

ДИНАМИКА ПОПЕРЕЧНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛЯ В ЛАЗЕРАХ

Л.А. Мельников, А.И. Конюхов, М.В. Рябина

Представлен краткий обзор работ по изучению поперечной и поперечно поляризованной структуры поля излучения в лазерах. Представлены теоретические и расчетные модели, используемые для исследования динамики поперечной поляризованной структуры в лазерах с резонаторами с вращением изображения и учитывающие структуру магнитных подуровней рабочего перехода. Для лазера класса А с поляризационно-изотропным резонатором и неограниченным числом поперечных мод методами численного моделирования проведено исследование динамики поля, режимов генерации, влияния спонтанной эмиссии на генерируемые структуры.

Введение

Нелинейные динамические явления в лазерах являются объектом интенсивных теоретических и экспериментальных исследований в течение примерно 15 лет [1-4]. За последнее время основное внимание исследователей сместилось с чисто временных явлений к пространственным и пространственно-временным. В широком смысле под пространственными эффектами понимаются проявления неоднородностей светового поля в резонаторе, определяющиеся модовой структурой и нелинейными эффектами вследствие наличия активной среды. При этом существенны продольные и поперечные неоднородности поля и активной среды. Продольные неоднородности имеют два существенно различных масштаба. Один из них связан с длиной волны (такие неоднородности определяют взаимодействие продольных мод), другой определяется релеевской длиной резонатора (расположением зеркал и их кривизной).

В более узком смысле под пространственными эффектами подразумеваются явления, происходящие в плоскости поперечной к направлению распространения лазерного пучка (поперечные нелинейно-оптические явления [4]). В данной работе будем использовать последнее определение пространственных эффектов.

Интерес к исследованию пространственных эффектов связан с тем, что формирование пространственных структур в оптике происходит во многом аналогично формированию структур в гидродинамике, нелинейных химических реакциях, биологии, причем соответствующие уравнения (типа Гинзбурга - Ландау, Курамото - Сивашинского, Ньюэла - Уайтхеда, нелинейного уравнения Шредингера) могут быть получены из уравнений лазерной динамики при тех или иных упрощающих предположениях [4-15].

В настоящей статье (раздел 1) представлен краткий обзор работ по исследованию динамики поперечных структур с фиксированной поляризацией в каждой точке поперечного профиля и динамики поперечных поляризованных структур. Последний вопрос в настоящее время является «горячей точкой» в нелинейной динамике лазеров. В подборе литературы мы ограничивались в основном работами, в которых исследуются режимы работы лазеров с большим числом генерируемых поперечных мод. Это определялось как личными вкусами и научными интересами авторов, так и невозможностью в ограниченных рамках представить все богатство различных динамических режимов, наблюдающихся в оптических системах, несмотря на наметившуюся унификацию динамических явлений в различных оптических системах. Соответственно, представленный в работе список литературы не претендует на исчерпывающую полноту. Кроме того, вне рамок обзора остались работы, выполненные в основном в 60-80-х годах и посвященные исследованию динамики волн различной поляризации (устойчивости и условий стационарной генерации) в приближении плоских волн, в которых теоретические расчеты выполнялись либо в приближении теории третьего порядка по полю, либо использовались стационарные решения уравнений для компонент матрицы плотности активной среды [16-21]. Эти работы стимулировались разработкой различных схем кольцевых лазерных гироскопов, использующих различные поляризации встречных или попутных волн.

В большинстве работ по поляризационной динамике лазеров характеристики выходного пучка исследуются в одной точке поперечной плоскости, например, в центре пучка. На периферии выходного пучка поляризация света будет такой же, как и в центре, если в лазере генерируется одна поперечная мода. При увеличении количества генерируемых поперечных мод в лазере формируются более сложные поляризационные структуры.

В данной работе представлена математическая модель лазера без ограничения на количество поперечных мод. Их число определяется только возможностями компьютера. Рассмотрены лазерные резонаторы с вращением изображения. На основе численного моделирования, с учетом спонтанной эмиссии, исследованы стационарные и динамические режимы генерации однонаправленного кольцевого лазера с аксиальным магнитным полем, наложенным на активную среду.

1. Поперечные и поперечно - поляризационные структуры в лазерах (обзор)

Поперечный профиль поля в лазерном резонаторе определяется числом и амплитудами участвующих в процессе генерации поперечных мод. Параметром, определяющим число мод, является число Френеля резонатора [22] $N = a^2 / (d\lambda)$ (a - радиус апертуры лазера, d - периметр резонатора, λ - длина волны излучения). Появление новых лазерных систем таких, как полупроводниковые лазеры с вертикальным резонатором (VCSEL), излучение в которых происходит с достаточно большой по площади поверхности, а также лазеров с большим усилением, позволило перейти к режимам работы с большими числами Френеля, что также стимулировало интерес к исследованиям поперечной динамики. При проведении численных экспериментов для моделирования поперечной динамики в лазерах необходимо применять довольно сложные методы, требующие большого объема вычислений. Появление компьютерных систем с достаточными вычислительными мощностями также во многом стимулировало постановку новых задач в поперечной нелинейной оптике.

Режимы работы лазерных систем, в которых существенным является поперечная структура поля излучения, можно разделить на два класса.

Первый класс характеризуется режимом генерации малого числа поперечных мод (в наиболее простом случае присутствует только основная мода), который обеспечивается, например, диафрагмированием резонатора. В

присутствии активной среды вследствие нелинейности возможно возбуждение остальных мод, которое проявляется как линейная и нелинейная деформация поля излучения, при которой геометрические параметры поля изменяются. Это изменение оказывается, как правило, малым, однако может быть зарегистрировано по сдвигам частоты излучения квантовых стандартов частоты [23-27], дифракционному расщеплению частот в кольцевых лазерах [28], асимметрии светового пучка вследствие самовоздействия в активной среде [29,30], изменению характеристик устойчивости резонатора в присутствии активной среды [27]. В настоящее время имеет большое практическое значение использование слабой поперечной деформации поля светового импульса в среде с керровской нелинейностью для генерации импульсов фемтосекундной длительности при самостартующей синхронизации продольных мод в твердотельных лазерах [31-36].

Второй класс составляют режимы с существенно большим числом мод. При этом в поперечной плоскости светового пучка могут возникать стационарные или динамические более или менее сложные структуры, характеризующиеся наличием особых точек (дефектов) [5,8]. При очень большом числе мод возможно возникновение оптической турбулентности [37]. С точки зрения теории, такие режимы наиболее интересны, так как они, во-первых, наиболее близки к режимам в других физических распределенных системах, во-вторых, представляют собой «вызов» теоретикам, так как их анализ требует разработки новых численных методов, а зачастую и новых понятий, и в некотором смысле эти системы являются «полигоном» для отработки инструмента и упражнений теоретиков. В практической области, как отмечено в [4], интерес к существенно многомодовым системам определяется перспективами их использования в параллельной оптической обработке информации [38-43], возможностью наблюдения квантовых эффектов в поперечных структурах при комнатных температурах, перспективами бесшумовой передачи изображений [44-48] и квантовой криптографии [49].

Большинство работ по исследованию поперечной динамики в теории и эксперименте используют скалярную модель, в которой поляризация волны предполагается заданной и неизменной (как правило, линейной). Однако в последнее время появились работы, в которых исследуются поперечные эффекты в лазерах с более сложной поляризационной структурой, когда поляризация волны изменяется в зависимости от координаты в поперечной плоскости [50-56].

Учет поляризации световой волны в особенности необходим для лазеров с поляризационно-изотропными резонаторами в противоположность поляризационно-селективным резонаторам газовых лазеров с окнами Брюстера в активном элементе. Это относится к волоконным [54] и полупроводниковым лазерам с вертикальным резонатором (VCSEL лазеры) [53].

Излучение VCSEL-лазера, как правило, линейно поляризовано и ориентировано вдоль оси кристалла. Двухлучепреломление в кристалле приводит к разности частот полей, линейно поляризованных в ортогональных плоскостях. При изменении тока инжекции наблюдается переключение с одного линейно поляризованного типа колебаний на другой. Близко к порогу генерации изменение поляризационного состояния происходит без изменения формы профиля интенсивности выходного излучения в поперечной плоскости. При большей силе тока инжекции, переход от одной поляризации к другой происходит с изменением типа поперечных структур, либо с увеличением порядкового номера генерируемой моды.

Условия стабильности поляризационных состояний излучения VCSEL-лазера анализируются в работе [53]. Некоторые качественные результаты получены в предположении, что лазер генерирует основную моду. Исследуется также изменение поляризации излучения вследствие конкуренции двух различных мод более высокого порядка, TEM_{10} и TEM_{01} .

Другой тип лазеров, в котором интенсивно исследуется динамика векторного электрического поля, представляют собой газовые лазеры со слабой анизотропией

резонатора. Здесь в основном исследуются динамические режимы с одной или несколькими поперечными модами.

В работе [51] представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований одномодового газового He-Ne лазера с модуляцией усиления и слабо анизотропным резонатором. В эксперименте окна газоразрядной трубки были наклонены под углом 5° к оси капилляра, что обеспечивало небольшую анизотропию потерь.

Исследование такого лазера показало наличие двух типов поведения интенсивностей лазерного излучения, поляризованного в ортогональных плоскостях: хаотическое переключение лазера с одной поляризации на другую и хаотические осцилляции. В обоих случаях полная мощность осциллирует регулярно.

При небольшой величине амплитуды низкочастотной модуляции усиления интенсивности волн, поляризованных в ортогональных плоскостях, изменяются по гармоническому закону. Нарастание амплитуды (частоты) модуляции приводит к качественному изменению поляризационной динамики: появляются хаотические переключения с одного состояния на другое. Вторым эффектом (хаотические осцилляции интенсивностей в ортогональных плоскостях) наблюдается при тех же самых условиях при наличии поперечного магнитного поля, наложенного на активную среду, и при отстройке частоты генерации от центра линии перехода. В теоретической модели в первом случае спонтанный шум учитывался только в начальных условиях, а во втором случае - в течении всего периода модуляции, что приводит к хаотическому блужданию траектории в фазовом пространстве.

Такие явления, как скачкообразное изменение интенсивностей ортогонально поляризованных волн, поляризационный гистерезис, спонтанные пульсации двух ортогональных волн и автостабилизация одной из них также наблюдались в кольцевом He-Ne лазере [56]. В экспериментах использовался трехзеркальный кольцевой лазер со слабой анизотропией резонатора. В контуре усиления содержится одна продольная мода. Также как и в вышеописанной работе [51], здесь исследовалось поведение интенсивностей двух волн, поляризованных в ортогональных плоскостях. И хотя резонатор лазера не линейный, а кольцевой, наблюдаемые динамические режимы очень похожи на поляризационную динамику лазера с линейным резонатором.

В работе [55] представлены результаты численных расчетов для другого типа газового лазера с линейным резонатором и рабочим переходом $j_2=1 \rightarrow j_1=2$ ($j_{1,2}$ - полный момент атома, соответствующий уровням 1 и 2). Основное отличие этой работы от вышеописанных состоит в том, что авторы исследуют световую волну с эллиптической поляризацией. На основе теории возмущений были получены уравнения для интенсивности световой волны, эксцентриситета и ориентации эллипса поляризации.

В численном моделировании было получено, что изменение анизотропии резонатора и отстройки частоты генерации от центра линии перехода переводит лазер в одно из трех состояний: 1) стационарного линейно поляризованного излучения; 2) режим осцилляций, когда ориентация и эксцентриситет эллипса поляризации периодически изменяются по знаку и величине, при этом интенсивность также осциллирует; 3) поляризационной бистабильности, когда возможно стационарное существование одного из двух состояний с различной ориентацией эллипса поляризации. Развитие генерации из шума в одно из двух стабильных состояний определяется процессами спонтанной эмиссии и не может быть предсказано для каждого конкретного случая.

Динамика выходного излучения газовых лазеров может сильно изменяться в присутствии магнитного поля, либо при сильной анизотропии резонатора. Теоретический анализ динамики лазера с однородно уширенным переходом

$j=0 \rightarrow j=1$ выполнен в статье [52]. В этой работе изучался лазер с когерентной оптической накачкой линейно поляризованным лазерным полем. Когерентная оптическая накачка имеет две важные особенности: во-первых, присутствие линейно поляризованного пучка накачки разрушает пространственную изотропию по отношению к вращению вокруг оси резонатора, что приводит к анизотропии усиления; во-вторых, также могут существовать двухфотонные (рамановские) процессы. Исходя из этих двух факторов, можно ожидать, что поведение лазера будет сильно отличаться от поведения лазера с некогерентной накачкой.

В статье приведены результаты расчетов для двух типов лазерного резонатора: 1) с сильно анизотропным резонатором, создающим фиксированную линейную поляризацию лазерного поля под любым углом по отношению к поляризации луча накачки; 2) с изотропным резонатором и аксиальным магнитным полем.

В первом случае показано, что при изменении угла между плоскостями колебаний луча накачки и выходного излучения стационарные состояния плавно, монотонно изменяются, а динамические - испытывают сложную последовательность бифуркаций. Во втором случае выходной пучок всегда линейно поляризован. При этом вектор светового поля свободно эволюционирует. При некоторых параметрах в данной системе наблюдалось хаотическое изменение плоскости поляризации и интенсивности лазерного излучения.

Вышелеперчисленные результаты показывают, что к настоящему времени отсутствуют работы, в которых решается задача об исследовании полной пространственно-временной динамики поляризованных полей в лазере с произвольно большим числом поперечных мод при произвольной анизотропии резонатора. В следующих разделах статьи представлена модель, позволяющая решать такую задачу.

2. Поперечно-поляризационная динамика кольцевого лазера с вращением изображения и аксиальным магнитным полем

Динамика электрического поля в лазере определяется изменением поля за один проход по резонатору. В данной статье рассматривается кольцевой лазер с вращением изображения. Преобразование светового пучка в резонаторе такого лазера включает в себя следующие этапы:

1. Поворот изображения.
2. Преобразование пучка на зеркалах.
3. Дифракция в свободном пространстве.
4. Усиление света в активной среде.

Ниже подробно рассмотрен каждый этап.

2.1. Моды в незаполненном кольцевом резонаторе с вращением изображения

Рассмотрим неплоский контур, образующий резонатор кольцевого типа (рис.1). В данном типе резонатора, называемом также резонатором с вращением изображения [58,59], форма контура задает вращение локальной координатной системы, определяемой плоскостями падения осеобразующего светового луча на зеркала. Вращение изображения тесно связано с поворотом плоскости поляризации плоской электромагнитной волны, распространяющейся в таком контуре [58,60,64]. Для расчета характеристик поля в этом резонаторе воспользуемся методом, представленном в работе [59], распространенном на высшие моды. Пусть координаты n -ой вершины осевого контура заданы вектором \mathbf{r}_n в лабораторной системе координат. Тогда единичный вектор вдоль луча \mathbf{z}_n ,

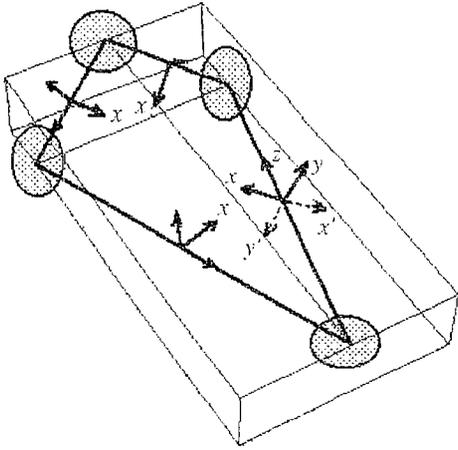


Рис. 1. Неплоский кольцевой резонатор

вектор нормали к плоскости зеркала \mathbf{N}_n , а также единичные вектора локальных координатных осей x_n, y_n в n -ом плече резонатора можно определить из соотношений

$$\mathbf{z}_n = (\mathbf{r}_{n+1} - \mathbf{r}_n) / |\mathbf{r}_{n+1} - \mathbf{r}_n|,$$

$$\mathbf{N}_n = (\mathbf{z}_n - \mathbf{z}_{n+1}) / |\mathbf{z}_n - \mathbf{z}_{n+1}|,$$

$$y_{n-1} = [\mathbf{z}_{n-1} \times \mathbf{z}_n] / |\mathbf{z}_{n-1} \times \mathbf{z}_n|, \quad x_{n-1} = [\mathbf{y}_{n-1} \times \mathbf{z}_{n-1}].$$

При отражении луча от зеркала система координат преобразуется по правилу

$$\mathbf{z}_n = \mathbf{z}_{n-1} - 2\mathbf{N}_n(\mathbf{z}_{n-1}, \mathbf{N}_n),$$

$$y_n' = y_{n-1}, \quad x_n' = -x_{n-1} + 2\mathbf{N}_n(x_{n-1}, \mathbf{N}_n),$$

где круглые скобки означают скалярное произведение. Очевидно, что вследствие неплоскостности контура существует поворот осей вокруг направления \mathbf{z}_n на угол θ_n , заданный выражениями

$$\cos \theta_n = (\mathbf{x}_n, \mathbf{x}_n') = (\mathbf{y}_n, \mathbf{y}_n') = (\mathbf{y}_{n-1}, \mathbf{y}_n), \quad \sin \theta_n = [\mathbf{y}_{n-1} \times \mathbf{y}_n].$$

Преобразование вектора напряженности электрического поля плоской электромагнитной волны при отражении задано следующими выражениями:

$$\mathbf{E}_{n-1} = E_x x_{n-1} + E_y y_{n-1},$$

$$\mathbf{E}_n = (r_{\parallel} E_x \cos \theta_n - r_{\perp} E_y \sin \theta_n) \mathbf{x}_n + (r_{\parallel} E_x \sin \theta_n + r_{\perp} E_y \cos \theta_n) \mathbf{y}_n,$$

где $r_{\parallel, \perp}$ - комплексные френелевские коэффициенты отражения по амплитуде n -ого зеркала. Для определения полного угла поворота θ за обход резонатора следует просуммировать повороты при каждом отражении.

Пусть число зеркал - четное, тогда преобразование поля независимо от поперечной зависимости $E_x(x, y)$ и $E_y(x, y)$ может быть выражено с помощью матрицы Джонса

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}^{N+1} = \begin{bmatrix} r_x \cos \theta & r_y \sin \theta \\ r_y \sin \theta & r_x \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}^N,$$

где r_x, r_y - амплитудные эффективные коэффициенты отражения. Собственные значения $\lambda_{1,2}$ матрицы Джонса резонатора определяют собственные поляризации волн

$$\lambda_{1,2} = (r_x + r_y) / 2 \cos \theta \pm \{ [1/2 (r_x + r_y) \cos \theta]^2 - r_x r_y \}^{1/2}.$$

При $|r_x|, |r_y| = 1$ получим $\lambda_{1,2} = \exp(\pm i\theta)$ с собственными векторами $\mathbf{e}_+ = -(\mathbf{x} + i\mathbf{y}) / 2^{1/2}$, $\mathbf{e}_- = (\mathbf{x} - i\mathbf{y}) / 2^{1/2}$, соответствующими правой и левой круговым поляризациям. При неидеальных зеркалах (с различными фазами для s и p -компонент отраженной волны) получим эллиптические поляризации.

2.1.1. Встречные волны. Если изменить направление обхода резонатора, то направление локальных осей координат также изменится, в частности, направление осей z и x изменяется на противоположное в то время, как направление оси y сохраняется. Нетрудно понять, что знак поворота осей также изменяется на противоположный. Вместе с этим изменяет знак волновой вектор и направление вращения вектора поля. Набег фазы ϕ плоской волны для

противоположных направлений распространения оказывается одинаковым для встречных волн с противоположным направлением вращения вектора поля (по отношению к лабораторной системе координат). Обозначая направление вращения и распространения индексами «+ -» (первый индекс относится к направлению вращения, второй - к направлению распространения), запишем

$$\varphi_{++} = \varphi_{-} = KL - \theta, \quad \varphi_{+-} = \varphi_{+} = KL + \theta,$$

где $\varphi_{\pm,\pm}$ - набег фазы при обходе резонатора, K - волновое число, L - периметр резонатора.

В дальнейшем для простоты будем рассматривать лишь случай однонаправленной многомодовой генерации.

2.1.2. Преобразование светового пучка на зеркалах и в свободном пространстве. В параксиальном приближении поляризация в пучке соответствует поляризации плоской волны, так как продольные компоненты поля по отношению к поперечным имеют порядок $(KR)^{-1} \ll 1$, $(Kw)^{-2} \ll 1$, где R - радиус кривизны, w - радиус пучка. Преобразование любой из поперечных компонент электрического поля при отражении пучка от сферического зеркала может быть получено из интеграла Гюйгенса - Френеля [22,61] и может быть сведено к: 1) изменению направления оси x на противоположное ($x \rightarrow -x$); 2) умножению на $\exp[iK(x^2/(2R_x) + y^2/(2R_y))]$, где $R_x = R \cos \phi$ - радиус кривизны в меридиональной плоскости зеркала, $R_y = R / \cos \phi$ - радиус кривизны в саггитальной плоскости, R - радиус кривизны зеркала, ϕ - угол падения на зеркало. Выражения для полей могут быть записаны в виде разложения по модам Лагерра - Гаусса:

$$E_{x,y} = \sum_{m,n} (A_{mn}^{x,y}) \Psi_{mn}(r, \varphi),$$

$$\Psi_{mn}(r, \varphi) = L_n^{lm}(\eta(z)r^2) (\eta r^2)^{lm/2} \exp(-P(z)r^2/2 + im\varphi), \quad (1)$$

$$\langle \Psi_{mn} \Psi_{m'n'} \rangle = 2\pi N_{mn} \delta_{mm'} \delta_{nn'}, \quad N_{nm} = (n+m)!/n!,$$

где m, n - азимутальные и радиальные индексы, соответственно; L_n^m - полином Лагерра; $P(z) = \eta(z) + i\xi(z)$ - комплексный параметр пучка. Амплитуды мод определяются интегральным преобразованием

$$A_n^m = 1/(2\pi N_{mn}) \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty r dr E(z, \mathbf{r}, t) \Psi_{mn}^*(r, \varphi). \quad (2)$$

Явные выражения для амплитуд мод и параметров пучка в произвольной точке z имеют вид

$$A_n^m(z, t - z/c) = A_n^m(0, t) [1 + izP(0)]^{-1} \exp(i\varphi_{mn}),$$

$$P(z) = P(0) [1 + izP(0)]^{-1}, \quad (3)$$

$$\varphi_{mn} = -(2n+m+1) \tan^{-1}(\eta(0)z / (1 - \xi(0)z)),$$

где $A_n^m(0, t)$ и $P(0)$ - амплитуды и параметр пучка в точке $z=0$.

В отсутствие астигматизма преобразование поля на зеркале может быть записано в виде

$$P(2) = P(1) + iF, \quad A_n^m(2, t) = A_n^m(1, t) r_m^{1/2}, \quad (4)$$

где цифры 1, 2 означают входную и выходную плоскости зеркала; $F = 2/R$ - оптическая сила зеркала; r_m - коэффициент отражения по мощности. Ограничение светового пучка диафрагмой с гауссовым пропусканием выражается следующим преобразованием:

$$\psi(2, \mathbf{r}, t) = [T(\mathbf{r})]^{1/2} \psi(1, \mathbf{r}, t), \quad T(\mathbf{r}) = \exp(-\eta_d r^2),$$

где $T(\mathbf{r})$ - коэффициент пропускания по мощности; $\eta_d = 1/w_d^2$; w_d - параметр диафрагмы. В терминах амплитуд мод это означает, что на диафрагме происходит изменение параметра пучка P и перемешивание мод различных индексов

$$P(2) = P(1) + \eta_d, \quad (5)$$

$$A_n^m(2, t) = \sum_{n'} A_n^{m'}(1, t) T_{nn'}(\eta(1)/\eta(2)),$$

где матрица $T_{nn'}$ определена как

$$T_{nn'}(x) = N_{nn'}^{-1} (-1)^n (|m| + n')! / [n!(n')!] (-n')_n (1-x)^{n-n'} x^{n-|m|-1},$$

где $(-n')_n = (-n')(-n'+1)\dots(-n'+n-1)$; $(-n')_0 = 1$.

Для астигматической диафрагмы $T(\mathbf{r}) = \exp[-(x/w_{dx})^2 - (y/w_{dy})^2]$. Это приводит к перемешиванию мод не только различных радиальных индексов, но и различных угловых с $m - m' = 2k$, $k = 0, 1, \dots$. Тот же эффект будет и при учете астигматизма зеркал. Аналитические выражения для матрицы преобразования амплитуд достаточно громоздки и при численном моделировании удобнее использовать явное преобразование для поля на астигматическом элементе, а затем определять амплитуды мод согласно (2).

Для упрощения будем рассматривать случай отсутствия астигматизма. Тогда в базисе мод Гаусса - Лагерра преобразование параметра пучка за обход выражается хорошо известным законом $ABCD$ [22]

$$P(z+L) = P(z), \quad P(z+L) = [A(z)P(z) + B(z)] / [C(z)P(z) + D(z)], \quad (6)$$

где $\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$ - матрица обхода резонатора, являющаяся произведением матриц: $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ il & 1 \end{pmatrix}$ - матрица, соответствующая участку свободного пространства длиной l ; $\begin{pmatrix} 1 & iF \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ - матрица зеркала с оптической силой F ; $\begin{pmatrix} 1 & \eta_d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ - матрица диафрагмы. Их следует взять в порядке, определяемом расположением элементов резонатора.

Определяя мультипликатор $\mu = dP(z+L)/dP(z) = -(CP(z)+D)^{-2}$ можно получить период биений поперечных мод (с точностью до целого кратного T) $T_B = \pi / \arg(\mu)$ и условие устойчивости незаполненного резонатора $|\mu| \leq 1$.

2.2. Уравнения для активной среды

Предположим, что рабочий переход $a \leftrightarrow b$, где a и b обозначают верхний и нижний уровни, характеризуется квантовыми числами угловых моментов j_a и j_b . Для учета поляризации светового поля необходимо учесть магнитную структуру уровней (пространственное квантование), характеризующееся квантовыми числами зеэмановских подуровней $a' = -j_a, -j_a+1, \dots, j_a-1, j_a$; $b' = -j_b, -j_b+1, \dots, j_b-1, j_b$. Для общности будем считать, что на среду наложено постоянное аксиальное магнитное поле с напряженностью \mathbf{H} . Его влияние на переход, как хорошо известно, приводит к расщеплению уровней на величину $\mu_B g_{a,b} H$, где μ_B - магнетон Бора (примерно равный 1.4 МГц/эрстед); $g_{a,b}$ - факторы Ланде уровней. Их значения зависят от схемы сложения моментов и, как правило, требуют экспериментального измерения. Для простоты можно считать, что факторы Ланде для обеих уровней одинаковы. Их разность может быть легко учтена, однако выражения при этом получаются достаточно громоздкими.

Уравнения для компонент матрицы плотности $\rho^{\hat{}}$ могут быть записаны в базисе зеэмановских подуровней $\rho_{\alpha\beta} = \langle n_{\alpha} j_{\alpha}, \alpha' | \rho^{\hat{}} | n_{\beta} j_{\beta}, \beta' \rangle$; $\alpha' = a', b'$; $\beta' = a', b'$. Однако более удобно использование другого представления, использующего разложение элементов матрицы плотности по неприводимым тензорным операторам группы

вращений [66,16]. Это представление позволяет более просто учесть релаксацию в рамках модели релаксационных констант [62]. В базисе тензорных операторов уравнения для компонент имеют вид

$$\begin{aligned} \dot{a}_q^\kappa + (\gamma_a^{(\kappa)} - iq\Omega)a_q^\kappa &= \delta_{\kappa 0}\lambda_a(2j_a+1)^{1/2} + \\ &+ i/\hbar \sum_{\kappa'=|j_a-j_b|}^{j_a+j_b} \sum_{q'=-\kappa}^{\kappa} \sum_{q_1=\pm 1,0} E_{-q_1} A_{qq'q_1}^{\kappa\kappa'} [d\Psi_{q,\kappa'} + (-1)^{\kappa+\kappa'+q'} (d\Psi_{-q,\kappa'})^*], \\ \dot{b}_q^\kappa + (\gamma_b^{(\kappa)} - iq\Omega)b_q^\kappa &= \delta_{\kappa 0}\lambda_b(2j_b+1)^{1/2} + \\ &+ i/\hbar \sum_{\kappa'=|j_a-j_b|}^{j_a+j_b} \sum_{q'=-\kappa}^{\kappa} \sum_{q_1=\pm 1,0} E_{-q_1} B_{qq'q_1}^{\kappa\kappa'} (-1)^{\kappa+\kappa'} [d\Psi_{q,\kappa'} + (-1)^{\kappa+\kappa'+q'} (d\Psi_{-q,\kappa'})^*], \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \dot{\Psi}_q^\kappa + (\gamma^{(\kappa)} - i(\omega+q\Omega))\Psi_q^\kappa &= (i/\hbar)d^* [\sum_{\kappa'=0}^{2j_a} \sum_{q'=-\kappa}^{\kappa} \sum_{q_1=\pm 1,0} E_{-q_1} S_{qq'q_1}^{\kappa\kappa'} a_{q,\kappa'} + \\ &+ \sum_{\kappa'=0}^{2j_b} \sum_{q'=-\kappa}^{\kappa} \sum_{q_1=\pm 1,0} (-1)^{\kappa+\kappa'} E_{-q_1} R_{qq'q_1}^{\kappa\kappa'} b_{-q,\kappa'}], \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} A_{qq'q_1}^{\kappa\kappa'} &= (-1)^{q'+2j_b}(2\kappa'+1) \begin{pmatrix} \kappa' & 1 & \kappa \\ -q' & q_1 & q \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} \kappa' & 1 & \kappa \\ j_a & j_a & j_b \end{Bmatrix}, \\ S_{qq'q_1}^{\kappa\kappa'} &= (-1)^{q'+2j_b}(2\kappa'+1) \begin{pmatrix} \kappa' & 1 & \kappa \\ q' & q_1 & q \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} \kappa' & 1 & \kappa \\ j_b & j_a & j_a \end{Bmatrix}, \\ B &= A(j_a \leftrightarrow j_b), \quad R = S(j_a \leftrightarrow j_b), \end{aligned}$$

(\dots) - 3j-символ, ($\{\dots\}$) - 6j-символ [65].

Здесь $q = -\kappa, \dots, \kappa$; $\kappa = 0, \dots, 2j_{a,b}$ для a_q^κ и b_q^κ , соответственно, и $\kappa = |j_a - j_b|, \dots, j_a + j_b$ для Ψ_q^κ ; γ^κ - скорость релаксации соответствующего объекта; Ω - зеемановское расщепление; d - приведенный матричный элемент дипольного момента перехода $a \leftrightarrow b$; $\lambda_{a,b}$ - скорости накачки уровней; $E_q = E_q(\mathbf{r}, z, t)$ - круговые компоненты вектора электрического поля

$$\mathbf{E} = \mathbf{k}E_0 - E_+(\mathbf{i} - \mathbf{j})/2^{1/2} + E_-(\mathbf{i} + \mathbf{j})/2^{1/2} = \sum_{q=\pm 1,0} (-1)^q E_q \mathbf{e}_{-q}, \quad (8)$$

где $E_+ = -(E_x + iE_y)/2^{1/2}$, $E_- = (E_x - iE_y)/2^{1/2}$, $E_0 = E_z$.

Если в положительном направлении оси z распространяются волны, поляризованные по правому и левому кругу, с комплексными амплитудами $\mathcal{E}_q(x, y, t)$ и частотами ν_q ($q = \pm 1$), то

$$E_q = -q/2^{1/2} \{ \mathcal{E}_q \exp[i(\nu_q t - K_q z)] + \mathcal{E}_{-q}^* \exp[-i(\nu_{-q} t - K_{-q} z)] \}.$$

Физический смысл объектов: a_0^0 , b_0^0 - заселенности уровней; a_q^1 , b_q^1 - круговые компоненты вектора магнитного момента состояния a и b ; Ψ_q^1 - круговые компоненты дипольного момента перехода; a_q^2 , b_q^2 , Ψ_q^2 - компоненты тензора квадрупольного момента уровней и перехода и т.п.

Поляризация среды \mathcal{P} определяется своими круговыми компонентами и компонентами Ψ_q^1 тензора

$$\mathcal{P} = \sum_{q=-1,0,1} (-1)^q \mathbf{e}_{-q} \mathcal{P}_q,$$

$$\mathcal{P}_q = (-1)^{j_a - j_b} [(-1)^q (d\Psi_q^1) + (d\Psi_{-q}^1)^*].$$

Параксиальное волновое уравнение в круговых компонентах получается в виде

$$2iK_q[\partial \bar{\epsilon}_q / \partial z + (1/c) \partial \bar{\epsilon}_q / \partial t] + \nabla_{\perp}^2 \bar{\epsilon}_q = -2^{1/2} q \langle \mathcal{P}_q \exp[-i(v_q t - K_q z)] \rangle_t,$$

где угловые скобки означают усреднение по времени (по периоду световых колебаний).

Рассмотрим случай, характерный для лазеров класса А, когда скорости релаксации заселенностей и недиагональных элементов матрицы плотности существенно превышают частоты биений продольных и поперечных мод. В этом случае достаточно найти стационарное решение уравнений для компонент матрицы плотности. Так как $3j$ -символы играют роль δ -символов Кронекера: δ_{q+q_1-q} , то при круговых поляризациях полей ($q_1 = \pm 1$) отличными от нуля будут элементы $a_{0,\pm 2q,\dots}^{\kappa}$, $b_{0,\pm 2q,\dots}^{\kappa}$, $\psi_{\pm q,\pm 3q,\dots}^{\kappa}$, $q=1, \dots$ и т.д. Очевидно, что наибольший вклад дадут элементы a_0^{κ} , b_0^{κ} , $\psi_{\pm 1}^{\kappa}$, так как только в уравнениях для этих элементов в правых частях есть накачка; остальные члены дадут поправки [63]. Кроме того, следует учесть, что $\psi^{\kappa} \propto \exp[i(\omega + q\Omega)t]$. Это позволяет в приближении «волн вращающейся поляризации» выделить только резонансные слагаемые, пренебрегая членами, содержащими вторую гармонику оптической частоты. В данном приближении решение записывается в виде

$$\langle \mathcal{P}_q \exp[-i(v_q t - K_q z)] \rangle_t = iKg/2\bar{\epsilon}_q D_q [1 + (\alpha^{(+)} - \alpha^{(-)})S_{-q}] / \{1 + \alpha^{(+)}[S_q + S_{-q}] + [(\alpha^{(+)} - \alpha^{(-)})^2] S_q S_{-q}\}, \quad (9)$$

где

$$D_q = \gamma[\gamma + i(\omega - v_q + q\Omega)], \quad S_q = \sum_n |\bar{\epsilon}_q|^2 \mathcal{L}_q, \quad \mathcal{L}_q = \text{Re}[D_q],$$

$$\alpha^{(\pm)} = -3\gamma_a \gamma_b / (\gamma_a + \gamma_b) [\sum_{\kappa} (\pm)^{\kappa} S_{10-1}^{1\kappa} A_{011}^{\kappa 1} / \gamma_a + \sum_{\kappa} (\pm)^{\kappa} R_{10-1}^{1\kappa} B_{011}^{\kappa 1} / \gamma_b],$$

g - усиление по мощности на единице длины.

3. Модель лазера и алгоритм для численных расчетов

В расчетах использовалась схема однонаправленного кольцевого лазера с аксиальным магнитным полем (рис. 2). Здесь линза и диафрагма не имеют астигматизма, активная среда тонкая. Такой резонатор эквивалентен линейному плоско-сферическому резонатору с активной средой вблизи плоского зеркала. Резонатор - поляризационно изотропный: угол вращения плоскости поляризации θ равен 0 либо 2π . В таком лазере поляризационную динамику определяет наличие магнитного поля. Полагаем, что контур усиления содержит большое число продольных мод. При их синхронизации излучение лазера представляет собой последовательность импульсов. Будем считать, что форма импульсов и

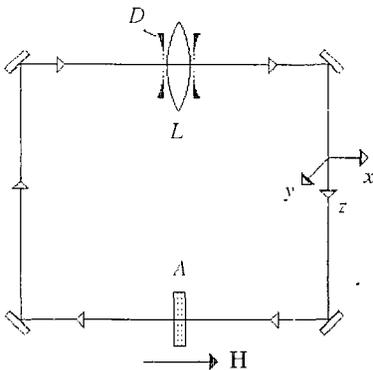


Рис. 2. Схема кольцевого резонатора: D - гауссова диафрагма; L - линза; A - тонкая активная среда; \mathbf{H} - аксиальное магнитное поле; стрелками показано направление обхода резонатора

длительность постоянны от прохода к проходу, в то время как амплитуда этих импульсов разная в различных точках поперечной плоскости (режим поперечно-синхронных импульсов) [57]. Переходя в систему отсчета, связанную с импульсом ($t \rightarrow t - z/c$) получим уравнение для круговых компонент поля

$$2iK_q \partial \bar{\epsilon}_q / \partial z + \nabla_{\perp}^2 \bar{\epsilon}_q = -2^{1/2} q \langle \mathcal{P}_q \exp(v_q t - K_q z) \rangle_t, \quad (10)$$

Производную по времени из параксиального уравнения можно также исключить, если контур усиления содержит одну продольную моду. В этом случае комплексная огибающая поля не

зависит явно от времени. В свободном пространстве ($\rho_q=0$) параксиальное уравнение имеет точное решение в виде набора мод Лагерра - Гаусса (1). Используя преобразование (3) для амплитуд мод можно найти поле $\vec{E}(r, \varphi, z)_q$ в произвольной точке z . Преобразование поля на линзе и диафрагме также записывалось через амплитуды поперечных мод (4), (5). Изменение круговых компонент поля вследствие взаимодействия с тонким слоем активной среды ($\nabla_{\perp}^2 \vec{E}_q=0$) находилось из уравнения (10) методом Эйлера. В поперечной плоскости была задана сетка (r_i, φ_j) ($i=1,15; j=1,20$). В каждой из узловых точек вычислялись компоненты поля \vec{E}_q . Переход от комплексного поля к амплитудам мод осуществлялся интегрированием по поперечной плоскости (2). Интегрирование проводилось с помощью квадратурных формул Гаусса, поэтому в качестве точек r_i удобно взять нули полинома Лагерра L_{15}^0 . Выбор сетки из 300 точек позволял вычислять 209 амплитуд мод $|m| \leq 9, n \leq 10$. Для моделирования эффекта спонтанной эмиссии в каждом из узлов сетки к амплитуде поля добавлялось малое случайное комплексное число. Начальное поле при вычислениях также представляло собой шум. После нескольких сотен проходов по резонатору в лазере устанавливается какой-либо режим генерации, после чего пространственные и временные зависимости записывались и анализировались.

4. Численные результаты

Режимы генерации лазера, наблюдаемые в численных экспериментах, условно разделены на два типа: стационарные режимы, когда полная мощность и поперечный профиль пучка не меняются во времени; динамические режимы с изменением полной мощности и (или) поперечного профиля \vec{E}_+ и \vec{E}_- компонент.

4.1. Стационарные режимы

При малом усилении (вблизи порога генерации) наблюдались стационарные режимы генерации. Распределение интенсивностей циркулярно поляризованных компонент поля в поперечной плоскости имело форму гауссовых функций, что соответствовало генерации в основном фундаментальной моды резонатора. На рис. 3 показано изменение интенсивностей право- и левополяризованных волн

$$I_q = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} I_q(r, \varphi) r dr, \quad q = \pm$$

в зависимости от расстройки между частотой генерации и частотой перехода $\delta = (\omega - \nu)/\gamma$. Стационарные режимы рассчитывались при следующих значениях параметров: усиление на проход в резонаторе $gl=1$ (l - толщина активного элемента), магнитное расщепление зеемановских подуровней $\mu = \Omega/\gamma = 0.2$, безразмерная оптическая сила линзы $F = L/f = 2$ (здесь L - периметр резонатора, f - фокусное расстояние линзы). Для каждого из рассчитанных режимов начальное поле представляло собой спонтанный шум. Расстояние между максимумами функций $I_+(\delta)$ и $I_-(\delta)$ зависит от напряженности магнитного поля. Для ненулевых I_+ и I_- значений магнитного поля существует и резонансная частота перехода $\delta = (\omega - \nu)/\gamma$

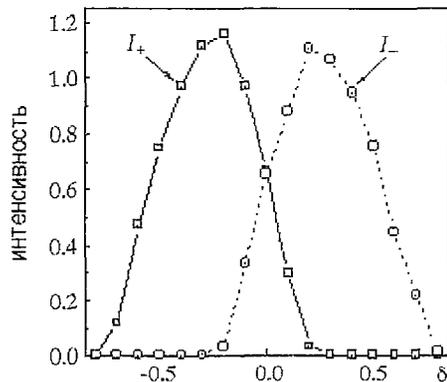


Рис. 3. Зависимость интегральных интенсивностей циркулярно поляризованных компонент от расстройки между частотой генерации и резонансной частотой перехода $\delta = (\omega - \nu)/\gamma$

небольшая асимметрия компонент. Из рисунка видно, что максимальное значение интенсивности правополяризованной компоненты отличается от максимального значения левополяризованной. Это различие нарастает с увеличением усиления. Было установлено, что асимметрия обусловлена возникновением «линзы» для волн с частотой, отличной от частоты линии перехода [25]. В нашем случае сдвиг частоты для волн различной поляризации в противоположные стороны возникает вследствие эффекта Зеемана.

4.2. Динамические режимы

При увеличении усиления наблюдается «второй порог» - поперечный профиль пучка изменяется во времени, хотя полная мощность выходного излучения постоянна (рис. 4). На этом рисунке показано изменение поперечного

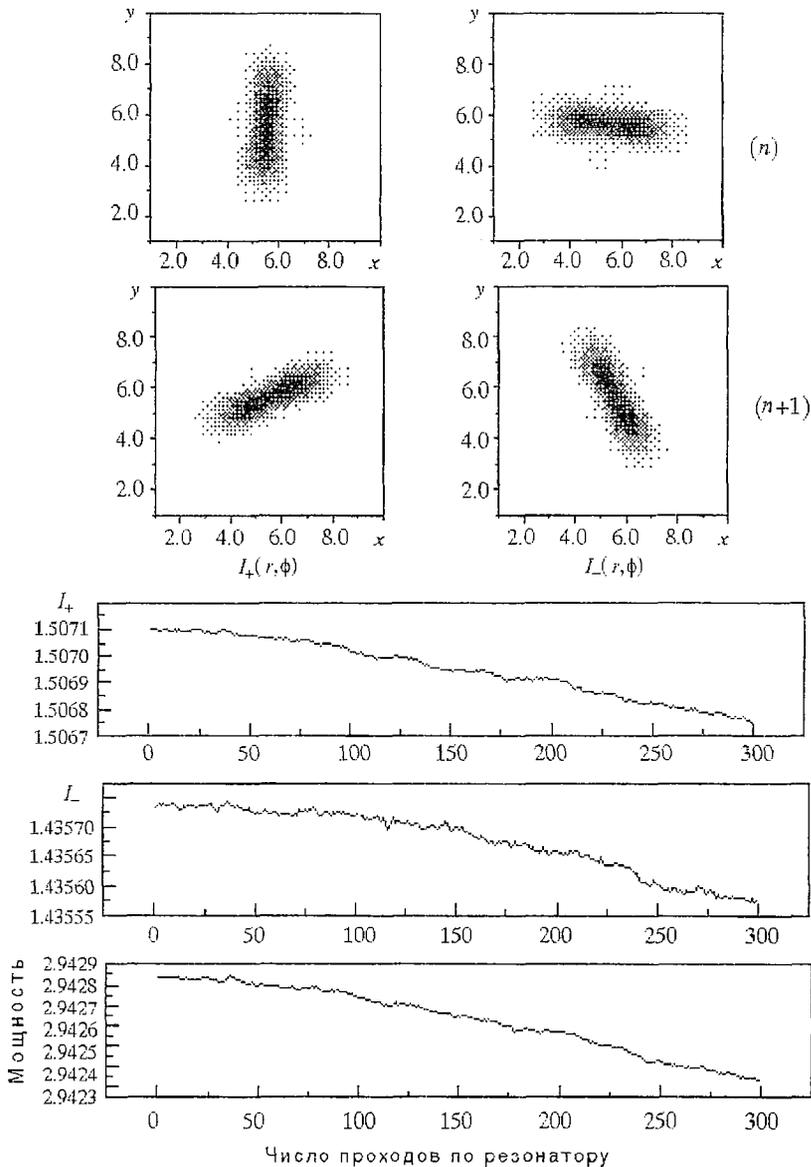


Рис. 4. Вращение поперечного профиля пучка от прохода к проходу по резонатору при стационарной выходной мощности $gl=1.1$, $\mu=0.2$, $\delta=0$, $F=2$, $I_{\pm}(r,\varphi)=|\mathcal{E}_{\pm}(r,\varphi)|^2$

профиля циркулярно поляризованных компонент от прохода к проходу по резонатору. Верхние два рисунка - n -ый проход, ниже - $(n+1)$ -ый. На $(n+2)$ -ом проходе распределение интенсивности в поперечной плоскости такое же, как и на n -ом проходе. Появление таких осцилляций можно связать с биениями высших поперечных мод, возникающих при увеличении нелинейности. Структуры, показанные на рисунке устойчивы: изменяя отстройку резонатора и величину магнитного поля, мы наблюдали формирование того же типа поперечных структур. В нижней части рисунка показано поведение интегральных

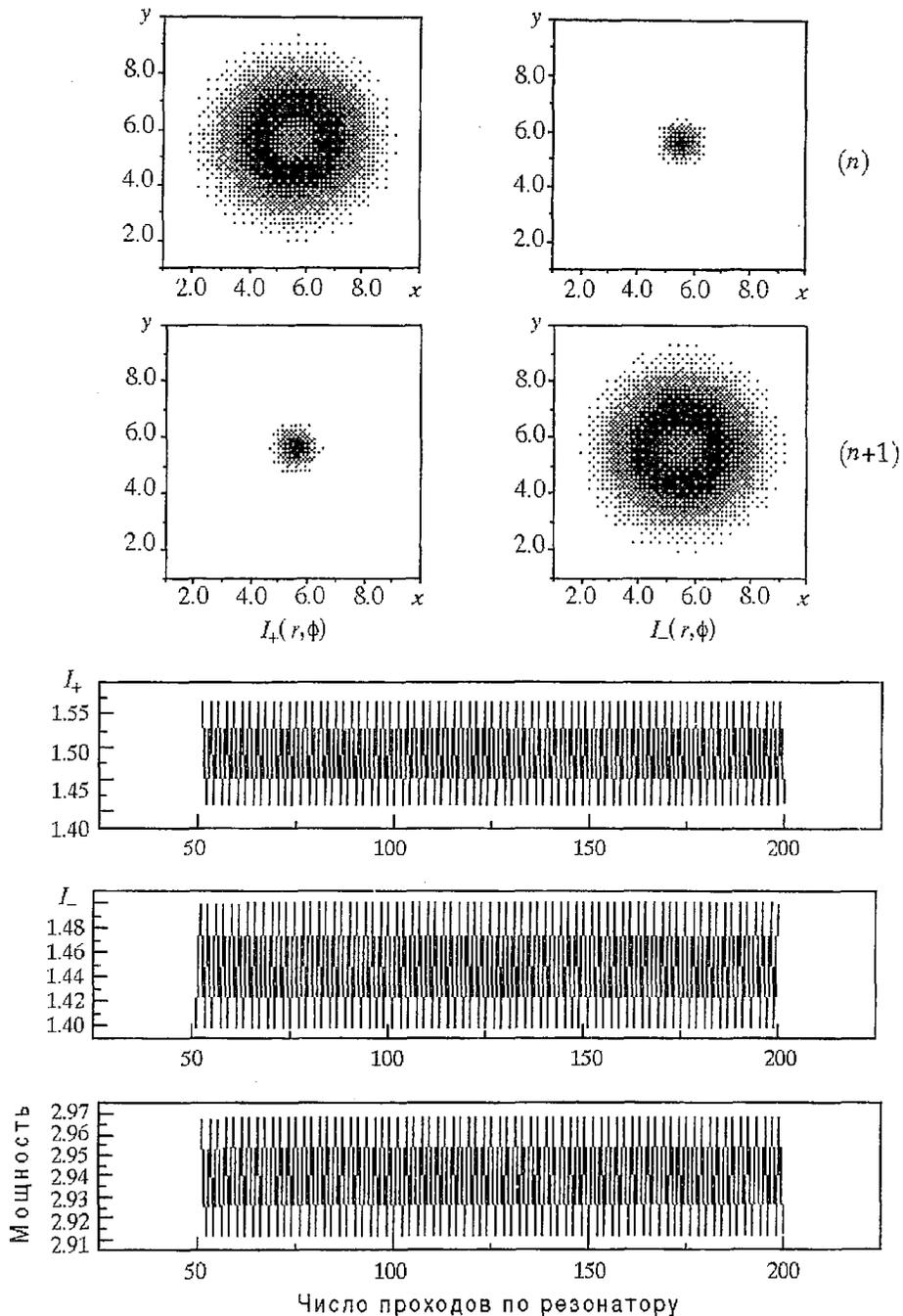


Рис. 5. Динамический режим, рассчитанный без учета влияния спонтанного шума при тех же параметрах, что и режим, показанный на рис. 4

интенсивностей циркулярно поляризованных компонент I_+ , I_- и полной мощности пучка $I=I_+ + I_-$. Как видно, полная мощность практически стационарна во времени. Ее небольшое изменение обусловлено наличием спонтанного шума. Такое поведение лазера возможно в том случае, если изменяются только фазы комплексных мод, а их амплитуды постоянны.

Для того, чтобы продемонстрировать влияние шума на формирование пространственно-временных структур, был рассчитан режим генерации лазера без учета спонтанной эмиссии. Этот режим рассчитывался при тех же параметрах, что и показанный на рис. 4. Оба режима стартовали с одинакового шумового распределения поля, но в режиме, показанном на рис. 5, шум выключается при $g_l=0.9$ (начало генерации). Из рис. 4 и 5 видно, что выходное излучение имеет разное распределение поля в поперечной плоскости. В отсутствие шума интерференция поперечных мод проявляется как осцилляции поперечного профиля компонент \mathcal{E}_+ , \mathcal{E}_- и выходной мощности с частотой биений поперечных мод.

Таким образом наличие спонтанного шума в математической модели приводит к качественному изменению режима генерации лазера.

Поперечный профиль интенсивностей круговых компонент и линейно поляризованного поля вдоль оси x показан на рис. 6. Порог генерации так же, как и

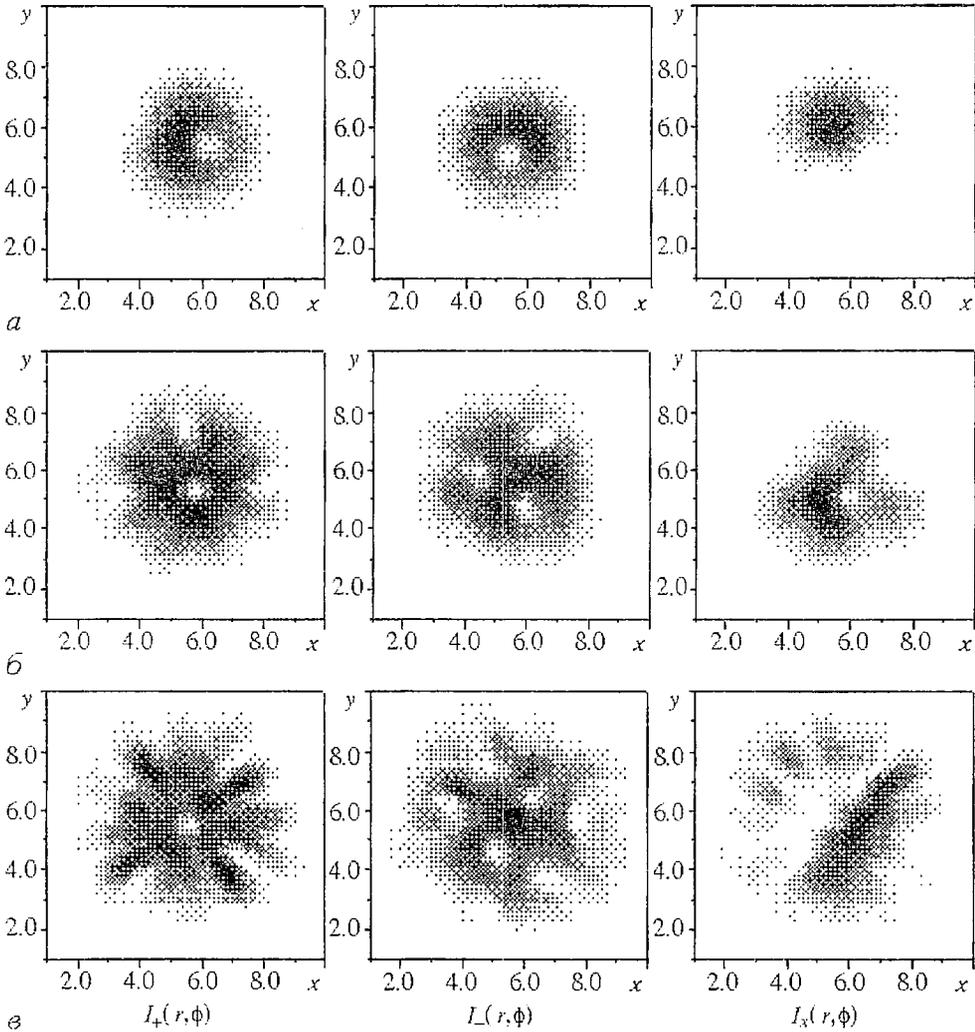


Рис. 6. Изменение поперечного профиля интенсивностей круговых компонент и линейно поляризованного поля вдоль оси x при увеличении усиления. $I_{\pm}(r, \phi) = |\mathcal{E}_{\pm}(r, \phi)|^2$, $\mu=0.2$, $\delta=0$, $F=3$:
 $a - g_l=1.15$; $b - g_l=1.4$; $c - g_l=1.7$

для $F=2$, соответствует $gl=0.9$. При $gl=1.15$ и $gl=1.4$ (см. рис. 6, а, б) полная мощность излучения осциллирует с частотой межмодовых биений поперечных мод, поперечный профиль пучка соответствует вращению картины поля с той же частотой. Для $gl=1.15$ набор мод одинаков для ξ_+ , ξ_- компонент: максимальную интенсивность имеют моды $(A_0^{-1})_q$ и существуют также моды $(A_0^3)_q$, $(A_3^{-1})_q$. Для каждой из q -компонент моды имеют разные набег фазы при одинаковых интенсивностях, поэтому в поперечной плоскости распределение интенсивности для право- и левополяризованной волны отличается лишь поворотом. При нарастании усиления появляется различие в модовом составе для ξ_+ и ξ_- волн, что приводит к различным поперечным профилям двух волн (см. рис. 6, б, в). За счет расширения области, где усиление больше потерь, в генерацию вовлекаются моды высоких порядков. Вследствие этого поперечный профиль пучка становится более сложным. Дальнейшее увеличение усиления приводит к тому, что на межмодовые биения накладывается медленная огибающая, как это показано на рис.7 для

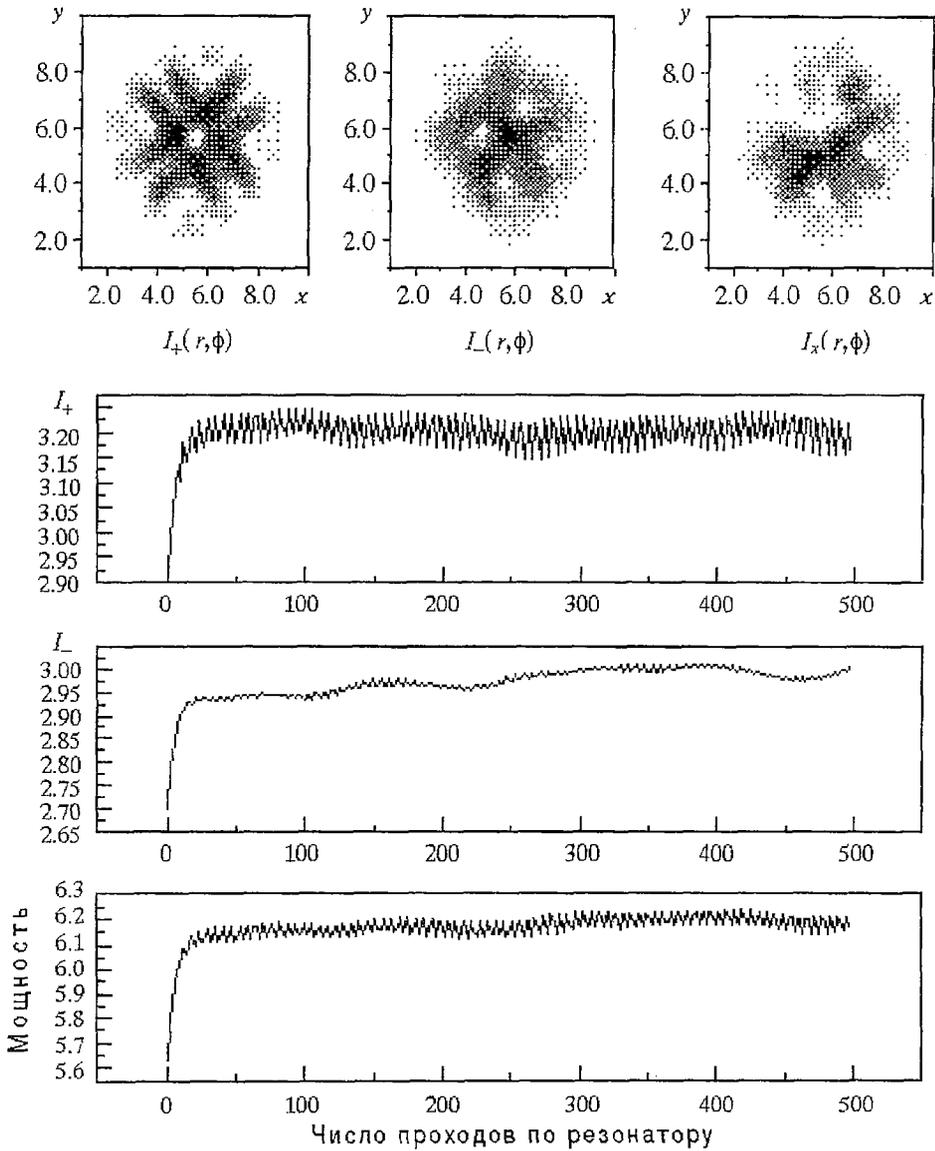


Рис. 7. Поперечный профиль циркулярно поляризованных компонент ξ_+ , ξ_- и линейно поляризованного поля. Зависимость интегральных интенсивностей соответствующих компонент и полной мощности от числа проходов по резонатору; $gl=1.55$, $\mu=0.2$, $\delta=0$, $F=3$

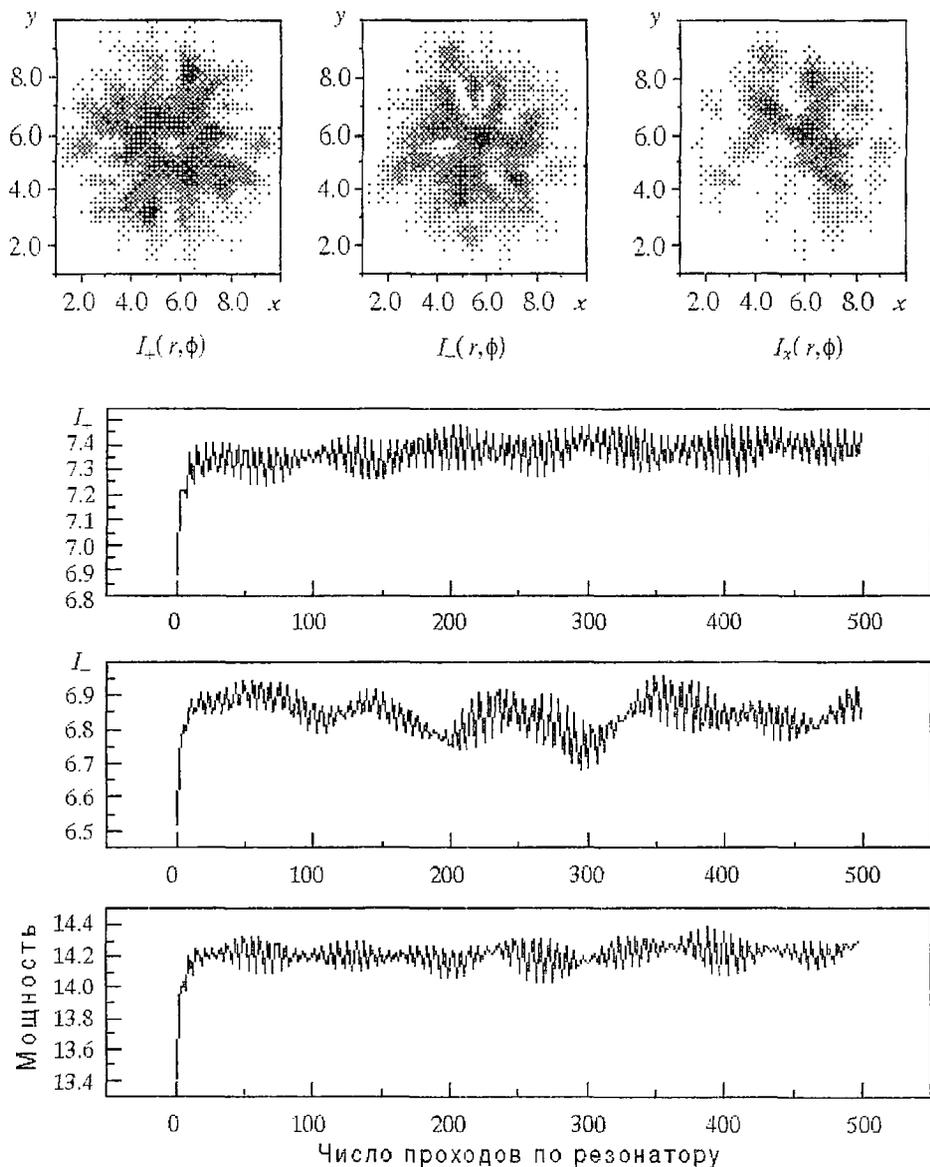


Рис. 8. Режим генерации лазера, показывающий формирование более сложных поперечных структур и усиление низкочастотной модуляции выходной мощности лазера при увеличении коэффициента; $g_l=2$, $\mu=0.2$, $\delta=0$, $F=3$

зависимости полной мощности от числа проходов по резонатору. Это связано с изменением частотных расстояний между поперечными модами вследствие нелинейности активной среды. С увеличением линейного коэффициента усиления низкочастотная модуляция биений поперечных мод становится более выраженной (рис. 8). При дальнейшем увеличении усиления зависимость мощности излучения от времени принимает хаотический характер. При этом поперечный профиль пучка имеет вид неупорядоченной структуры.

Заключение

Поляризационная динамика лазеров с кольцевым и линейными резонаторами, работающими на основной поперечной моде и на одной или

нескольких продольных модах достаточно хорошо исследована в связи с созданием различного рода лазерных гироскопов, использующих поляризационные эффекты и наложенное на активную среду магнитное поле для уменьшения связи встречных волн и для управления величиной разности частот. В теоретических расчетах, в основном, использовалась модель газового лазера (лазер класса А) или твердотельного лазера (лазер класса В) в рамках теории третьего порядка по полю или в приближении, соответствующем методу скоростных уравнений. Основное внимание уделялось поиску стационарных стабильных решений в резонаторах с существенной циркулярной или линейной анизотропией резонатора, когда поляризация волн в основном определялась резонатором. Лазеры со слабой анизотропией резонаторов обычно использовались в измерительных системах, где измеряемый эффект приводил к изменению поляризации генерируемого излучения или к дихроизму.

В теории учет поляризации поля в лазере, работающем на основной поперечной моде, приводит к увеличению вдвое числа уравнений, описывающих динамику поля, и интерпретация результатов обычно на представляет затруднений, хотя уравнения для активной среды получаются достаточно громоздкими, так как должны отражать динамику подуровней зеемановской структуры рабочего перехода. Для расчета отклика активной среды в лазерном поле большое значение приобрело так называемое $k-q$ представление, позволяющее уменьшить число существенных релаксационных констант вследствие учета определенной симметрии процессов релаксации.

Как следует из представленного в работе краткого обзора, в последнее время поляризационные явления начали исследоваться в лазерах на основе полупроводниковых активных сред, в лазерах с более сложными типами накачки, а также в лазерах, работающих более чем на одной поперечной моде. При этом удается наблюдать различного рода поляризационные неустойчивости, нетривиальную динамику поляризонных параметров поля, а также пространственно-поляризонных структуры, когда поляризация световой волны зависит от поперечной координаты. Однако режимы с большим числом поперечных мод не рассматривались, а возникающие структуры описывались качественно.

Теория динамических явлений в лазере с многими поперечными модами, учитывающая поляризацию излучаемого поля, является наиболее сложным вариантом теории лазера. В данной работе впервые представлена динамическая модель лазера класса А, включающая зеемановскую структуру подуровней рабочего перехода, вращение изображения в лазерном резонаторе, произвольную анизотропию резонатора и не имеющая ограничений на число поперечных мод. В данной модели расчет поляризуемости активной среды выполнялся на основе приближения скоростных уравнений для поляризонных моментов, однако обобщение решений для лазера класса А не представляет существенных сложностей. Также просто учесть неоднородное уширение линии перехода. На основе численного моделирования динамики поперечных структур исследованы режимы генерации лазера с рабочим однородно уширенным переходом $j_a=1 \rightarrow j_b=2$ и изотропным кольцевым резонатором. В таком лазере вектор электромагнитного поля может свободно эволюционировать в пространстве, так как изотропный резонатор не накладывает никаких ограничений на его ориентацию. В расчете использовалось разложение полей циркулярно поляризованных компонент по более чем 200 поперечным модам, количество которых ограничивалось только возможностями компьютера. Учет большого количества мод позволил наблюдать сложные поляризационные структуры. Проведено исследование динамики поля, режимов генерации с учетом спонтанной эмиссии. Продемонстрировано существенное влияние спонтанного шума на формирование пространственно-поляризонных структур. Следует отметить, что с появлением возможности моделирования пространственно-поляризонных структур, продемонстрированной в данной работе, появляется также возможность постановки задач о

классификации наблюдаемых многомодовых поляризационных структур и о расчете количественных характеристик, определяющих их «сложность».

Выполнение данной работы поддерживалось, в частности, грантами NS4000 и NS4300 Международного научного фонда.

Библиографический список

1. Special Issue «Laser instabilities» / Eds. N.B. Abraham, L.A. Lugiato, L.M. Narducci // JOSA B. 1985. Vol. B2, № 1.
2. Special Issue «Nonlinear dynamics in lasers» / Eds. D.K. Bandy, A.N. Oraevsky, J.R. Tredicce // JOSA B. 1988. Vol. B5, № 5.
3. Special Issue «Transverse effects in nonlinear optical systems» / Eds. N.B. Abraham, W. Firth // JOSA B. 1990. Vol. B7, № 6,7.
4. Special Issue «Nonlinear optical structures, patterns, chaos» / Eds. L.A. Lugiato // Chaos, Solitons and Fractals. 1994. Vol. 4, № 8,9
5. *Brambilla M., Lugiato L.A., Penna V., Prati F., Tamm C., Weiss C.O.* Transverse laser patterns-II: variational principle for pattern selection, spatial multistability and laser hydrodynamics // Phys. Rev. 1991. Vol. A43. P. 5114.
6. *Staliunas K.* Laser Ginsburg - Landau equation and laser hydrodynamics // Phys. Rev. 1993. Vol. A48. P. 1573.
7. *Lugiato L.A., Oldano C. and Narducci L.M.* Cooperative frequency locking and stationary spatial structures in lasers // J. Opt. Soc. Am. 1988. Vol. B5. P. 879.
8. *Couillet P., Gil L. and Rocca F.* Optical vortices // Opt. Comm. 1989. Vol. 73. P. 403.
9. *Oppo G.-L., D'Alessandro G.P. and Firth W.J.* Spatiotemporal instabilities of lasers in models reduced via center manifold techniques // Phys. Rev. 1991. Vol. A44. P. 4712.
10. *Mandel P., Georghiou M. and Erneux T.* Transverse effects in coherently driven nonlinear cavities // Phys. Rev. 1993. Vol. A47. P. 4277.
11. *Tlidi M., Georghiou M. and Mandel P.* Transverse patterns in nascent optical bistability // Phys. Rev. 1993. Vol. A48. P. 4605.
12. *Lega J., Jakobsen P.K., Moloney J.V. and Newell A.C.* Nonlinear transverse modes of large aspect ratio homogeneously broadened lasers-II: pattern analysis near and beyond threshold // Phys. Rev. 1994. Vol. A49. P. 4201.
13. *Lefever R., Lugiato L.A., Wang K., Abraham N.B. and Mandel P.* Phase dynamics of transverse diffraction patterns in the laser // Phys. Lett. 1989. Vol. A135. P. 254.
14. *Wang K., Abraham N. B. and Lugiato L. A.* Leading role of optical phase instabilities in the formation of certain laser transverse patterns // Phys. Rev. 1993. Vol. A47. P. 1263.
15. *Staliunas K.* Vortices and dark solitons in the two-dimensional Nonlinear Schrödinger Equation // Chaos, Solitons & Fractals. 1994. Vol. 4, № 8/9. P. 1783.
16. *Дьяконов М.И., Перель В.И.* К теории газового лазера в магнитном поле // Оптика и спектр. 1966. Т. 20. С. 472.
17. *Соколов В.А., Фрадкин Э.Е.* Двухмодовые режимы генерации в кольцевом газовом лазере с двухизотопной активной средой // Кв.электроника. 1975. Т. 2. С. 807.
18. *Hanson D., Sargent M.* Theory of Zeeman laser: General formalism // Phys. Rev. 1974. Vol. A9. P. 466.
19. *Веткин В.А., Хромых А.М.* Конкуренция продольных мод в кольцевом лазере с анизотропным резонатором // Кв. электроника. 1972. Т. 3. С. 59.
20. *Гиунов Е.А., Фрадкин Э.Е.* Нелинейное взаимодействие эллиптически-поляризованных волн в кольцевом газовом лазере в магнитном поле // Кв.электроника. 1982. Т. 9. С. 889.
21. *Мельников Л.А., Савельев И.И., Четвериков В.И.* Динамика кольцевого газового лазера с циркулярно-анизотропным резонатором в существенно надпороговом режиме генерации // Кв. электроника. 1984. Т. 5, № 5. С. 937.
22. *Мейтленд А., Данин М.* Введение в физику лазеров. 1978.

23. *Maeda H. and Shimoda K.* Theory of the inverted Lamb dip with a Gaussian beam // *J. Appl. Phys.* 1976. Vol. 47, № 3. P. 1069.

24. *Titov A.* Saturated reflective index frequency shifts in laser stabilized by saturated absorption // *Optics Comm.* 1982. Vol. 419. P. 43.

25. *Мельников Л.А., Дербов В.Л., Новиков А.Д.* Новый метод решения задач о самовоздействии и его применение для расчета асимметрии контура резонансного поглощения в гауссовых пучках // *Кв. электроника.* 1987. Т. 14, № 12. С. 2529.

26. *Дербов В.Л., Мельников Л.А., Новиков А.Д.* Асимметрия резонансов насыщения за счет линзовых и апертурных эффектов при распространении внеосевых гауссовых пучков в нелинейной среде // *Кв. электроника.* 1989. Т. 16, № 8. С. 1652.

27. *Шпак И.В., Фрадкин Э.Е., Хоменко Ю.М., Довбешко А.М., Сидоренко В.С.* Численное исследование дифракционной невзаимности кольцевых оптических генераторов // *Оптика и спектр.* 1983. Т. 55, вып.1. С. 100.

28. *Khanin Ya.I., Kagan A.G., Novikov V.D., Novikov M.A., Polushuik I.N. and Shcherbakov A. I.* // *Opt. Comm.* 1980. Vol. 32. P. 456.

29. *Мельников Л.А., Рабинович Э.М., Тучин В.В.* Газоразрядные лазеры с линзоподобными средами. Саратов: Изд-во СГУ, 1987.

30. *Богатов А.П., Елисеев П.Г.* Нелинейная оптика полупроводниковых лазеров // *Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника.* 1986. Т. 35. С.208,

31. *Ramaswamy-Paye M., Fujimoto J.G.* Compact dispersion-compensating geometry for Kerr-lens mode-locked femtosecond lasers // *Opt.Lett.* 1994. Vol. 19. P. 1756.

32. *Cormier J.-F., Piche M., Salin F.* Suppression of beam breakup in self-mode-locked Ti:sapphire lasers // *Opt.Lett.* 1994. Vol. 19. P. 1225.

33. *Cerullo G., De Silvestri S., Magni V.* Self-starting Kerr-lens mode locking of a Ti:sapphire laser // *Opt.Lett.* 1994. Vol. 19. P. 1040.

34. *Gabetta G., Huang D., Jacobson J., Ramaswamy N., Ippen E.P. and Fujimoto J. G.* Femtosecond pulse generation in Ti:Al₂O₃ using a microdot mirror mode locked // *Opt. Lett.* 1991. Vol. 16. P. 1756.

35. *Briges R.E., Boyd R.W., Agraval G.P.* Effect of beam ellipticity on self-mode locking in lasers // *Opt. Lett.* 1993. Vol. 18. P. 2026.

36. *Haus H. A., Fujimoto J. G., Ippen E. P.* Analytic theory of additive pulse and kerr lens mode locking // *IEEE J. Quantum Electron.* 1992. Vol. 28. P. 2086.

37. *Arecchi F.T., Giacomelli G., Ramazza P.L. and Residori S.* Experimental evidence of chaotic itinerancy and spatiotemporal chaos in optics // *Phys. Rev. Lett.* 1990. Vol. 65. P. 2531.

38. *McDonald G. S. and Firth W. J.* Spatial solitary-wave optical memory // *J. Opt. Soc. Am.* 1990. Vol. B7. P. 1328.

39. *McDonald G. S. and Firth W. J.* Switching dynamics of spatial solitary wave pixels // *J. Opt. Soc. Am.* 1993. Vol. B10. P. 1081.

40. *Brambilla M., Lugiato L.A., Penna M.V., Prati F., Pagani P, Vanotti P., Li M.Y. and Weiss C.O.* The laser as nonlinear element for an optical associative memory // *Opt. Comm.* 1992. Vol. 92. P. 145.

41. *Vanotti P., Pagani P., Lugiato L.A. and Penna M.V.* All-optical associative memory based on the use of the laser as a nonlinear element // *Opt. Lett.* 1992. Vol. 17. P. 1526.

42. *Akhmanov S.A., Vorontsov M.A., Ivanov V.Yu., Larichev A.V. and Zheleznykh N.I.* Controlling transverse-wave interaction in nonlinear optics: generation and interaction of spatiotemporal structures // *J. Opt. Soc. Am.* 1992. Vol. B9. P. 78.

43. *Smith C.P., Dihadja Y., Weiss C.O., Lugiato L.A., Prati F. and Vanotti P.* Low energy switching of laser doughnut modes and pattern recognition // *Opt. Comm.* 1993. Vol. 102. P. 505.

44. *Kolobov M.I. and Sokolov I.V.* Spatial behaviour of squeezed states of light and quantum noise in optical images // *Sov.Phys. JETP.* 1989. Vol. 69. P. 1097; Squeezed states of light and quantum noise-free optical images // *Phys. Lett.* 1989. Vol. A140. P.

101; Multimode squeezing, antibunching in space and noise-free optical images // *Europhys. Lett.* 1991. Vol. 15. P. 271.

45. *La Porta A. and Slusher R.E.* Squeezing limits at light parametric gains // *Phys. Rev.* 1991. Vol. A44. P. 2013.

46. *Lugiato L.A. and Castelli F.* Quantum noise reduction in a spatial dissipative structure // *Phys. Rev. Lett.* 1992. Vol. 68. P. 3284.

47. *Lugiato L.A. and Gatti A.* Spatial structure of a squeezed vacuum // *Phys. Rev. Lett.* 1993. Vol. 70. P. 3868.

48. *Grynberg G. and Lugiato L.A.* Quantum properties of hexagonal patterns // *Opt. Comm.* 1993. Vol. 101. P. 69.

49. *Lugiato L.A., Castelli F.* Non-Local Behaviour in the Far-Field of the Optical Parametrical Oscillator Above Threshold, Paper QMD2 // Conference on Lasers and Elektro-Optic. European Quantum Electronics Conference. P. 8 September, 1996, Hamburg, Germany.

50. *Law C.T. and Swartzlander G.A.Jr.*, Polarized optical vortex solitons: instabilities and dynamics in Kerr nonlinear media // *Chaos, Solitons Fractals.* 1994. Vol. 4, № 8/9. P. 1759.

51. *Gudelev V.G., Svirina L.P., Zhurik Yu.P.* Antiphase polarization dynamics influenced by noise in a single-mode gas laser with anisotropic cavity // *Laser Optics '95: Nonlinear Dynamics in Lasers / Eds Neal B. Abraham, Yakov I. Khanin.* // *Proc. SPIE.* 1996. Vol. 2792. P. 118.

52. *Kul'minskii A.M., Serrat C., Vilaseca R.A., Corbalan R.* Polarization effects in the dynamics of optically pumped lasers // *Laser Optics '95: Nonlinear Dynamics in Lasers / Eds Neal B. Abraham, Yakov I. Khanin.* // *Proc. SPIE.* 1996. Vol. 2792. P. 125.

53. *Martin-Regalado J., San Miguel M., Abraham N.B., Prati F., Tissoni G.* Polarization properties and transverse mode characteristics in quantum well vertical cavity surface-emitting lasers // *Laser Optics '95: Nonlinear Dynamics in Lasers / Eds Neal B. Abraham, Yakov I. Khanin.* *Proc. SPIE.* 1996. Vol. 2792. P. 136.

54. *Milovsky N.D., Khanin Ya.I., Khandokhin P.A., Bielawski S., Derozier P., Glorieux D.P.* Dynamics of class-B laser with two elliptically polarized modes // *Laser Optics '95: Nonlinear Dynamics in Lasers / Eds Neal B. Abraham, Yakov I. Khanin.* // *Proc. SPIE.* 1996. Vol. 2792. P. 148.

55. *Voitovich A.P., Kul'minskii A.M., Loiko Yu.V., Severikov V.N.* Spontaneous polarization symmetry breaking in gas lasers and its observation possibilities // *Laser Optics '95: Nonlinear Dynamics in Lasers / Eds Neal B. Abraham, Yakov I. Khanin.* // *Proc. SPIE.* 1996. Vol. 2792. P. 157.

56. *Yasinskii V. M.* Polarization dynamics in He-Ne ring laser // *Laser Optics '95: Nonlinear Dynamics in Lasers / Eds Neal B. Abraham, Yakov I. Khanin.* // *Proc. SPIE.* 1996. Vol. 2792. P. 166.

57. *Melnikov L.A., Veshneva I.V., Konukhov A.I.* Transverse pattern dynamics in short-pulse mode-locked solid-state laser // *Chaos, Solitons & Fractals.* 1994. Vol. 4, № 8/9. P. 1535.

58. *Arnoud J.A.* Nonorthogonal optical waveguides and cavities // *The Bell System Technical Journal.* 1970. Vol. 49, № 9. P. 2311.

59. *Савельев И.И., Хромых А.М.* Продольные моды объемного кольцевого резонатора // *Квантовая электроника.* 1976. Т. 3, № 7. С. 1517.

60. *Виницкий С. И., Дербов В.Л., Дубовик В.М., Марковски Б.Л., Степановский Ю.П.* Топологические фазы в квантовой механике и поляризационной оптике // *УФН.* 1990. Т. 160, вып.6.

61. *Волновые и флуктуационные процессы в лазерах / Под ред. Ю.Л. Климонтовича.* 1974.

62. *Раутиан С. Г., Смирнов Г. И., Шалагин А.М.* Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. 1979.

63. *Мельников Л.А.* Пространственно-временная динамика световых полей в лазерах, резонансных средах и оптических волноводах. Дисс.... д-ра. физ.-мат. наук. Саратов: СГУ, 1992.

64. Segev M., Solomon R. and Yariv A. Manifestation of Berry's Phase in Image-Bearing Optical Beams // Phys. Rev. Lett. 1992. Vol. 69, № 4. P. 590.

65. Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. М., 1963.

66. Савельев И.И. К теории зеэмановского газового лазера бегущей волны при больших интенсивностях излучения // Квантовая электроника. 1979. Т.6. С.632.

Саратовский государственный
университет

Поступила в редакцию 28.10.96
после переработки 27.12.96

TRANSVERSE POLARISATION DYNAMICS OF FIELD STRUCTURE IN LASERS

L.A. Melnikov, A.I. Konukhov, M.V. Ryabinina

Theoretical and numerical models are presented for the investigation of transverse polarization pattern dynamics in lasers having the cavities with image rotation taking into account the magnetic sublevels structure of transition. For class A laser with an isotropic cavity and without restriction on the transverse number of modes a field dynamics, regimes of oscillations, the spontaneous emission on generated structures have been investigated effect numerical simulations



Мельников Леонид Аркадьевич - родился в 1949 году. Окончил физический факультет Саратовского университета (1971). С 1978 года - кандидат, с 1992 года - доктор физико-математических наук. Профессор кафедры оптики с 1992 года. Область научных интересов: физика лазеров, лазерная спектроскопия, лазерные и волоконно-оптические измерительные системы, оптическая гироскопия, нелинейная динамика лазеров и оптических систем, нелинейное распространение световых пучков и импульсов в волноводных и резонансных средах, лазеры сверхкоротких импульсов, поперечная нелинейная оптика. Автор более чем 100 научных публикаций, член Оптического общества Америки, Международного общества по оптической технике.



Конюхов Андрей Иванович - родился в 1972 году. Окончил физический факультет Саратовского университета. С 1994 году аспирант кафедры оптики СГУ. Область научных интересов: нелинейная динамика лазеров и оптических систем. Стипендиат программы «Соросовские аспиранты» (1995, 1996).



Рябинина Мария Викторовна - родилась в 1971 году. Окончила физический факультет Саратовского университета (1993). С 1995 года является аспиранткой кафедры оптики СГУ. Область научных интересов: нелинейная динамика лазеров и оптических систем, лазерная спектроскопия.