

Поляризационный захват волнового фронта деполаризованного спекл-излучения модой голографического лазера

В.В.Яровой

Исследованы поляризационные свойства безопорной голограммы, на толщине которой незначительна дифракция на спекл-неоднородностях записывающего ее деполаризованного излучения. Показано, что такая голограмма, являясь выходным зеркалом кольцевого лазера, обладает селективными свойствами в отношении волн-спеклонов, составляющих генерирующую моду. Проанализировано поведение фундаментальной моды голографического лазера с неоднородной внутрирезонаторной двулучепреломляющей средой. Определены условия достижения амплитудно-фазовых соотношений между спеклонами моды, необходимых для векторного ОВФ деполаризованного спекл-сигнала.

Ключевые слова: векторное обращение волнового фронта, деполаризация, спекл-поле, безопорная голограмма, голографический лазер.

1. Введение

Существует два основных метода, позволяющих реализовать векторное ОВФ (ВОВФ) деполаризованного излучения. Эти методы основаны на использовании вырожденного четырехволнового взаимодействия с двумя опорными циркулярно поляризованными волнами накачки [1, 2] и обратного вынужденного рассеяния [1, 3, 4]. В последние годы в исследованиях, связанных с ОВФ и конструированием лазеров, самоадаптирующихся к фазово-поляризационным искажениям, много внимания уделяется созданию так называемого голографического лазера, в котором одно из зеркал представляет собой динамическую голограмму [5–17]. Возможны два пути создания таких лазеров: в более традиционном варианте голографическое зеркало, а вместе с ним и кольцевой резонатор формируются инжектируемым в петлевую схему управляющим излучением [5–9, 13–17], в другом варианте реализуется самостартующий лазер, адаптивный к внутрирезонаторным aberrациям [10–12].

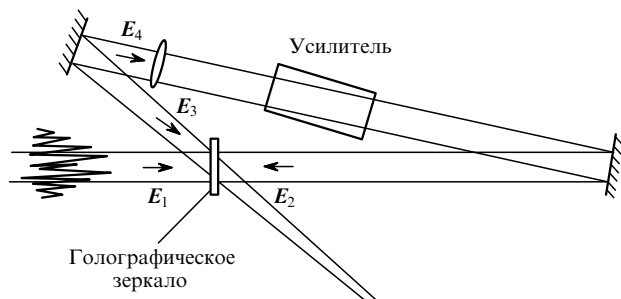


Рис. 1. Кольцевой лазер с голографическим зеркалом, формируемым внешним пространственно-неоднородным оптическим сигналом $E_1 - E_3$.

Институт прикладной физики РАН, Россия, 603600 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; эл. почта: uagovou@appl.sci-ppov.ru

Поступила в редакцию 7 сентября 2000 г., после доработки – 3 февраля 2001 г.

В большинстве работ, посвященных исследованию таких лазеров, рассматривались возможности коррекции фазовых искажений на трассе лазерного излучения. О компенсации деполаризации внутри самостартующей петлевой схемы сообщалось в работе [12]. Поляризационные свойства голограммы, формируемой внешним деполаризованным спекл-сигналом, впервые анализировались в [13]. В настоящей работе развивается предложенная в [13] модель и ее целью является определение условий достижения ВОВФ деполаризованного спекл-излучения в моде формируемого этим излучением голографического лазера.

2. Структура моды в поляризационной модели голографического лазера с короткой голограммой и неоднородной двулучепреломляющей пластиной

Кольцевой голографический резонатор формируется в результате записи голограммы волнами E_1 и E_3 (рис. 1), где E_1 – сигнальная волна, приходящая на вход петлевой схемы, а E_3 – сигнальная волна, которая получается из волны E_1 при обходе последних элементов петлевой схемы. В случае существенно неоднородных записывающих пучков E_1, E_3 (в частности, спекл-пучков) приходится иметь дело с безопорной голограммой, когда ни одна из двух записывающих ее волн не выступает по отношению к другой в качестве опорной, т. е. пространственно-однородной на масштабе ее огибающей. Удовлетворить приближению традиционной опорной голографии при создании голографического лазера, работая со спекл-пучками E_1, E_3 , практически невозможно. Это потребовало бы фокусировки волны E_3 в одну спекл-неоднородность волны E_1 , что привело бы к существенному росту потерь для моды на апертуре сформированного таким образом голографического зеркала с соответствующим значительным увеличением порога возбуждения и без того низкодобротного голографического лазера.

Способность безопорной голограммы выделять из шумов кольцевого лазера обращенную по отношению к

сигналу $E_1 - E_3$ волну в его моде $E_2^{\text{mod}} - E_4^{\text{mod}}$, развивающейся во встречном к сигналу направлении, анализировалась в работах [14–16]. В частности, в [15, 16] был рассмотрен случай недифракционной (или так называемой короткой) голограммы, на толщине l_h которой можно пренебречь дифракционным расплыванием характерных поперечных неоднородностей $\rho_{1,3}$ записывающего спекл-поля: $l_h < k\rho_{1,3}^2$, где $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны записывающего поля. Данное приближение в силу нетребовательности к толщине голографической среды имеет очевидные преимущества перед исследованным ранее приближением дифракционной безопорной голограммы [14].

Селективная способность короткой голограммы проявляется при неколлинеарном сведении (под углом φ) записывающих ее спекл-пучков E_1, E_3 и определяется параметром $\mu \approx \rho_1/(l_h \sin \varphi)$, характеризующим степень взаимного перемешивания в голограмме их спеклов. При оптимальном угле $\varphi_{\text{opt}} \sim a_1/l_h$ (a_1 – радиус сечения каустики волны записи E_1), при котором такое перемешивание наиболее эффективно, параметр μ примерно равен фактору спеклования ρ_1/a_1 сигнального поля и в случае развитой спекл-структуры последнего (когда $\rho_1/a_1 \ll 1$) является малой величиной.

Основные механизмы селекции, имеющие место при использовании короткой голограммы [15], состоят в следующем. Во-первых, короткая голограмма дискриминирует шумовые волны E_{2n} , некоррелированные по тонкой спекл-структуре с сигнальным полем E_1 , что обусловлено худшим (примерно в $1/\mu$ раз) их отражением от селективной ($\mu \ll 1$) голограммы по сравнению с отражением сопряженной компоненты считывающего поля $E_{2c} \sim E_1^*$. Во-вторых, относительная доля некоррелированной шумовой составляющей E_{4n} , которая наряду с сопряженной составляющей $E_{4c} \sim E_3^*$ всегда появляется в волне рассеяния E_4 при отражении от безопорной голограммы даже точно обращенной волны $E_{2c} \sim E_1^*$, также определяется малым параметром μ .

С учетом этих свойств короткой голограммы, являющейся выходным зеркалом кольцевого лазера, обращенная компонента $E_{2c,4c}^{\text{mod}} \sim E_{1,3}^*$ в его фундаментальной (т. е. наиболее добротной) поперечной моде $E_{2,4}^{\text{mod}}$ лишь слабо зашумляется некоррелированным полем $E_{2n,4n}^{\text{mod}}$ [15, 16]:

$$E_{2,4}^{\text{mod}} = E_{2c,4c}^{\text{mod}} + E_{2n,4n}^{\text{mod}}, \quad \frac{\int |E_{2n,4n}^{\text{mod}}|^2 dr}{\int |E_{2c,4c}^{\text{mod}}|^2 dr} \sim o(\mu). \quad (1)$$

Последние соотношения справедливы в «скалярном» приближении, когда поляризация является однородной в сигнальном пучке $E_1 - E_3$. Это означает, что получаемые при разложении векторного поля E_1 по произвольному линейному базису (x_0, y_0) скалярные поля E_{1x}, E_{1y} (где $E_1 = E_{1x}x_0 + E_{1y}y_0$) имеют идентичные структуры волновых фронтов: $K_{1x,1y} \equiv 1$, где

$$K_{1x,1y} = \frac{\langle E_{1x}(r)E_{1y}^*(r) \rangle}{(\langle I_{1x} \rangle \langle I_{1y} \rangle)^{1/2}}$$

– поперечная корреляционная функция полей E_{1x} и E_{1y} ; угловые скобки означают усреднение по статистическому ансамблю реализаций сигнального спекл-излучения [1, 18]. В поляризационно же невырожденном случае основная мода в определенных приближениях [13] может быть представлена в виде следующей суперпозиции:

$$E_{2,4}^{\text{mod}} = \sum_{i=1}^4 E_{2,4}^{(i)}. \quad (2)$$

Слабые некоррелированные волны $E_{2n,4n}^{\text{mod}}$ в (2) опущены, а $E_2^{(i)} - E_4^{(i)}$ – линейно поляризованные волны (или спеклоны), которые точно коррелированы с одним из двух скалярных полей E_{1x} и E_{1y} и определяются следующим образом:

$$E_2^{(1)} = a_{\perp} E_{1y}^* y_0, \quad E_2^{(2)} = a_{\parallel} E_{1x}^* x_0, \\ E_2^{(3)} = b_{\perp} E_{1x}^* y_0, \quad E_2^{(4)} = b_{\parallel} E_{1y}^* x_0, \quad (3)$$

где $a_{\parallel}, a_{\perp}, b_{\parallel}, b_{\perp}$ – комплексные постоянные, по которым далее будем называть эти волны, соответственно, спеклонами типа $a_{\parallel}, a_{\perp}, b_{\parallel}, b_{\perp}$ (или спеклонами типа a, b).

Отражаясь от безопорной голограммы, спеклоны $E_2^{(i)}$ будут давать вклад как в аналогичные спеклоны $E_4^{(j)}$ волны рассеяния E_4 ($E_4^{(1)} \sim E_{3y}^* y_0, E_4^{(2)} \sim E_{3x}^* x_0, E_4^{(3)} \sim E_{3x}^* y_0, E_4^{(4)} \sim E_{3y}^* x_0$), так и в волну E_{4n} , которая некоррелирована с сигнальной волной E_3 ($\langle E_{4n} E_3 \rangle = 0$) и принимает участие в формировании слабой несопряженной компоненты моды $E_{2n,4n}^{\text{mod}}$.

Далее учтем уже использованное ранее [13] предположение о существовании такой пары единичных векторов x_0, y_0 , для которых скалярные поля E_{1x} и E_{1y} полностью некоррелированы: $K_{1x,1y} = 0$. Такая ситуация, в частности, реализуется, когда сигнальная волна E_1 формируется при наличии на входе петлевой схемы случайно-неоднородной двулучепреломляющей пластины (рис.2), вносящей для своих обыкновенной и необыкновенной волн глубокие ($\langle \psi_{o,e}(r) - \langle \psi_{o,e} \rangle \rangle \geq 2\pi$), независимые ($\langle \psi_o(r) - \psi_e(r) \rangle = 0$) и быстро меняющиеся по сечению лазерного пучка E_0 флуктуации фазы. В этом случае один из векторов x_0, y_0 выделенного таким образом базиса будет коллинеарен оптической оси двулучепреломляющего элемента.

Итак, в рассматриваемом случае пространственно-поляризационная структура моды находится в сильной зависимости от амплитудно-фазовых соотношений между составляющими ее спеклонами. Для реализации ВОВФ необходимо, чтобы выполнялись следующие соотношения: $a_{\parallel} = a_{\perp}, b_{\parallel} = b_{\perp} = 0$. С этой целью в петлю обратной связи должен быть помещен поляризационный элемент, призванный обеспечить эффективный энергообмен между спеклонами при формировании моды (рис.2). Роль такого элемента выполняет двулучепреломляющая среда. Амплитудно-фазовые соотношения между спеклонами в моде определяются при решении следующей системы уравнений:

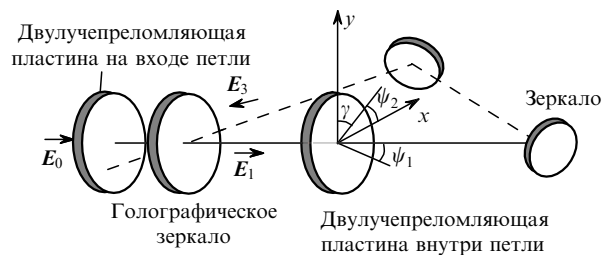


Рис.2. Голографический резонатор с неоднородными двулучепреломляющими пластинами на входе и в петле обратной связи (первая служит для создания входного деполаризованного спекл-сигнала, вторая используется для формирования моды).

$$g_{ij}^{\text{pol}} e_j = g e_i, \quad (4)$$

где $e_1 = a_{\perp}$, $e_2 = a_{\parallel}$, $e_3 = b_{\perp}$, $e_4 = b_{\parallel}$; g – собственное число моды; g_{ij}^{pol} – элементы матрицы \hat{G}^{pol} размерностью 4×4 , определяющей действие на a - и b -спеклоны поляризованных элементов и представляющей собой произведение матриц: $\hat{G}^{\text{pol}} = \hat{T}\hat{R}$, где \hat{T} – оператор двулучепреломляющей пластины; \hat{R} – оператор отражения спеклонов $\mathbf{E}_2^{(i)}$ от голографического зеркала.

При описанном способе формирования деполаризованного излучения волны \mathbf{E}_1 (когда $K_{1x,1y} = 0$) матрица \hat{R} является диагональной: $r_{11} = r_{44} = p$, $r_{22} = r_{33} = 1 - p$, где $p = \int \langle I_y \rangle d\mathbf{r} / \int \langle I_x \rangle d\mathbf{r}$ – параметр, характеризующий интегральную поляризацию сигнального пучка \mathbf{E}_1 в базисе x_0, y_0 ; в данном случае этот параметр является и дифференциальной поляризацией пучка \mathbf{E}_1 : $p = \langle I_y(\mathbf{r}) \rangle / \langle I_x(\mathbf{r}) \rangle$.

Помещение однородной двулучепреломляющей пластины в петлю обратной связи не позволяет разрешить проблему ВОВФ в моде голографического лазера. Как было показано в [13], этому препятствует ряд негативных факторов, один из которых, в частности, связан с паритетным присутствием в фундаментальной моде наряду с «полезными» «паразитных» b -спеклонов. Введение зависимости параметров двулучепреломляющей пластины $\gamma(r)$ и $\psi(r)$ от поперечной координаты r (γ – угол, под которым оптическая ось этой пластины ориентирована относительно выделенного базиса; $\psi = \psi_2 - \psi_1$ – фазовый сдвиг между ее нормальными волнами) с целью нейтрализации этих отрицательных факторов приводит к усложнению модели.

Эффективность предлагаемого пути будет, очевидно, зависеть как от характерного масштаба изменения этих параметров в поперечном сечении пластины, так и от абсолютной величины их флуктуаций вблизи некоторого среднего значения. Рассмотрим предельный случай, когда выбранный параметр (γ или ψ) имеет равномерное (в интервале $[0, 2\pi]$) и однородное по поперечной координате r распределение и когда характерный масштаб его изменения в сечении двулучепреломляющей пластины много меньше диаметра сигнального пучка в этом же сечении. Это позволит воспользоваться статистическим подходом: будем иметь дело с ансамблем реализаций голографического лазера, в котором от реализации к реализации меняются как тонкая структура голографического зеркала, определяемая спекл-структурой формирующего его сигнального излучения, так и пространственное распределение выбранного параметра двулучепреломляющей пластины, случайно флуктуирующего в ее поперечном сечении. Задача состоит в определении среднестатистических параметров моды в зависимости от детерминированных параметров голографического резонатора.

Для определения параметров фундаментальной моды в рамках предлагаемой модели необходимо получить модифицированную матрицу \hat{T}^{new} , используя выражение для оператора \hat{T} в случае однородного двулучепреломляющего элемента [13]:

$$\hat{T} = \begin{bmatrix} A_1 & A_2 & B_1 & B_1^* \\ A_2 & A_1 & -B_1 & -B_1^* \\ B_1 & -B_1 & B_2 & A_2 \\ B_1^* & -B_1^* & A_2 & B_2^* \end{bmatrix}, \quad (5)$$

где

$$A_1 = 1 - A_2; \quad A_2 = \frac{\sin^2 2\gamma}{2} (1 - \cos \psi);$$

$$B_1 = \frac{\sin 2\gamma}{2} [\cos 2\gamma - \cos^2 \gamma \exp(i\psi) + \sin^2 \gamma \exp(-i\psi)]; \quad (6)$$

$$B_2 = \frac{\sin^2 2\gamma}{2} + \cos^4 \gamma \exp(i\psi) + \sin^4 \gamma \exp(-i\psi).$$

Для этого проанализируем результат однократного обхода кольцевого голографического резонатора волной $\mathbf{E}_2^{(0)}$, представляющей собой суперпозицию четырех спеклонов:

$$\mathbf{E}_2^{(0)} = \sum_{j=1}^4 \mathbf{E}_{2j}^{(0)} = \sum_{j=1}^4 e_j^{(0)} \mathbf{E}_j,$$

где $e_1^{(0)} = a_{\perp}$, $e_2^{(0)} = a_{\parallel}$, $e_3^{(0)} = b_{\perp}$, $e_4^{(0)} = b_{\parallel}$; $\mathbf{E}_1 = E_{1y}^* \mathbf{y}_0$, $\mathbf{E}_2 = E_{1x}^* \mathbf{x}_0$, $\mathbf{E}_3 = E_{1x}^* \mathbf{y}_0$, $\mathbf{E}_4 = E_{1y}^* \mathbf{x}_0$. После полного обхода резонатора волна $\mathbf{E}_2^{(0)}$ трансформируется в волну

$$\mathbf{E}_2^{(1)} = \sum_{i=1}^4 \mathbf{E}_{2i}^{(1)} = \sum_{i=1}^4 e_i^{(1)}(r) \mathbf{E}_i,$$

где

$$e_i^{(1)}(r) = \sum_{j=1}^4 t_{ij}(r) r_j e_j^{(0)},$$

где t_{ij} – элементы оператора \hat{T} . Таким образом, в волнах $\mathbf{E}_{2i}^{(1)} = e_i^{(1)} \mathbf{E}_i$, получаемых в результате действия неоднородного в данном случае оператора $\hat{G}^{\text{pol}}(r)$ на волну $\mathbf{E}_2^{(0)}$, пространственная структура, точно совпадающая со структурой соответствующего спеклона \mathbf{E}_i , оказывается промодулированной существенно неоднородной функцией $e_i^{(1)}(r)$. Для получения элементов t_{ij}^{new} модифицированной матрицы \hat{T}^{new} необходимо рассчитать проекции волн $\mathbf{E}_{2i}^{(1)}$ на \mathbf{E}_i :

$$\mathbf{E}_{2i}^{(1)} = c_{0i} \mathbf{E}_i + \mathbf{E}_{2ni}, \quad \int \mathbf{E}_{2ni} \mathbf{E}_i^* d\mathbf{r} \equiv 0, \quad (7)$$

где

$$c_{0i} = \frac{\int e_i^{(1)}(r) I_i d\mathbf{r}^2}{\int I_i d\mathbf{r}^2} \approx \frac{\int \langle e_i^{(1)}(r) \rangle \langle I_i \rangle d\mathbf{r}^2}{\int \langle I_i \rangle d\mathbf{r}^2} = \langle e_i^{(1)} \rangle. \quad (8)$$

При выводе (8) полагалось, что имеет место принцип эргодичности, который позволяет заменить интегралы от случайных функций по поперечным координатам в каждой их конкретной реализации из ансамбля средними интегралами.

Как известно, в полной мере эргодический постулат справедлив для однородной статистики [18], которая имела бы место в случае бесконечной огибающей сигнального спекл-поля, обуславливающей бесконечность площади, по которой ведется интегрирование. В рассматриваемом случае апертурно-ограниченного спекл-пучка основанием к применению эргодического постулата являются как малость поперечного размера спекла в сигнальном поле (и, соответственно, в функциях $I_i(r)$), так и малость характерного масштаба изменения функции $e_i(r) \sim t_{ij}(r)$ в пределах области интегрирования.

В формуле (8) была учтена статистическая независимость случайных функций $e_i(r)$ и $I_i(r)$ в обобщенном ансамбле, а также однородность статистики функции $e_i(r)$, следствием чего является независимость $\langle e_i(r) \rangle$ от коор-

динаты r . С учетом этого процедура определения элементов t_{ij}^{new} модифицированной матрицы \hat{T}^{new} сводится к усреднению соответствующих матричных элементов прежнего оператора \hat{T} (5) по пространственно-неоднородному параметру:

$$t_{ij}^{new} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} t_{ij}(\omega) d\omega, \quad (9)$$

где $\omega = \psi$ или γ . Таким образом, в выражении (9) также учтена равномерность распределения выбранного параметра ω в интервале $[0, 2\pi]$.

Поясним теперь физический смысл проделанной в (7) процедуры. Получаемые в результате ее волны E_{2ni} , ортогональные соответствующим спеклонам $E_{2ci} \sim E_i$, удовлетворяют, что более принципиально, требованию некоррелированности с этими спеклонами по тонкой спекл-структуре: $\langle E_{2ni} E_i^* \rangle = 0$. Это означает, что волны E_{2ni} при своем отражении от безпорной голограммы будут давать вклад только в некоррелированные компоненты волны рассеяния E_4 . Таким образом, складываясь с шумовыми волнами, получаемыми при отражении от безпорной голограммы спеклонов E_{2ci} , волны E_{2ni} также будут принимать участие в формировании некоррелированной компоненты моды E_{2n}^{mod} .

Однако существует одно принципиальное отличие волн типа E_{2ni} , появляющихся после прохождения спеклонов E_{4ci} через неоднородную внутррезонаторную среду, от шумовых волн, порождаемых спеклонами E_{2ci} в результате отражения последних от безпорной голограммы. Оно состоит в том, что эти шумовые волны не влияют на абсолютную величину коэффициента трансформации в себя сопряженной компоненты моды E_{2c}^{mod} при однократном обходе модой резонатора, что выражается в независимости добротности моды от селективной способности голограммы (от параметра μ): от нее зависит только относительный вклад шумовой компоненты E_{2n}^{mod} в моде [15–17].

Напротив, появление волн E_{2ni} как раз эффективно уменьшает упомянутый коэффициент трансформации, непосредственно влияя тем самым на добротность моды. По этой причине мода, обеспечивая для себя максимум добротности, стремится по возможности минимизировать амплитуду шумовой волны E_{2ni} (см. (7)), что достигается благодаря определенным амплитудно-фазовым соотношениям между спеклонами a - и b -типов в сопряженной компоненте E_{2c}^{mod} .

3. Резонатор с двулучепреломляющей пластиной, неоднородной по фазовому сдвигу между ее нормальными волнами

Рассмотрим теперь ситуацию, когда ψ – случайная величина, а γ принимает детерминированное значение. Отличие матрицы \hat{T}_{ψ}^{new} от \hat{T} будет состоять в том, что в элементах t_{ij} необходимо «занулить» слагаемые с множителями $\exp(\pm i\psi)$ и $\cos\psi$. Соответственно решение системы уравнений (4) дает следующие выражения для связи между спеклонами в модах и для их собственных чисел:

$$a_{\parallel} = a_{\perp} \frac{p-g}{g-(1-p)}, \quad b_{\parallel} = b_{\perp}, \quad b_{\perp} = a_{\perp} \frac{A_2(1-2g)}{2B_1(1-p-g)}, \quad (10)$$

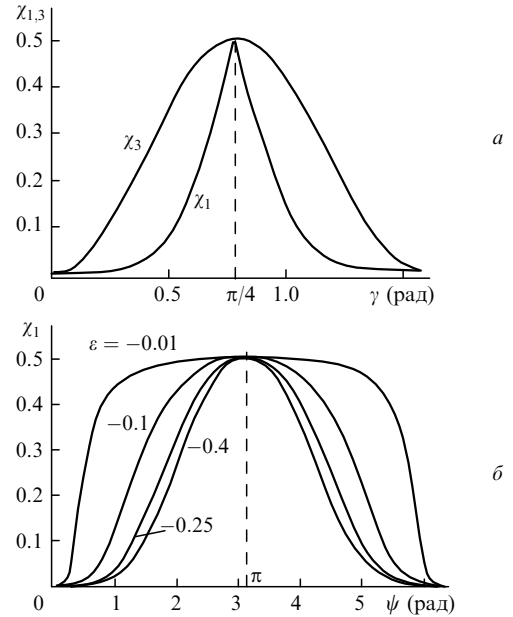


Рис.3. Зависимости $\chi_1(\gamma)$ (для $\epsilon < 0$) и $\chi_3(\gamma)$ в случае двулучепреломляющей пластины со случайно-неоднородным распределением фазового сдвига ψ между обыкновенной и необыкновенной волнами (а) и зависимости $\chi_1(\psi, \epsilon)$ в случае двулучепреломляющей среды с сильно-неоднородной девиацией γ ее оптической оси в поперечном сечении пластины (б).

$$g_{1,2} = 0, \quad g_{3,4} = \frac{1 \pm |2\epsilon|(A_1 - A_2)^{1/2}}{2}, \quad (11)$$

где $\epsilon = p - 0.5$. При дальнейшем анализе условий для ВОВФ удобно ввести безразмерные параметры, характеризующие амплитудно-фазовые соотношения в моде между «полезными» a -спеклонами и относительный энергетический вклад в нее «паразитных» b -спеклонов: $\chi_1 = |a_{\perp}|^2 / (|a_{\perp}|^2 + |a_{\parallel}|^2)$, $\chi_2 = |\arg(a_{\parallel}/a_{\perp})|$, $\chi_3 = (|b_{\perp}|^2 + |b_{\parallel}|^2) / (|a_{\perp}|^2 + |a_{\parallel}|^2 + |b_{\perp}|^2 + |b_{\parallel}|^2)$. Параметры χ_1, χ_2, χ_3 для наиболее добротной моды (с собственным числом g_3) в этом случае приобретают вид (см. рис.3,а)

$$\chi_1 = \frac{1}{2} + \text{sign } \epsilon \frac{(A_1 - A_2)^{1/2}}{2A_1}, \quad \chi_2 = 0, \quad \chi_3 = A_2. \quad (12)$$

Отметим следующие характерные особенности полученного решения. Прежде всего, фазовый сдвиг между спеклонами типа a_{\parallel} и a_{\perp} отсутствует во всем пространстве параметров γ, ϵ в силу того, что $\chi_2 = 0$ как для самой добротной моды с g_3 , так и для следующей за ней невырожденной моды с g_4 . Однако в рассмотренном случае недостатком по-прежнему является паритетное присутствие в моде «паразитных» спеклонов типа b_{\parallel} и b_{\perp} в точке $\gamma = 45^\circ$, в которой обеспечивается параметр χ_1 , оптимальный для ВОВФ ($\chi_1 = 0.5$).

4. Резонатор с двулучепреломляющей пластиной, неоднородной по углу ориентации ее оптической оси

Теперь рассмотрим ситуацию, при которой случайным параметром является угол γ при фиксированном значении параметра ψ . После усреднения переходим к матрице \hat{T}_{γ}^{new} , аналогичной матрице \hat{T} , если положить в (6) $A_1 = 3/4 + (1/4) \cos\psi$, $A_2 = 1 - A_1$, $B_1 = 0$, $B_2 = 1/4 +$

$(3/4) \cos \psi$. В результате решения системы уравнений (4) имеем следующие выражения для связи между спеклонами:

$$a_{\parallel} = a_{\perp} \frac{p - g}{g - (1 - p)} \quad (13)$$

с парой собственных чисел

$$g_{1,2} = \frac{A_1 \pm [A_1^2 - (1 - 4\epsilon^2)(A_1 - A_2)]^{1/2}}{2} \quad (14)$$

и

$$b_{\parallel} = b_{\perp} \frac{g - (1 - p)B_2}{pA_2} \quad (15)$$

с другой парой собственных чисел

$$g_{3,4} = \frac{B_2 \pm [B_2^2 - (1 - 4\epsilon^2)(B_2^2 - A_2^2)]^{1/2}}{2}. \quad (16)$$

В данном случае проблема дискриминации паразитных спеклонов типа b_{\parallel} и b_{\perp} заведомо решается, поскольку, во-первых, эти спеклоны оказываются независимыми от спеклонов типа a_{\parallel} и a_{\perp} : моды, содержащие спеклоны типа a , не содержат спеклоны типа b , и наоборот. Во-вторых, наиболее добротная мода (с собственным числом g_1) всегда содержит только нужные для ВОВФ a -спеклоны, заведомо удовлетворяя равенству $\chi_3 = 0$. Необходимая фазировка между спеклонами типа a_{\parallel} и a_{\perp} в этой моде также всегда обеспечивается ($\chi_2 = 0$). Вид функций $\chi_1(\psi, \epsilon)$ показан на рис.3,б.

Практическая реализация описанной модельной ситуации однако затруднена. Так, если неоднородность по параметру ψ обеспечивается травлением однородного элемента в кислоте, то для реализации пластины, неоднородной по параметру γ , что является более актуальным для осуществления ВОВФ, необходимо было бы раздробить тонкую однородную пластину на фрагменты (с линейным размером каждого несколько сотен микрометров) и затем заново «склеить» их вместе. При этом оптическая ось, оставаясь параллельной общей лицевой поверхности сформированного таким образом элемента, будет случайно ориентирована в каждом из фрагментов.

На практике подобная ситуация может быть смоделирована, в частности, с помощью двух протравленных пластин, неоднородных по параметру $\psi(r)$. В результате решения соответствующей системы уравнений (4) для этой модельной ситуации в случае наиболее добротной моды получаем зависимости $\chi_{1,3}(\gamma, \delta\gamma, \epsilon)$, которые показаны на рис.4 (где $\delta\gamma = \gamma_2 - \gamma_1$, $\gamma = \gamma_1$; γ_1 и γ_2 – углы, определяющие ориентацию оптических осей относительно нормали к плоскости петлевой схемы в каждой из двух пластин). Параметр $\chi_2(\gamma, \delta\gamma, \epsilon)$ в этой моде всегда равен нулю.

Обратим внимание на две принципиальные для ВОВФ особенности зависимостей $\chi_{1,3}(\gamma, \delta\gamma, \epsilon)$ в окрестности точки $\delta\gamma = \pi/4$. Особенность точки $\delta\gamma = \pi/4$ состоит в том, что параметры $\chi_{1,3}$, имеющие здесь оптимальные для ВОВФ значения, не зависят как от ϵ , так и от угла γ : результат зависит только от взаимной ориентации оптических осей двух протравленных пластин, но не от их привязки к выделенному базису. Выделенность последнего, напомним, определяется взаимной некоррелированностью получаемых в нем скалярных полей E_{1x} и E_{1y} сигнального поля.

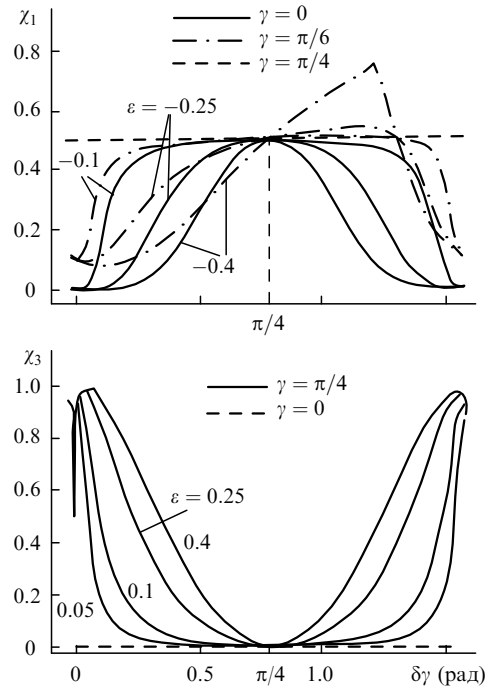


Рис.4. Зависимости χ_1 и χ_3 от γ , $\delta\gamma$ и ϵ в случае двух неоднородных по параметру ψ двулучепреломляющих пластин в петле обратной связи голографического резонатора.

Таким образом, достижение необходимых амплитудно-фазовых соотношений между «полезными» a -спеклонами в фундаментальной моде и подавление в ней «паразитных» b -спеклонов не завязит в точке $\delta\gamma = \pi/4$ ни от поляризации сигнальной волны (параметра ϵ), ни от характера деполаризации, т. е. от степени коррелированности скалярных полей E_{1x} и E_{1y} , которая может быть теперь и не равной нулю, принимая произвольные значения от нуля до единицы: $\min | \langle E_{1x}(r)E_{1y}^*(r) \rangle | / (\overline{I_x I_y})^{1/2} \in [0, 1]$. Иначе говоря, в точке $\delta\gamma = \pi/4$ имеет место абсолютный «поляризационный захват» модой пространственно-поляризационной структуры сигнального излучения.

5. Заключение

Поясним причины описанного поведения моды резонатора с двумя протравленными пластинами в окрестности точки $\delta\gamma = \pi/4$. По мере увеличения параметра $\delta\gamma$ от нуля до $\pi/4$ нормальные волны такой сборной двулучепреломляющей среды все в большей степени становятся эллиптическими. При этом эксцентриситет и ориентация эллипсов поляризации нормальных волн сильно неоднородны по поперечному сечению данной среды, но существует средний по ансамблю эксцентриситет нормальных волн, одинаковый в любой точке поперечного сечения.

Если точка $\delta\gamma = 0$ соответствует предельному случаю, когда в резонаторе присутствует неоднородная двулучепреломляющая среда с линейно поляризованными нормальными волнами (обыкновенной и необыкновенной) и неоднородным распределением параметра $\psi(r)$, то точка $\delta\gamma = \pi/4$ отвечает другому пределу, когда «затуляется» средний эксцентриситет нормальных волн. Этот предельный случай полностью тождествен разобранный выше модельной ситуации с двулучепреломляющей средой, неоднородной по параметру $\gamma(r)$, имеющему равномерное распределение на интервале $[0, 2\pi]$. Физически это

означает, что при увеличении $\delta\gamma$ взаимодействие между a - и b -спеклонами на поляризационном элементе эффективно ослабляется и исчезает в точке $\delta\gamma = \pi/4$ (интенсивность энергообмена между a_{\perp} - и a_{\parallel} -спеклонами остается при этом прежней, независимо от степени и характера неоднородности двулучепреломляющей среды). Это и является причиной самостоятельного существования в точке $\delta\gamma = \pi/4$ мод, в которых присутствуют либо только a -спеклоны, либо только b -спеклоны.

Причиной же достижения оптимальных амплитудно-фазовых соотношений между «полезными» a_{\perp} - и a_{\parallel} -спеклонами в наиболее добротной моде в точке $\delta\gamma = \pi/4$ является ее стремление минимизировать потери при прохождении петли обратной связи. Действительно, при амплитудно-фазовом «перекосе» между этими спеклонами в моде (по отношению к сигнальному полю) часть своей энергии при прохождении внутрирезонаторной двулучепреломляющей среды спеклоны будут отдавать некоррелированным компонентам E_{2ni} , появляющимся как раз из-за неоднородности среды: это приведет к эффективному падению коэффициента трансформации в себя сопряженной компоненты моды при полном обходе ею кольцевого резонатора.

В отсутствие же такого «перекоса» (и при полном отсутствии взаимодействия a - и b -спеклонов) указанные некоррелированные компоненты поля не появляются. Это обстоятельство и позволяет уменьшить общие потери фундаментальной моды в резонаторе, минимум которых в точке $\delta\gamma = \pi/4$ как раз и достигается, когда «полезные» a -спеклоны находятся в нужных для ВОВФ амплитудно-фазовых соотношениях.

Автор выражает благодарность РФФИ за финансовую поддержку работы (грант № 00-02-17243).

1. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. *Обращение волнового фронта* (М., Наука, 1985).
2. Блащук В.Н., Зельдович Б.Я., Мамаев А.В., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. *Квантовая электроника*, **7**, 627 (1980).
3. Глазков Д.А., Зубарев И.Г., Михайлов С.И. *Сборник докл. конф. «ОВФ лазерного излучения в нелинейных средах»* (Минск, 1990, с. 201).
4. Андреев Н.Ф., Палашов О.В., Пасманик Г.А., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **25**, 160 (1998).
5. Бельдюгин И.М., Галушкин М.Г., Земсков Е.М. *Квантовая электроника*, **11**, 887 (1984).
6. Беспалов В.И., Бетин А.А. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **53**, 1496 (1989).
7. Антипов О.Л., Беляев С.И., Кужелев А.С. *Письма в ЖЭТФ*, **60**, 163 (1994).
8. Кирсанов А.В., Яровой В.В. *Квантовая электроника*, **24**, 245 (1997).
9. Green R.P.M., Crofts G.J., Hubbard W., Udaiyan D., Kim D.H., Damzen M.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **32**, 371 (1996).
10. Antipov O.L., Kuzhelev A.S., Vorob'ov V.A., Zinov'ev A.P. *Optics Comms*, **152**, 313 (1998).
11. Udaiyan D., Crofts G.J., Omatsu T., Damzen M.J. *J. Opt. Soc. Amer. B*, **15**, 1346 (1998).
12. Green R.P.M., Udaiyan D., Crofts G.J., Kim D.H., Damzen M.J. *Phys. Rev. Letts*, **77**, 3533 (1996).
13. Yarovoy V.V. *Optics Comms*, **172**, 253 (1999).
14. Бетин А.А., Кирсанов А.В. *Квантовая электроника*, **21**, 237 (1994).
15. Kirsanov A.V., Yarovoy V.V. *Optics Comms*, **138**, 235 (1997).
16. Yarovoy V.V. *Optics Comms*, **158**, 351 (1998).
17. Бетин А.А., Русов Н.Ю. *Квантовая электроника*, **15**, 1021 (1988).
18. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. *Введение в статистическую радиофизику и оптику* (М., Наука, 1981).