

Режимы генерации лазера с кольцевой апертурой

А.П.Зайкин

Теоретически исследованы основные свойства полей, излучаемых лазером с кольцевой апертурой при плоскопараллельной и устойчивой конфигурации резонатора. Показано, что в системе с устойчивым резонатором возникают также многоходовые моды, что приводит к возникновению комбинированных световых пучков со спиральным волновым фронтом и автоволновым профилем.

Ключевые слова: лазер с кольцевой апертурой, насыщающийся поглотитель, автоволна, многоходовая мода.

1. Введение

Динамика оптических полей в широкоапертурных лазерах обычно весьма сложна и в большинстве случаев является хаотичной. Однако при наличии внутри резонатора насыщающегося поглотителя возможна периодическая генерация [1] или же генерация лазерных автосолитонов [2]. При некоторых условиях профиль лазерного оптического поля имеет вид бегущей синусоиды, которую естественно называть автоволной.

Основные зависимости для случая плоских автоволн получены в [3], где было использовано линейное приближение вблизи условий бифуркации стационарного решения. В работе [4] показано, что автоволновые структуры могут возникать в реально существующих лазерах. В [5] выполнены расчеты автоволновой генерации в лазере с кольцевой апертурой. Показано, что профиль оптического поля в лазере с резонатором Фабри–Перо со временем приобретает стационарный гармонический вид и вращается по кольцевой апертуре лазера. Это приводит к генерации спиральных световых пучков, наклоненных к оси резонатора. В настоящей работе продолжено исследование вращающихся лазерных пучков и определены их основные особенности.

Похожее излучение наблюдается в лазерах с устойчивыми резонаторами, когда генерируется так называемая многоходовая мода (М-мода). В этом случае световое поле на зеркале состоит из пятен, образующих окружность или эллипс. Возникает вопрос: можно ли объединить свойства автоволновых и многоходовых световых полей с целью получения новых возможностей для управления лазерным излучением? В связи с этим в настоящей работе исследована также система, в которой возникает автоволновая лазерная генерация при наличии устойчивого резонатора.

2. Автоволновая генерация в резонаторе Фабри–Перо

В настоящей работе использованы уравнения, описывающие динамику лазерного оптического поля, особенности расчетной модели а также метод расчетов, приведенные в работах [5, 6]. При этом оказалось, что такой параметр системы, как время релаксации поглощающей среды практически не влияет на качественные особенности системы. Следовательно, можно считать, что нелинейная среда безынерционна, а ее населенность $N_f = N_{fe} \times (1 - \delta)^{-1}$. В этом приближении система уравнений в безразмерных переменных приобретает вид

$$\frac{\partial E}{\partial t} - i \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{\nu}{2} E \left(N - \frac{N_{fe}}{1 + I\delta} - 1 \right), \quad (1)$$

$$\frac{dN}{dt} = N_e - N(1 + I). \quad (2)$$

Здесь E – амплитуда светового поля; $I = |E|^2$; N , N_f – населенности в активной среде (АС) и поглощающей среде (ПС), а N_e , N_{fe} – их ненасыщенные значения; ν – отношение времени релаксации АС к времени жизни фотона в резонаторе; δ – отношение интенсивностей насыщения для АС и ПС.

Уравнения (1), (2) применимы в случае малого изменения оптического поля за один обход резонатора. Это означает, что все факторы, формирующие лазерное излучение (усиление, поглощение и дифракция), мало изменяют профиль светового поля за один обход резонатора.

В работах [3–6] выполнен анализ этих уравнений в одномерном случае, т. е. для плоских автоволн, а также приведены некоторые результаты для случая с кольцевой апертурой лазера. В настоящей работе продолжено исследование последнего варианта. Полагалось, что одно из зеркал резонатора с коэффициентом отражения $r = 1$ имеет бесконечные размеры. Второе зеркало частично прозрачно и имеет вид кольца с внешним (ρ_{out}) и внутренним (ρ_{in}) радиусами. Края этого зеркала считаются сглаженными, так что коэффициент отражения r уменьшается в зависимости от расстояния до края зеркала $\Delta\rho$ как $r \sim \exp[-(\Delta\rho/d)^2]$, где $d = 0.03a$. Здесь $2a$ – попереч-

ный размер расчетной области, и для удобства через него будут выражаться другие поперечные размеры. Длина резонатора полагается равной $L/2$, а число Френеля $N_F = a^2/\lambda L = 40$. Поперечные сечения активной и поглощающей сред имеют вид кольца.

Как показано ранее [5], в некотором диапазоне параметров лазера устанавливается поле, профиль которого бежит вдоль кольцеобразного зеркала, т. е. световое поле вращается относительно оси резонатора. Вид этого поля можно достаточно подробно представить, анализируя его сечение по центральной линии кольцевого зеркала, т. е. по кольцу радиусом $\rho_c = (\rho_{in} + \rho_{out})/2$. На рис.1,*a* приведены такие сечения, рассчитанные в моменты времени, кратные периоду обхода резонатора. Видно, как поле приобретает стационарный периодический вид. На рис.2 показано поле этого вида – профили интенсивности и фазы на последнем этапе расчета.

В пределах каждого периода автоволны фаза оптического поля линейно растет на некоторую величину, меньшую 2π , а между периодами, в минимуме интенсивности света, практически скачком падает до минимальной величины. Судя по рис.2,*a*, эти качественные выводы верны и в том случае, если гармоническая форма автоволны

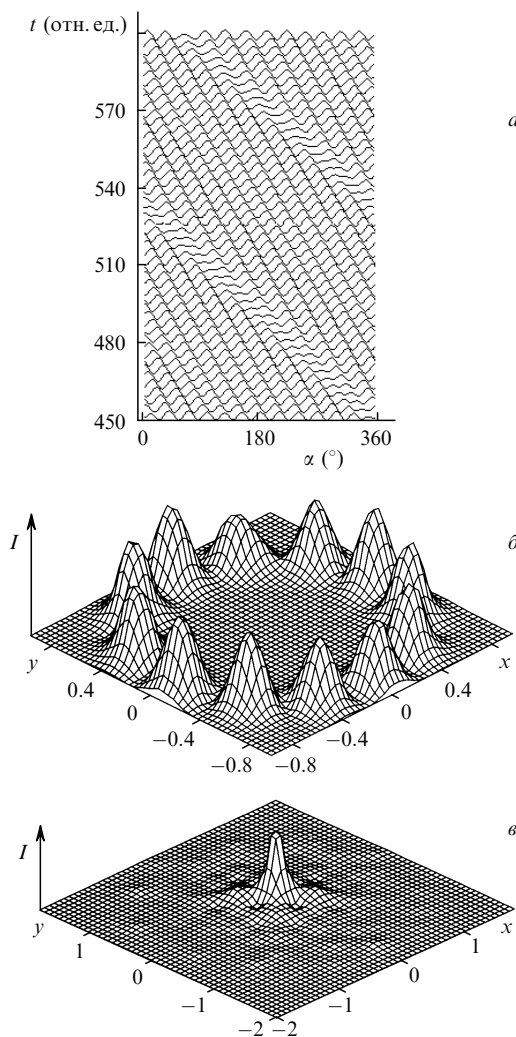


Рис.1. Профиль оптического поля на центральной окружности кольцеобразного зеркала в различные моменты времени (*a*) и распределение поля в ближней (*b*) и дальней (*c*) зонах на конечном этапе расчета при $N_c = 20$, $N_{fc} = 14$, $\delta = 3$, $\nu = 4$, $\rho_{out} = 0.94a$, $\rho_{in} = 0.66a$ (в отн. ед.).

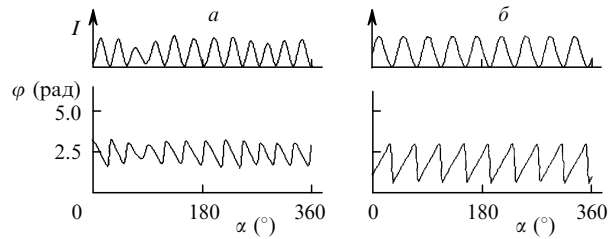


Рис.2. Профиль интенсивности и фазы оптического поля, соответствующего рис.1,*b* (*a*), а также в случае, когда начальное приближение имеет симметрию девятиугольника (*b*), при $N_c = 20$, $N_{fc} = 14$, $\delta = 3$, $\nu = 4$.

несколько нарушена, т. е. имеется топологическая устойчивость свойств светового поля. Наклон фазового профиля сказывается на расходимости излучения, но дифракционные эффекты здесь значительнее. На рис.1,*b, c* приведена картина поля в ближней и дальней зонах в конце расчета; видно, что картина расходимости схожа с картиной от равномерно засвеченного кольцевого отверстия [7].

Автоволновая картина, полученная в результате расчета, может зависеть от начального приближения. Если профиль начального поля задавать близким к однородному распределению с небольшой случайной вариацией, то практически всегда результат соответствует рис.1. Однако если начальное поле симметрично повороту на угол $2\pi/n$ вокруг оси резонатора, то обычно устанавливается профиль светового поля с такой же симметрией. Для условий рис.1 в зависимости от вида начального приближения может устанавливаться поле с числом периодов от 8 до 20. Одна из таких реализаций показана на рис.2,*b*. Следовательно, рассматриваемая система обладает мультистабильностью.

Ясно, что автоволны могут бежать в обоих направлениях по кольцевой апертуре. Расчеты показали, что для обсуждаемых условий одна из встречных волн подавляется, и в этом отношении система бистабильна. Если же создать асимметрию резонатора относительно встречных направлений, то одно из них станет более предпочтительным и можно будет получить световое поле, бегущее в нужном направлении.

Указанные автоволновые свойства оптического поля в основном сохраняются, если форма кольцевого зеркала несколько отличается от круговой. Сохраняются они также при нарушении аксиальной симметрии резонатора, возникающей при небольших амплитудных или фазовых возмущениях (в пределах нескольких процентов).

На рис.2 распределение фазы таково, что при полном обходе кольцевого зеркала ее перепад равен нулю. Однако при некоторых начальных распределениях поля могут возникать световые структуры с перепадом фазы при обходе кольцевой апертуры, кратном 2π . Такие перепады могут повлиять на расходимость излучения только в том случае, если они сравнимы с градиентами фазы порядка изображенных на рис.2.

3. Динамика автоволновых полей в устойчивом резонаторе

Известно, что в устойчивом резонаторе оптическое поле может генерироваться в виде набора наклонных пучков, называемых М-модами [8]. Такие пучки воспроизводят себя только после некоторого числа обходов –

N_M , поэтому можно говорить о том, что световое поле в данном случае совершает вращательное движение внутри резонатора. В этом заключается сходство некоторых свойств М-мод и автоволнового режима генерации.

Физическая природа этих двух способов генерации различна, поэтому есть существенные различия и в волновой картине. Обычно М-моды образуют стационарную во времени картину. При наличии аксиальной симметрии суммарное поле набора М-мод также симметрично. Чтобы выделить из полного набора многоходовых мод единственную моду, обычно используют зеркала с отверстиями и дополнительными отражателями. Ясно, что в этом случае световое поле М-мод несколько неоднородно по профилю, но стационарно во времени. Автоволновое же поле, хотя и является нестационарным во времени и в пространстве, может все-таки считаться стационарной структурой, равномерно движущейся в пространстве. Если возникают условия одновременного существования обоих режимов генерации, то можно ожидать проявления новых особенностей в излучении лазера.

В исследуемых нами случаях видно, что вращение автоволны вокруг оси на угол 2π происходит примерно за $N_A \approx 150$ двойных проходов света вдоль оси резонатора. М-мода с $N_M \approx 150$ возникает при условии

$$\frac{1}{N_M} = \frac{\arccos g_1^{1/2}}{\pi}, \quad g_1 = 1 - \frac{L}{2R_M},$$

которое выполняется, если радиус кривизны кольцевого вогнутого зеркала $R_M \approx 1000L$.

Условие $N_M > N_A$ (т.е. $R_M > 1000L$) означает, что скорость вращения автоволны больше скорости поперечного смещения пучков М-моды. Согласно расчетам, при этом сохраняется автоволновой профиль лазерного поля, сходный с представленными на рис.1 и 2 (количественные и качественные различия незначительны).

При $N_M \approx N_A$, т.е. когда скорости вращения автоволны и М-моды равны, распределение поля все еще представляет собой автоволну (рис.3). Оптическое поле, показанное на рис.3, отличается от предыдущих полей (см. рис.1, 2) лишь фазой: на каждом периоде автоволны ее перепад теперь заметно возрастает, а в пределах периода она по-прежнему изменяется практически линейно. Большой градиент фазы означает увеличение скорости вращения автоволны, которая теперь примерно равна скорости вращения М-моды. Можно утверждать, что здесь автоволновые свойства системы формируют профиль светового поля, а конфигурация резонатора определяет скорость вращения поля. В дальней же зоне световое поле по-прежнему сосредоточено главным образом в центральном пятне и небольших боковых пятнах.

При $N_M < N_A$ из расчетов следует существование вращающегося поля с волнообразным профилем. На рис.4 приведен один из таких вариантов оптического поля, скорость вращения которого практически полностью определяется N_M . Видно также (ср. с рис. 1), что профиль поля в этом случае не строго гармоничен, а пространственный период автоволны стал намного больше. Существенно то, что в дальней зоне световое поле уже не образует единого максимума, а заполняет (причем не равномерно) некоторую кольцевую область.

Если еще более увеличивать кривизну зеркала устойчивого резонатора, то уменьшается N_M и растет скорость

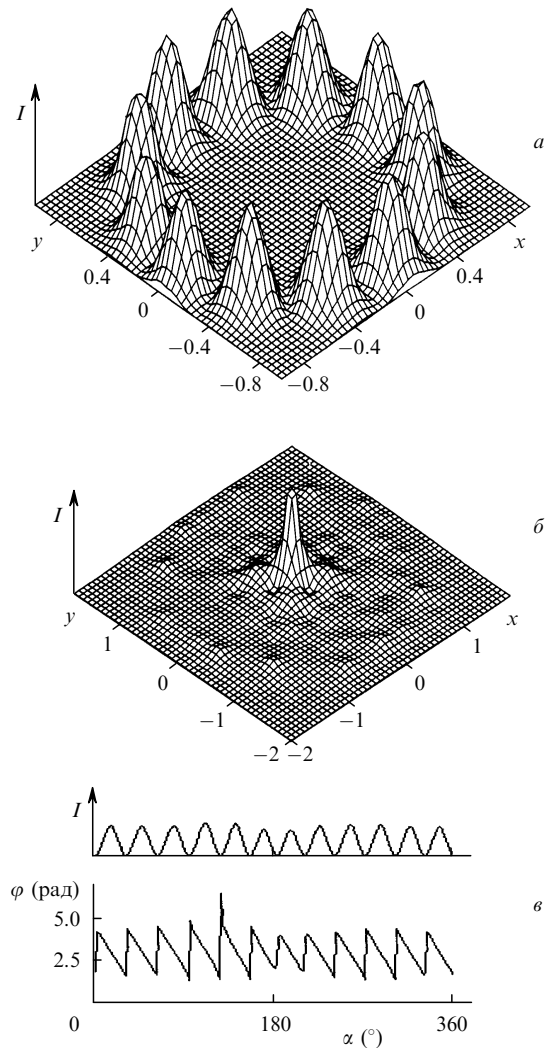


Рис.3. Установившееся оптическое поле в ближней (а) и дальней (б) зонах устойчивого резонатора при радиусе кривизны кольцевого вогнутого зеркала $R_M = 1000L$, а также профили интенсивности и фазы оптического поля, соответствующие рис.3.а (в), при $N_c = 20$, $N_{fe} = 14$, $\delta = 3$, $\nu = 4$.

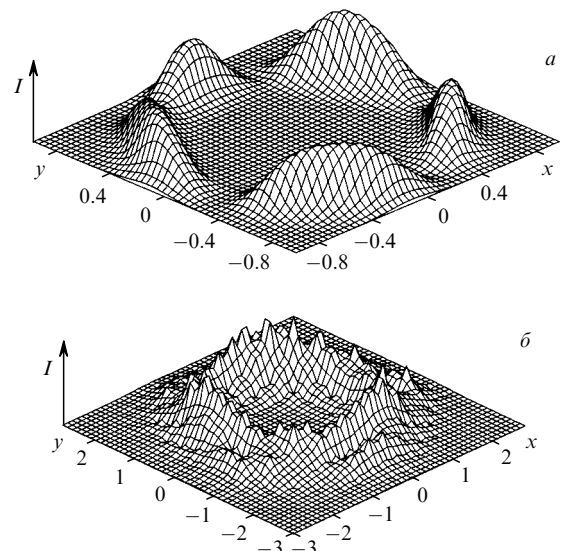


Рис.4. Поле в ближней (а) и дальней (б) зонах при $R_M = 300L$, $N_c = 20$, $N_{fe} = 14$, $\delta = 3$, $\nu = 4$.

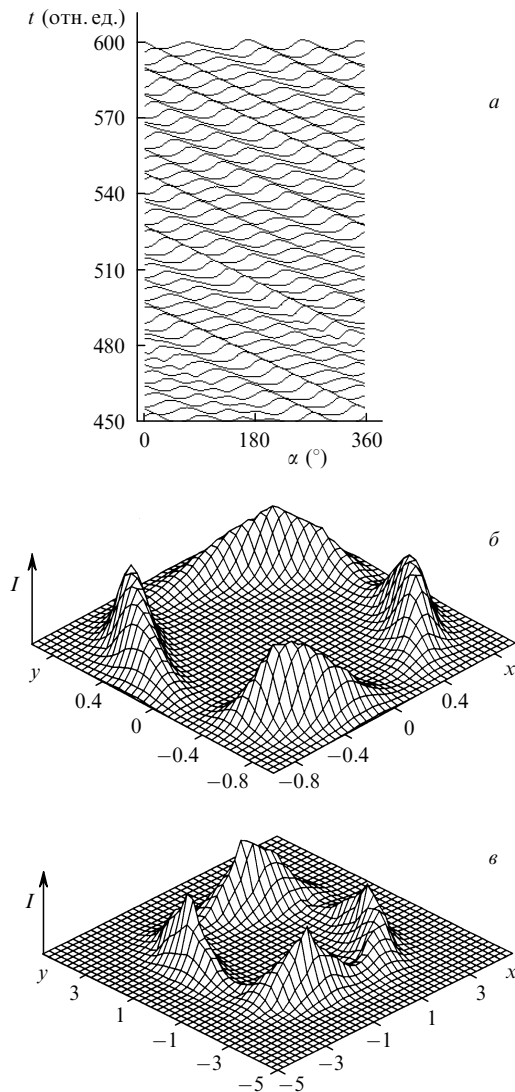


Рис.5. Кольцевой профиль оптического поля в различные моменты времени при $R_M = 100L$, $N_e = 20$, $N_{fc} = 14$, $\delta = 3$, $\nu = 4$ (a), а также распределение поля в ближней (б) и дальней (в) зонах на конечном этапе расчетов.

вращения светового поля. Гармоническая зависимость профиля поля при этом все более нарушается, пространственный период заметно возрастает, так что число световых пятен на зеркале убывает до нескольких единиц. Существенные качественные изменения происходят с полем в дальней зоне. Из рис.5 видно, что поле в дальней зоне состоит теперь из отдельных пятен.

Таким образом, изменяя форму резонатора, можно значительно увеличить скорость вращения автоволновых структур в профиле оптического поля, а также влиять на их форму. Заметим, что наиболее значительные качественные изменения претерпевает поле в дальней зоне.

4. Смена импульсного режима автоволновым в случае устойчивого резонатора

Как известно, в лазере с насыщающимся поглотителем при соблюдении ряда условий возможна генерация излучения в виде периодических импульсов [1]. Если отношение ν выбрать большим некоторого критического значения, то автоволновая генерация сменится импульсной [6]. Этот вывод был получен как расчетным путем,

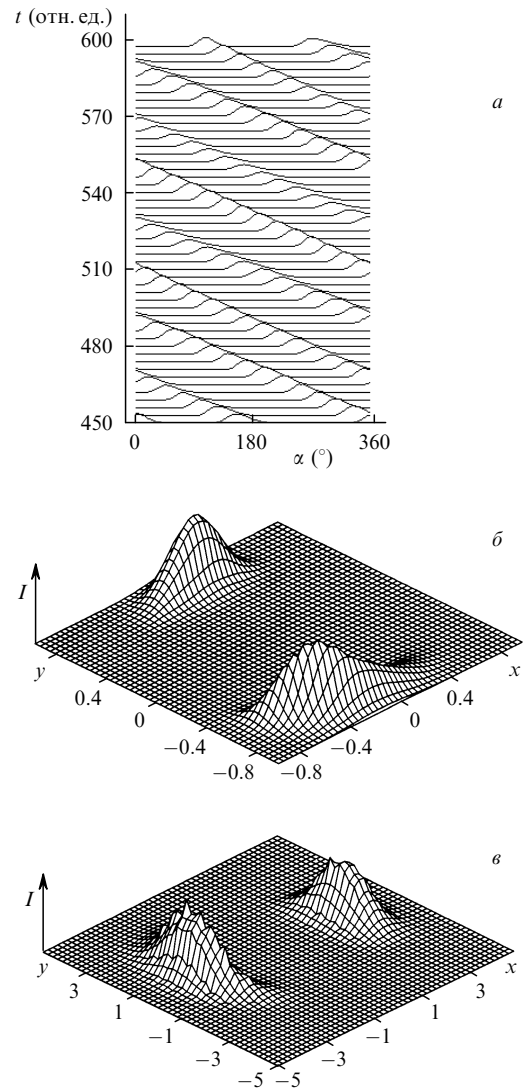


Рис.6. Кольцевой профиль оптического поля в различные моменты времени при $N_e = 10$, $N_{fc} = 7$; $\delta = 3$, $\nu = 20$, $R_M = 100L$ (a) и распределение поля в ближней (б) и дальней (в) зонах на конечном этапе расчетов.

так и при анализе уравнений в линейном приближении вблизи точки бифуркации стационарного однородного решения для одномерной модели лазера с резонатором Фабри–Перо. Расчеты же двумерного профиля оптического поля в устойчивом резонаторе дают новый результат.

На рис.6 показана типичная форма оптического поля при $\nu = 20$. Согласно результатам решения дисперсионного уравнения [5], в резонаторе Фабри–Перо следует ожидать импульсной генерации лазера. Однако излучение имеет вид двух отдельных ярких пятен, вращающихся по апертуре лазера. В итоге любой участок лазера в поперечном сечении осуществляет по сути импульсную во времени генерацию, а лазер в целом излучает непрерывно бегущие по кругу отдельные пучки. Отсюда следует, что при такой геометрии резонатора (большой поперечный размер и устойчивая конфигурация) импульсный режим генерации хотя и сохраняется, но дискретные во времени световые импульсы, бегущие вдоль продольной оси резонатора, трансформируются в дискретные световые пятна, бегущие в поперечном к ней направлении.

Число таких пятен может быть достаточно большим, если увеличить апертуру так, чтобы N_F превышало 40. Основные свойства светового поля в этом случае практически те же, что и у М-моды, соответствующей данной конфигурации резонатора.

Полученные локальные световые пятна внешне сходны с такими объектами, как лазерные автосолитоны в лазерах с насыщающимся поглотителем [2], но различны по природе образования и свойствам.

5. Заключение

Таким образом, из анализа полученных результатов следует, что в лазерах с кольцевой апертурой при соответствующем выборе параметров может генерироваться поле со стационарным вращающимся волновым профилем, близким к синусоидальному. Такая форма поля структурно устойчива по отношению к малым возмущениям параметров системы. В зависимости от начальных условий пространственный период этой автоволновой структуры может быть различным, что свидетельствует о мультистабильности системы. Влияние автоволновой природы на профиль светового излучения не превосходит влияния дифракционных эффектов, поэтому свойства поля в дальней зоне определяются в основном дифракционными явлениями.

Качественно новые свойства оптического поля можно получить, используя устойчивый резонатор. Скорость движения автоволн возрастает и становится равной скорости поперечного смещения многоходовой моды, которая определяется конфигурацией резонатора. Частота же автоволн, как можно судить по результатам настоящей работы, остается прежней, поэтому пространственный период автоволн растет пропорционально их скорости. В итоге наибольшее изменение претерпевает оптическое

поле в дальней зоне, вид которого меняется от одного пятна до кольца и далее до кольцевой пятнистой структуры. Существенно то, что эти превращения – результат всего лишь увеличения кривизны зеркала резонатора, а ее можно менять, используя адаптивное зеркало.

Комбинирование автоволновых свойств и свойств устойчивого резонатора позволяет получить еще одну качественно иную картину – световое поле, состоящее из отдельных световых пятен, бегущих по кольцевой апертуре как в ближней, так и в дальней зоне. Однако для этого одного влияния резонатора недостаточно, надо изменять и параметры активной среды, так, чтобы они соответствовали режиму пассивной модуляции добротности.

Можно надеяться, что описываемые режимы могут быть использованы для управления пространственными характеристиками лазерного излучения и найдут применение в оптической обработке информации и при лазерной обработке материалов. Известно, что световые пучки со структурными особенностями используются также для управления движением микрочастиц [9].

1. Ханин Я.И. *Основы динамики лазеров* (М., Наука, 1999).
2. Розанов Н.Н. *Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах* (М., Наука, 1997).
3. Заикин А.П., Молевич Н.Е. *Квантовая электроника*, **24**, 906 (1997).
4. Заикин А.П. *Квантовая электроника*, **25**, 867 (1998).
5. Заикин А.П. *Квантовая электроника*, **30**, 959 (2000).
6. Заикин А.П., Молевич Н.Е. *Квантовая электроника*, **29**, 114 (1999).
7. Ананьев Ю.А. *Оптические резонаторы и лазерные пучки* (М., Наука, 1990).
8. Короленко П.В., Федотов Н.Н., Шарков В.Ф. *Квантовая электроника*, **22**, 562 (1995).
9. Friese M.E.J., Enger J., Rubinsztein-Dunlop H., Heckenberg N.R. *Phys.Rev.A*, **54**, 1593 (1996).