчивых резонаторов. Для специальных схем резонаторов также рассматривались изменения модовых характеристик при отклонении формы зеркал от идеальной [2]. К настоящему времени утвердились представления о наиболее важных типах возмущений ОР. Большинство из них (смещения, наклоны и прогибы зеркал, тепловые линзы) можно отнести к крупномасштабным возмущениям [1]. К другому типу возмущений относятся мелко-масштабные случайные изменения показателя преломления внутрирезонаторной среды [1]. До последнего времени модовые характеристики ОР с возмущениями промежуточных масштабов не исследовались.

Гораздо менее изучено влияние возмущений фазы излучения на модовые характеристики широкоапертурных полупроводниковых усилителей и лазеров, резонаторы которых создаются за счет отражения излучения от сколов кристалла. Основным процессом, препятствующим повышению мощности излучения этих устройств, является филаментация излучения, приводящая в конечном итоге к разрушению отражающих граней. Проведенные к настоящему времени теоретические и экспериментальные исследования филаментации показали, что она управляется эффектом Тальбота [3]. Связано это с воспроизведением при обходе резонатора возмущений поля, возникших вблизи одного из зеркал и имеющих масштаб

l_0 , для которого длина Тальбота в два раза превышает длину резонатора. В результате возникает периодическая модуляция концентрации носителей и показателя преломления вблизи соответствующего зеркала.

Расчеты установившегося состояния поля и нелинейной активной среды полупроводниковых усилителей и генераторов дают сильно изрезанное несимметричное [4] или симметричное [5] распределение. Модовый состав возмущенного резонатора в численных исследованиях филаментации не определялся, по-видимому, в связи с трудностью задачи.

В работе [6] была решена более простая задача, а именно исследованы потери и пространственные характеристики низших мод резонатора Фабри–Перо (РФП) для случая слабых гармонических пространственных возмущений (ГПВ) фазы излучения на одном из зеркал. Такой подход не может заменить решения отдельных задач для каждого типа возмущений резонатора: разъюстировок, непараллельности зеркал, слабых прогибов и т. п. Однако он позволяет оценить влияние возмущений любого масштаба на потери и пространственные характеристики низших мод РФП.

Исследование перестановок мод РФП по потерям под влиянием периодических возмущений фазы до настоящего времени не проводилось. Оно представляет интерес с точки зрения управления модовым составом лазера, важно для понимания процессов в газовых лазерах с турбулентностью или акустическими наводками в активной среде. Можно также предположить, что изменения в модовом составе широкоапертурных РФП под влиянием периодических возмущений фазы излучения на одном из зеркал качественно соответствуют изменениям модового состава упомянутых выше полупроводниковых усилителей и лазеров. В этом случае исследование перестановок мод РФП по потерям важно для обоснования некоторых предположений о развитии филаментации, кроме того, оно имеет теоретическое значение.

В настоящей работе исследуются перестановки мод РФП по потерям для частот ГПВ вблизи l_0^{-1} . Именно для этих частот перестановки происходят при минимальных амплитудах возмущения [6].

Н.Кумар, В.И.Леденев. Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Россия, 140700 Шатура, Московская обл., ул. Святозарская, 1

Поступила в редакцию 9 января 2003 г, после доработки – 14 апреля 2003 г.

2. Методика исследования

В расчетах использовался метод определения модовых характеристик ОР по набору распределений поля на невозмущенном зеркале, получаемых в результате последовательного обхода резонатора излучением [7]. Имеющиеся в литературе аналитические выражения для собственных функций (СФ) [1] применялись как для формирования распределения, с которого начинались итерации, так и для получения системы алгебраических уравнений, решения которой использовались при определении собственных значений (СЗ) и СФ возмущенного резонатора. Для контроля точности алгоритма определялась разность модулей СЗ, найденных численно и аналитически для невозмущенного резонатора. Во всех исследованных случаях максимальное изменение модуля СЗ под влиянием ГПВ больше чем на порядок превышало эту разность.

В расчетах для каждого возмущения $A \sin(2\pi x/l)$ с масштабом l определялся набор комплексных СЗ и СФ ($\gamma_j(\varepsilon)$, $U_j(x; \varepsilon)$, где $j = 0, 1, \dots, M-1$ – номер моды; M – число мод; x – поперечная координата; ε показывает, что СЗ или СФ являются возмущенными). Модули комплексных пространственных распределений $U_j(x; \varepsilon)$ всегда нормировались:

$$|U_{nj}(x; \varepsilon)| = \frac{|U_j(x; \varepsilon)|}{\max_x |U_j(x; \varepsilon)|}.$$

Поскольку ГПВ с большой амплитудой приводят к перестановкам мод по потерям, в работе использовалось переупорядочивание первых мод по формам модулей СФ $|U_{nj}(x)|$ ($j = 0, 1, 2, 3$). В качестве меры отклонения возмущенного распределения от невозмущенного использовалась величина

$$D_{ij} = \max_x \| |U_{ni}(x; \varepsilon)| - |U_{nj}(x; 0)| \|.$$

Предполагалось, что D_{ij} при $i \neq j$ больше, чем при $i = j$. В результате переупорядочивания на первом месте оказывалась мода, близкая по форме к фундаментальной моде ($j = 0$), на втором – близкая по форме к первой моде ($j = 1$) и т. д. Соответственно переставлялись и потери мод. При правильной работе алгоритма потери различных мод являлись непрерывной функцией периода возмущения. Неправильное переупорядочивание приводило к скачкам потерь мод. Такие скачки возникали при амплитудах возмущения, примерно в два раза больших, чем в работе [6]. Замена определенных аналитически СФ невозмущенного РФП на найденные численно СФ не позволила улучшить работу алгоритма: амплитуда возмущения, при которой начинались скачки потерь, осталась прежней.

3. Результаты расчетов

Рассмотрим влияние пространственных частот возмущения из области вблизи l_0^{-1} на модовые характеристики РФП. На рис.1 показаны зависимости потерь $L_j(\varepsilon) = 1 - |\gamma_j(\varepsilon)|^2$ первых мод от безразмерной частоты возмущения $w_u = l_0/l$ (l_0 и l – периоды возмущения фазы на зеркале). Величина l_0 определялась из равенства удвоенной длины резонатора длине Тальбота: $2L = kl_0^2/\pi$, где

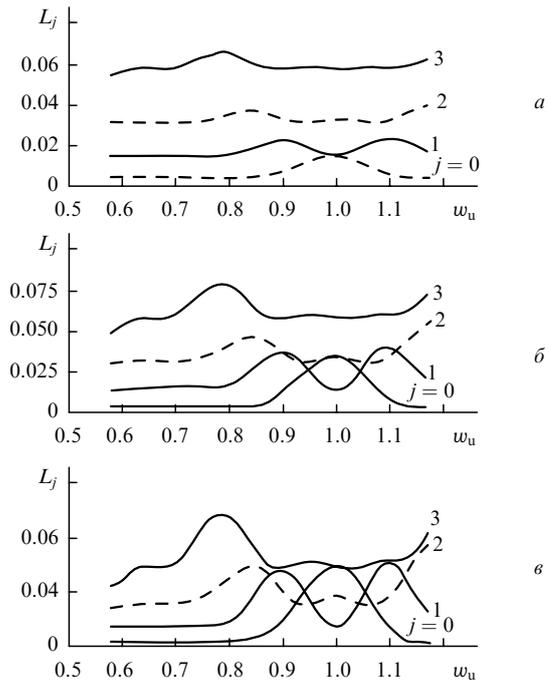


Рис.1. Зависимости потерь $L_j(\varepsilon)$ первых ($j = 0, 1, 2, 3$) мод РФП от безразмерной частоты w_u синусоидальных пространственных возмущений для амплитуды возмущения $A = 0.092$ (а), 0.146 (б) и 0.197 (в). Число Френеля $F = 16$.

k – волновое число. Радиус зеркал a выбирался так, чтобы число Френеля $F = (a/l_0)^2$ было равно 16, т. е. чтобы на радиусе a укладывались четыре периода возмущения l_0 . Из рис.1 видно, что увеличение амплитуды ГПВ для $w_u = 1$ приводит к существенному увеличению потерь фундаментальной моды, так что они становятся равными сначала потерям первой (рис.1,а), затем второй (рис.1,б) и третьей (рис.1,в) мод. При этом распределение по потерям мод 1–3 не нарушается. Такое положение имеет место и в некоторой области частот вблизи $w_u = 1$.

Можно утверждать, что с увеличением амплитуды возмущения из области частот вблизи $w_u = 1$ усиливается влияние эффекта Тальбота на потери фундаментальной моды. Однако за пределами этой области происходят перестановки по потерям первых мод. Так, при $w_u = 0.87 - 0.95$ и $w_u = 1.05 - 1.13$ вторая мода имеет потери меньше, чем первая (рис.1,в). Из сравнения рис.1,в и б видно, что появление области, в которой вторая и первая моды переставлены, связано с ростом потерь фундаментальной и первой мод в соответствующем диапазоне возмущений. Наименьшие же потери в исследованном диапазоне возмущений ($w_u = 0.6 - 1.15$) имеют фундаментальная ($w_u = 0.6 - 0.93$), вторая ($w_u = 0.93 - 0.95$), первая ($w_u = 0.95 - 1.05$), вторая ($w_u = 1.05 - 1.07$) и снова фундаментальная ($w_u = 1.07 - 1.15$) моды (рис.1,в). На рис.2 представлены распределения $|U_{nj}(x)|$ для мод с одинаковыми потерями при $w_u = 1$. Заметная несимметричность распределений относительно оси резонатора связана с использованием синусоидального возмущения. Видно, что выравнивание потерь фундаментальной моды с потерями мод более высоких порядков связано с большей глубиной модуляции пространственного распределения фундаментальной моды. Профили же первых мод ($j = 1, 2, 3$) при этом менее искажены.

Рассмотрим влияние амплитуды возмущения на пространственной частоте $w_u = 1$ на потери мод РФП. На

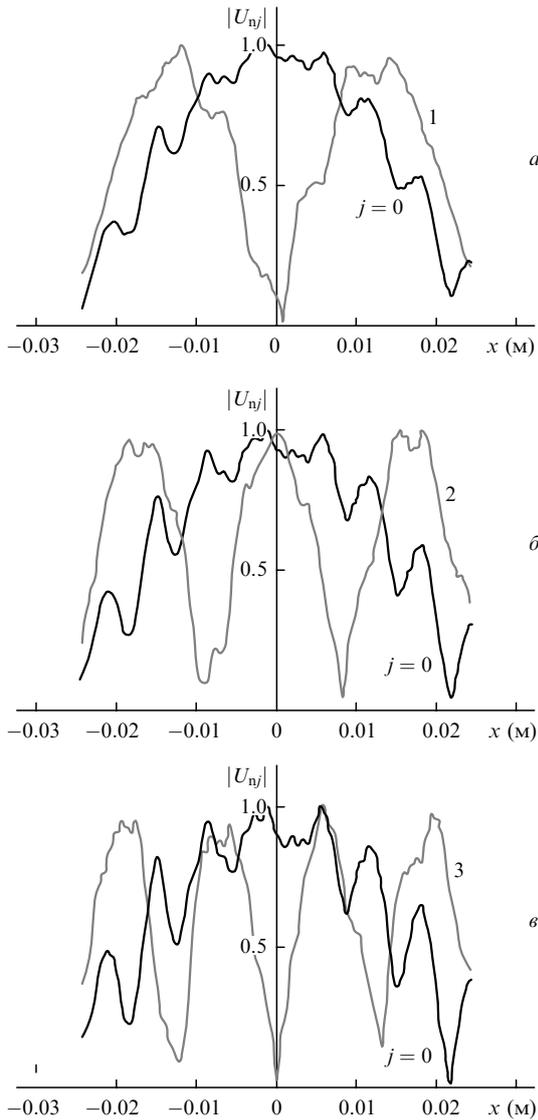


Рис.2. Распределения модуля СФ $|U_{nj}(x)|$ мод с одинаковыми потерями для возмущений с масштабом $l = l_0$ при $L_0(\varepsilon) = L_1(\varepsilon)$, $A = 0.092$ (а), $L_0(\varepsilon) = L_2(\varepsilon)$, $A = 0.146$ (б), $L_0(\varepsilon) = L_3(\varepsilon)$, $A = 0.197$ (е) и $\omega_u = 1$. Число Френеля $F = 16$.

рис.3 показаны зависимости потерь фундаментальной моды и трех мод более высокого порядка от амплитуды ГПВ для различных чисел Френеля F резонатора. Видно, что наиболее чувствительны к ГПВ потери фундаментальной моды. Потери трех мод более высокого порядка изменяются под действием ГПВ меньше. При этом наиболее заметны такие изменения при малых числах Френеля (рис.3,а). Увеличение F приводит к заметному ослаблению влияния ГПВ на потери первых мод (рис.3,а). Из рис.3 видно также, что при увеличении F точки вырождения (точки пересечения кривых $L_0(\varepsilon)$, $L_1(\varepsilon)$, $L_2(\varepsilon)$ и $L_3(\varepsilon)$) сближаются и смещаются в сторону меньших амплитуд возмущения. Это можно объяснить увеличением чувствительности фундаментальной моды к ГПВ и уменьшением интервалов между модулями СЗ.

На рис.4 показаны зависимости амплитуд возмущений, приводящих к выравниванию потерь фундаментальной и первой (кривая 1), фундаментальной и второй (кривая 2), фундаментальной и третьей (кривая 3) мод в зависимости от F^{-1} в случае $\omega_u = 1$. Видно, что зависи-

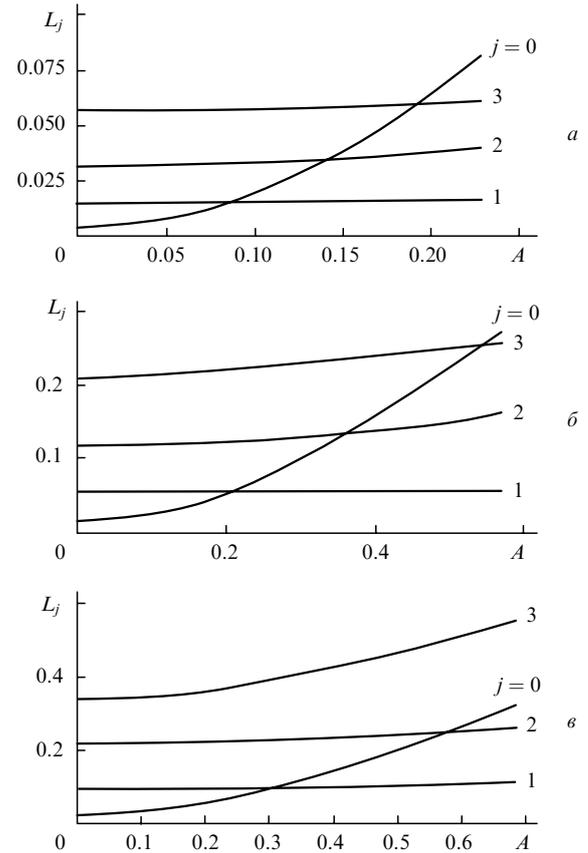


Рис.3. Зависимости потерь L_j первых мод ($j = 0, 1, 2, 3$) от амплитуды ГПВ для чисел Френеля $F = 16$ (а), 6 (б), 4 (в) и $\omega_u = 1$.

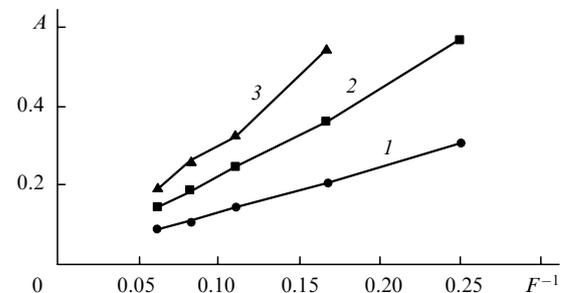


Рис.4. Зависимости амплитуд возмущений A для точек вырождения от F^{-1} при $L_0(\varepsilon) = L_1(\varepsilon)$ (1), $L_0(\varepsilon) = L_2(\varepsilon)$ (2), $L_0(\varepsilon) = L_3(\varepsilon)$ (3) и $\omega_u = 1$.

мости близки к линейным, причем с увеличением номера моды, с которой сравниваются потери фундаментальной моды, прямые не только смещаются вверх, но и увеличивается угол их наклона.

4. Заключение

Проведенные расчеты позволяют сделать следующие выводы. Подход к переупорядочиванию первых мод, предложенный в настоящей работе, позволил расширить диапазон амплитуд ГПВ, при которых возможно исследование модового состава РФП. Однако при максимальных для данного подхода амплитудах воздействия фундаментальная мода сохраняет свои основные черты, несмотря на изрезанность распределения (рис.2,в). Таким образом, этот подход не позволил до-

стичь бóльших значений амплитуды возмущения, и для исследования более сильных воздействий (турбулентности, акустических наводок) необходимо его развитие.

Использование в РФП корректора фазы с частотами вблизи I_0^{-1} позволяет сделать потери первой или второй моды (либо первой и второй мод одновременно, если период и амплитуда возмущения соответствуют точке вырождения) наименьшими среди всех мод резонатора. Однако при этом возникают искажения пространственных распределений мод. Остается открытым вопрос о перестановках мод и одновременной минимизации возмущений профилей (например, за счет воздействия на нескольких частотах).

Аналитические исследования филаментации в широкоапертурных полупроводниковых усилителях и лазерах в настоящее время проводятся методом возмущений [3, 8]. При этом размер области генерации в поперечном направлении считается неограниченным. В результате модовая структура резонатора исчезает, невозмущенным состоянием оказываются однородные в поперечном направлении распределения светового поля и концентрации носителей, которые и подвергаются малым периодическим возмущениям. Это означает, что филаментация рассматривается как искажение фундаментальной моды. Вместе с тем оценочные расчеты, приведенные выше, показывают, что возможны случаи, при которых

перестановки фундаментальной моды с модами более высокого порядка начинаются раньше, чем заметные деформации ее распределения. В результате перестановок мод и выравнивания потерь может сформироваться режим генерации нескольких мод высокого порядка. Такое предположение не противоречит литературным данным (см. [1], с. 165) и проведенным расчетам [4], поскольку полученные в них довольно несимметричные распределения легко объяснить наличием суперпозиции полей нескольких мод. Дальнейшие исследования многомодовой генерации с помощью селективного метода установления конфигурации поля [7] могут разъяснить природу филаментации.

1. Ананьев Ю.А. *Оптические резонаторы и лазерные пучки* (М.: Наука, 1990).
2. Волков В.И. *Квантовая электроника*, **19**, 87 (1992).
3. Lang R.J., Mehuys D., Welch D.F., Goldberg L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 685 (1994).
4. Marcianti J.R., Agrawal G.P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **32**, 590 (1996).
5. Dai Z., Michalzik R., Unger P., Ebeling K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **33**, 2240 (1997).
6. Елкин Н.Н., Леденев В.И. *Квантовая электроника*, **52**, 645 (2002).
7. Елкин Н.Н., Напартович А.П. *Прикладная оптика лазеров* (М., ЦНИИатоминформ, 1989).
8. Marcianti J.R., Agrawal G.P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **33**, 1174 (1997).