

Дифракционная невзаимность встречных волн в кольцевом призмном резонаторе с дифракционным фотосмесителем

09, сентябрь 2013

DOI: 10.7463/0913.0616142

Назаров С. И.

УДК 621.373.826: 535.422

Россия, МГТУ им. Н.Э. Баумана

apologet17@yandex.ru**Введение**

Одним из видов погрешностей лазерного гиromетра является сдвиг нуля [1], причинами которого могут стать дифракционные эффекты в резонаторе кольцевого лазера. Возникновение этих эффектов обусловлено, в частности, погрешностями установки элементов вывода излучения из резонатора и селектирующей диафрагмы, обеспечивающей однододовость поперечной структуры генерирующегося излучения. Так, при наличии в резонаторе диафрагмы, распределения полей встречных волн на ней одинаковы, однако фазовые скорости поперечных мод, в виде линейной комбинации которых можно представить поле диафрагмированного резонатора, различны. Таким образом, внутри активной среды наблюдается различие в пространственном распределении встречных волн, что приводит к тому, что эффект насыщения усиления для встречных волн проявляется в разной степени. В работе [2] показано, что расщепление частот проявляется совместно с разностью интенсивностей встречных волн и зависит от коэффициентов кросс-насыщения встречных волн. Изучение дифракционных явлений в кольцевых лазерах проводилось во множестве работ, современное понимание физики этих явлений и наиболее полный обзор работ по теме (около 30) даны в статье [2]. Однако в подавляющем большинстве работ исследовались свойства зеркального резонатора, в котором установлена одна диафрагма (либо гауссова, либо диафрагма с острым краем). Работ, посвященных изучению резонатора с двумя диафрагмами, намного меньше.

В настоящей работе изложены результаты исследования дифракционной невзаимности встречных волн в кольцевом лазере, резонатор которого образован призмами полного внутреннего отражения (ПВО). Призмы ПВО обладают определенными преимуществами перед зеркалами при использовании в качестве отражателей резонатора лазерного гироскопа. Так, они более технологичны, долговечны и стойки к внешним воздействиям, обладают меньшим обратным рассеянием. Вместе с тем

существует ряд особенностей использования призм ПВО, в частности, для получения информации о разности частот встречных волн в кольцевом лазере используется дифракционный смеситель [3]. Кроме того, по конструктивным соображениям не удается установить фотосмеситель и острую диафрагму в произвольном месте относительно активной среды. Более того, дифракционный фотосмеситель имеет своеобразный профиль пропускания, а влияния фотосмесителя и острой диафрагмы на дифракционные свойства резонатора определяются также их положениями относительно оси резонатора. В известной нам литературе все эти особенности резонатора с призмами ПВО не изучены вовсе. Таким образом, целью настоящей работы является исследование дифракционной невзаимности, вносимой специфическими для резонатора с призмами ПВО элементами.

1. Модельное представление элементов резонатора

В настоящей работе исследуется дифракционная невзаимность для кольцевого резонатора, построенного по схеме с обращенными вторыми призмами [3]. Схема резонатора приведена на рисунке 1. Рассмотрение будем проводить только для меридиональной плоскости, что обусловлено конструкцией фотосмесителя и геометрией селективирующей диафрагмы, используемой на практике.

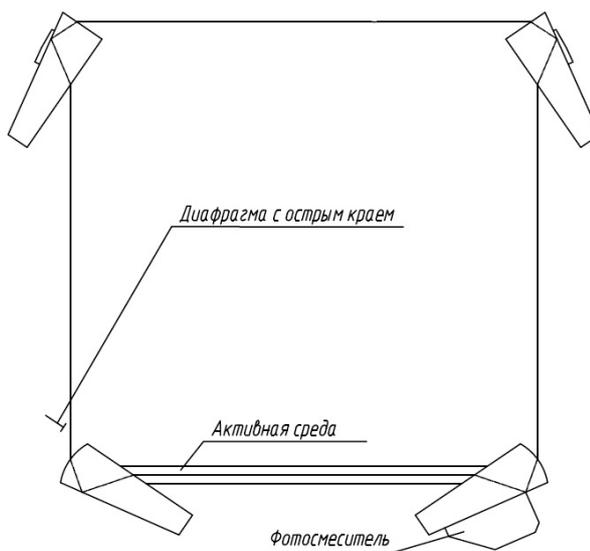


Рисунок 1. – Схема кольцевого резонатора

В резонаторе использована односторонняя острая диафрагма, ее коэффициент пропускания в зависимости от координаты, ортогональной оптической оси ξ , аналитически определяется как

$$\rho_s(\xi) = \begin{cases} 0, & \xi \leq w_s, \\ 1, & \xi > w_s, \end{cases} \quad (1)$$

где w_s – расстояние от края диафрагмы до оси резонатора (размер диафрагмы).

Особенностью резонатора с призмами ПВО является использование дифракционного фотосмесителя [3, 4], схема которого представлена на рисунке 2.

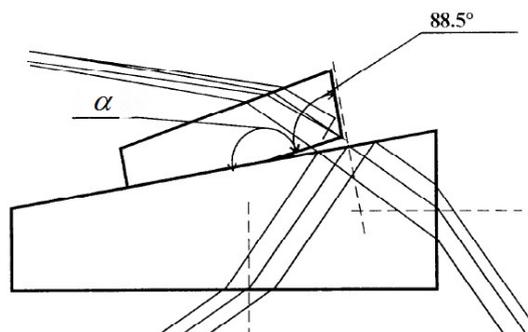


Рисунок 2. – Схема дифракционного фотосмесителя

При помощи рисунка 2 вводится понятие перекрытия пучка фотосмесительной призмой. Под степенью перекрытия следует понимать часть пятна генерации на поверхности ПВО отражательной призмы, закрытую фотосмесительной призмой. В частности, на рисунке 2 степень перекрытия составляет 0.5, то есть половина пятна генерации накрыта призмой. Вывод излучения в таком смесителе осуществляется за счет эффекта нарушения ПВО. Сведение встречных пучков в плоскости фотоприемника происходит благодаря неперпендикулярности отражающей грани фотосмесительной призмы и ее посадочной поверхности. С точки зрения внутрирезонаторных эффектов, дифракционный фотосмеситель можно представить диафрагмой, зависимость коэффициента пропускания которой $\rho_g(\xi)$ от расстояния до оптической оси ξ описывается, как показано в работе [5], следующим образом

$$\rho_g(\xi) = \left| 2ib \frac{(a - ib) \exp[k_0 b(\xi_0 - \alpha \xi)] + (a + ib) \exp[-k_0 b(\xi_0 - \alpha \xi)]}{(a + ib)^2 \exp[-k_0 b(\xi_0 - \alpha \xi)] - (a - ib)^2 \exp[k_0 b(\xi_0 - \alpha \xi)]} - 1 \right|^2, \quad (2)$$

где $a = \cos(\theta) / n$, $b = \sqrt{n^2 \sin^2(\theta) - 1}$,

n – показатель преломления призм;

θ – угол падения на грань ПВО;

k_0 – волновое число.

Графическое представление коэффициента пропускания и его увеличенное вблизи оси резонатора при отсутствии разъюстировки изображения представлены на рисунке 3а, 3б соответственно.

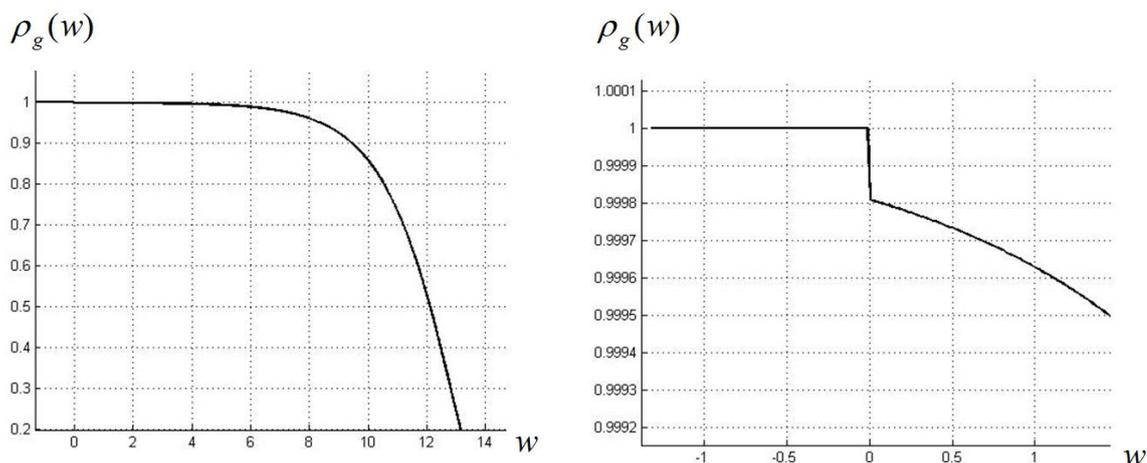


Рисунок 3. - Внутррезонаторный коэффициент пропускания дифракционного фотосмесителя (а); он же в увеличенном масштабе (б).

Зависимости построены при следующих значениях параметров выражения (2): $\theta = 45^\circ$, $n = 1.45703$, $\xi_0 = 1.3 \cdot 10^{-3}$ мм, $\alpha = 0.00045$. По оси абсцисс отложены единицы полуширины лазерного пучка в плоскости диафрагмы.

2. Описание метода анализа дифракционного расщепления

Наличие диафрагмы с острым краем, а также диафрагмы с коэффициентом пропускания (2) не дает возможности рассчитать распределение полей встречных волн внутри активной среды аналитически, поэтому для анализа был использован метод численного решения интегрального уравнения оптического резонатора [6-8].

Кольцевой резонатор может быть представлен совокупностью из двух частей, разделенных плоскостями установки селектирующей диафрагмы и фотосмесителя. При направлении обхода резонатора по часовой стрелке, интегральные уравнения записываются для каждой из частей относительно полей в плоскости фотосмесителя $\varphi_g(x_g)$ и селектирующей диафрагмы $\varphi_s(x_s)$ в приближении Кирхгофа без учета дифракции на краях призм:

$$\sigma_{gs} \varphi_s(x_s) = \frac{1}{\sqrt{i2\pi B_{gs}}} \int_{-\infty}^{\infty} \rho_g(x_g) \exp \left\{ \frac{i}{2B_{gs}} [A_{gs} x_g^2 + D_{gs} x_s^2 - 2x_g x_s (-1)^M] \right\} \varphi_g(x_g) dx_g \quad (3)$$

$$\sigma_{sg} \varphi_g(x_g) = \frac{1}{\sqrt{i2\pi B_{sg}}} \int_{-\infty}^{\infty} \rho_s(x_s) \exp \left\{ \frac{i}{2B_{sg}} [A_{sg} x_s^2 + D_{sg} x_g^2 - 2x_g x_s (-1)^M] \right\} \varphi_s(x_s) dx_s$$

где

A_{gs}, B_{gs}, D_{gs} и A_{sg}, B_{sg}, D_{sg} – элементы лучевых матриц, описывающих распространение излучения в резонаторе из плоскости фотосмесителя (g) в плоскость диафрагмы (s) и обратно по часовой стрелке. Элементы рассчитываются путем перемножения матриц отдельных оптических элементов [9, 10];

σ_{gs}, σ_{sg} – множители, определяющие изменение амплитуды и фазовый набег при распространении излучения из плоскости g в плоскость s и из s в g соответственно;

M – количество отражающих поверхностей.

В системе (3) все поперечные координаты и характерные размеры нормированы на величину $\sqrt{k/L}$, а продольные координаты и характерные размеры – на периметр резонатора L .

Подтверждение справедливости применения скалярной теории дифракции в оптике и, в частности, записи дифракционного интеграла в форме Кирхгофа-Френеля для решения резонаторных задач можно найти в трудах [6,9,11]. Уместность рассмотрения лишь меридиональной компоненты оправдано наличием граней призм ПВО, расположенных под углом Брюстера, благодаря которым излучение в резонаторе оказывается линейно поляризованным. Рассматриваемые в дальнейшем величины разъюстировок таковы, что они не изменяют размеры и положения диафрагм настолько, чтобы нарушились условия применимости записи дифракционного интеграла в форме Кирхгофа-Френеля.

Распределение полей встречных волн $\varphi_g(x_g), \varphi_s(x_s)$ в диафрагмированном резонаторе может быть определено как совокупность мод пустого резонатора [6-8]. Точность такого приближения оказывается тем выше, чем более слабая дифракция в резонаторе, именно случай малой дифракции характерен для резонаторов лазерных гиromетров. В частности, в сечениях диафрагм поля встречных волн представимы функциями вида

$$\varphi_j(x_j) = \psi_j(x_j) \exp\left[\frac{i}{2} \frac{D_j - A_j}{2B_j} x_j^2\right], \quad j = s, g \quad (4)$$

где A_g, B_g, D_g и A_s, B_s, D_s – элементы лучевых матриц полного обхода пустого резонатора из сечений фотосмесителя и острой диафрагмы соответственно.

Интегральные соотношения (3) образуют систему «зацепляющихся» интегральных уравнений, решение которой можно представить в виде линейной комбинации собственных функций этих уравнений:

$$\psi_j(x_j) = \sum_{k=0}^{\infty} c_k^j W_k\left(\frac{x_j}{p_j}\right), \quad (5)$$

где $W_k\left(\frac{x_j}{p_j}\right) = \frac{1}{\sqrt{p_j}} \frac{1}{\sqrt{2^k k! \sqrt{\pi}}} H_k\left(\frac{x_j}{p_j}\right) \exp\left(-\frac{x_j^2}{2p_j^2}\right)$ – нормированные функции

параболического цилиндра;

c_k^j – коэффициенты линейного разложения;

$H_k\left(\frac{x_j}{p_j}\right)$ – полиномы Эрмита k – го порядка;

p_j – эффективная полуширина поля в соответствующем сечении.

Для численного расчета количество членов разложения (5) должно быть ограничено конечной величиной. В работах [7, 8] рекомендуется брать не менее 60 членов, результаты наших проверочных расчетов согласуются с этой рекомендацией. В результате подстановки (4), (5) в (3), система интегральных уравнения сводится к системе линейных алгебраических уравнений вида

$$\begin{cases} \sigma_{gs} \mathbf{c}^s = \Gamma^{gs} \mathbf{A}^g \mathbf{c}^g \\ \sigma_{sg} \mathbf{c}^g = \Gamma^{sg} \mathbf{A}^s \mathbf{c}^s \end{cases}, \quad (6)$$

где \mathbf{A}^j - матрицы, элементы которых определяются как

$$A_{l,k}^j = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_j(x) W_l\left(\frac{x}{p_j}\right) W_k\left(\frac{x}{p_j}\right) dx.$$

Эта матрица описывает перераспределение энергии между модами, происходящее на диафрагме. Γ^j являются диагональными матрицами, описывающими амплитудно-фазовое преобразование, осуществляемое участком распространения излучения между сечениями, в которых расположены диафрагма и фотосмеситель. Элементы матрицы могут быть выражены через элементы лучевых матриц (см., например [6]) следующим образом

$$\Gamma_k^j = \left| \sqrt{\frac{q}{Aq+B}} \right| \exp \left[i \left(\arg \frac{q}{Aq+B} \right) \left(m + \frac{1}{2} \right) \right]. \quad (7)$$

где A, B – элементы лучевой матрицы участка распространения;

q – комплексный параметр пучка в сечении, являющимся начальным для обхода участка распространения;

m – номер поперечной моды.

Подстановка первого матричного уравнения системы (6) во второе сводит поиск коэффициентов \mathbf{c}^g разложения мод диафрагмированного резонатора по модам пустого резонатора к решению собственной задачи вида

$$\sigma_{sg} \sigma_{gs} \mathbf{c}^g = \Gamma^{sg} \mathbf{A}^s \Gamma^{gs} \mathbf{A}^g \mathbf{c}^g.$$

Аналогичное выражение можно записать для коэффициентов разложения встречной волны. Таким образом, зная распределение полей встречных волн в плоскостях диафрагмы и смесителя, можно также на основании (4), (5), (7) найти распределение поля внутри активной среды для волны, распространяющейся по часовой стрелке

$$\varphi_r(x, z) = \exp \left[-\frac{i}{2} \frac{D_j - A_j}{2B_j} x^2 \right] \sum_{k=0}^{60} \Gamma_k^j(z) c_k^j W \left(\frac{x}{p(z)} \right), \quad j = s, g,$$

где $\Gamma_k^j(z)$ записывается аналогично (7) для поперечного сечения с координатой z внутри активной среды, для которого ищется распределение. Координата z отсчитывается от плоскости, в которой установлен фотосмеситель. Для встречной волны можно записать аналогичное выражение $\varphi_l(x, z)$.

Дифракционная разность частот $\Delta\Omega$, обусловленная дифракцией определяется многими параметрами, в том числе превышением накачки над порогом η , коэффициентами кросс-насыщения U_{11}, U_{01} , периметром резонатора L , потерями ε и может быть записан в виде, приведенном в статье [12]

$$\Delta\Omega = \eta \frac{c\varepsilon}{2LD} (R_r - R_l) |U_{11} - U_{01}|^2, \quad (8)$$

где $R_{r,l} = \frac{\text{Im } \mu_{r,l}}{\text{Re } \mu_{r,l}}$, $\mu_{r,l} = \frac{\int |\varphi_{r,l}|^2 \varphi_l \varphi_r dV}{\int \varphi_l \varphi_r dV}$, причем в числителе интегрирование идет по

объему активной среды, а в знаменателе – по объему резонатора;

D – параметр активной среды;

c – скорость света.

Согласно результатам работы [13], при условии, что генерация происходит в центре спектральной линии, а активная среда состоит из смеси двух изотопов, выражение (8) можно упростить так, что

$$\Delta\Omega = \eta \frac{c}{2L} (R_r - R_l). \quad (9)$$

Таким образом, для оценки дифракционной невзаимности кольцевого лазера с призмным резонатором в первую очередь рассчитываются распределения полей встречных волн внутри активной среды, затем вычисляются параметры R_r, R_l , разность которых пропорциональна дифракционной невзаимности с указанными допущениями.

Описанный алгоритм был реализован на языке Matlab и протестирован на ЭВМ с процессором с тактовой частотой 2.5 ГГц и оперативной памятью объемом 2048 МБ. Для тестирования правильности реализации алгоритма был произведен аналитический расчет дифракционного сдвига нуля в кольцевом лазере с периметром 28 см и одной диафрагмой, установленной в плоскости фотосмесителя. Коэффициент пропускания диафрагмы полагался гауссовым:

$$\rho_g(\xi) = \exp(-\xi^2 / w^2),$$

где w – полуширина диафрагмы.

В этом случае параметр $\mu_{r,l}$ может быть выражен аналитически через $q_{r,l}$ – параметры встречных пучков как [12]

$$\mu_j = \int_0^{L_{am}} \frac{dz}{\sqrt{[\operatorname{Im}(q_j^{-1}(z))]^{-1} + 2i[q_r^{-1}(z) + q_l^{-1}(z)]^{-1}}}, \quad j = r, l$$

где L_{am} - длина активной среды.

Зависимости параметра ΔR , характеризующего дифракционно-зависимый сдвиг нуля от полуширины гауссовой диафрагмы, полученные численно и аналитически, представлены на рисунке 4.

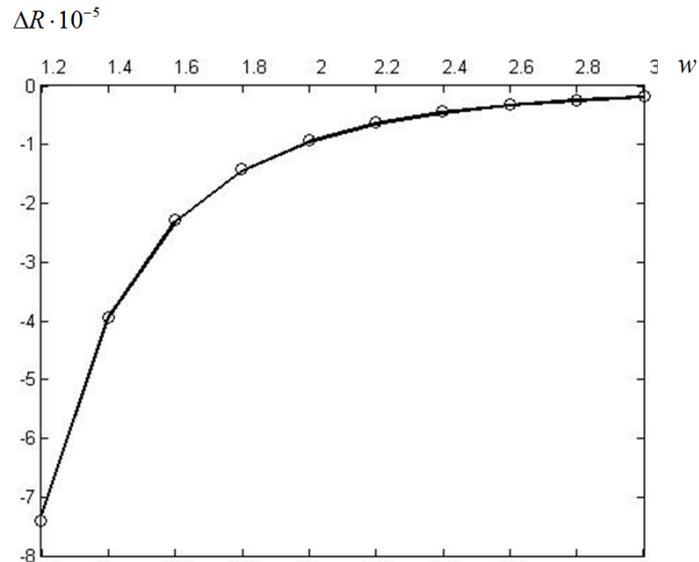


Рисунок 4. – Зависимость параметр ΔR от полуширины гауссовой диафрагмы. Сплошной линией показаны результаты аналитического расчета, точками – численного.

Видно, что обе кривые совпадают с графической точностью, что дает основание доверять результатам численного расчета.

3. Результаты и их обсуждение

В качестве объекта исследования был выбран резонатор серийно выпускаемого ООО «НПК Электрооптика» гиromетра ГЛ-2Д.

Первоначально описанная методика расчета была использована для анализа зависимости дифракционного расщепления при отсутствии острой диафрагмы. Получена зависимость параметра ΔR от степени перекрытия w_g лазерного пучка фотосмесительной призмой. Графическое представление зависимости изображено на рисунке 5.

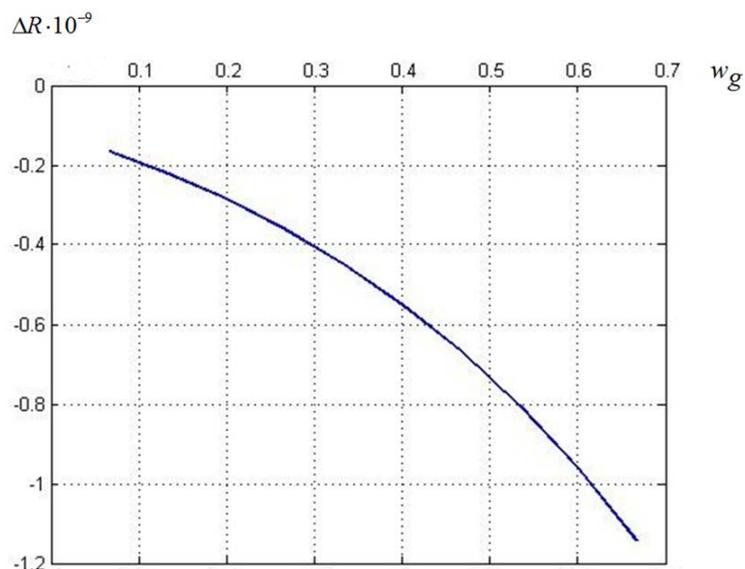


Рисунок 5. – Зависимость параметра от степени перекрытия пучка фотосмесительной призмой. По оси абсцисс отложены единицы полуширины пучка в месте установки фотосмесителя.

Диапазон изменения степени перекрытия определен из используемых на практике значений. Из рисунка 5 видно, что при увеличении глубины надвигания фотосмесителя, параметр ΔR монотонно растет по модулю, максимальное дифракционное расщепление может быть оценено при помощи формулы (9) при подстановке в нее значений периметра резонатора $L = 0.28$ м, $\eta = 0.2$ как $\Delta\Omega = 0.12$ Гц. При уменьшении степени перекрытия дифракционный сдвиг стремится к нулю. Общий характер зависимости подобен случаю, представленному на рисунке 4, таким образом влияние дифракционного фотосмесителя с коэффициентом пропускания (2) аналогично влиянию гауссовой диафрагмы.

Далее исследовалось поведение параметра ΔR при наличии острой диафрагмы. Так, на рисунке 6 представлена зависимость ΔR от размера острой диафрагмы для разных степеней перекрытия пучка фотосмесительной призмой. Видно, что зависимость носит нелинейный характер, при этом степень нелинейности различна для разных величин степени перекрытия.

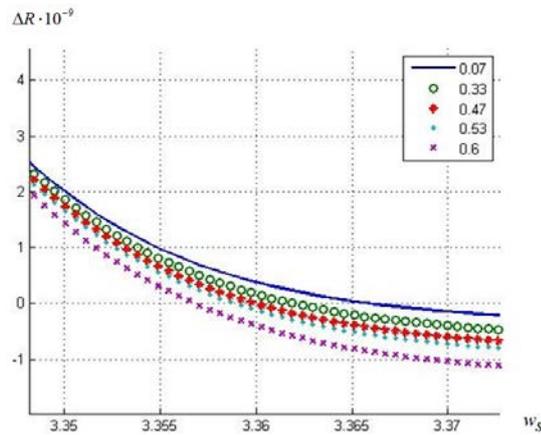


Рисунок 6. – Зависимость параметра от размера острой диафрагмы w_s . По оси абсцисс отложены единицы полуширины пучка в месте установки острой диафрагмы.

Минимальная крутизна зависимости наблюдается при минимальной степени перекрытия, этот факт позволяет качественно определить оптимальную взаимную юстировку фотосмесителя и острой диафрагмы. Теоретически обосновано (см., например, работу [2]), что для минимизации сдвига дифракционной невзаимности встречных волн необходимо устанавливать одинаковые диафрагмы симметрично относительно центра активной среды. В рассматриваемом нами случае это требование трудно выполнимо по конструктивным и технологическим соображениям, поэтому встает вопрос о соотношении степени перекрытия пучка фотосмесителем и размера острой диафрагмы, при котором дифракционный сдвиг минимален. Для ответа на этот вопрос была определена форма взаимосвязи степени перекрытия пучка и размера острой диафрагмы, при которых дифракционная невзаимность отсутствует. Результат представлен на рисунке 7.

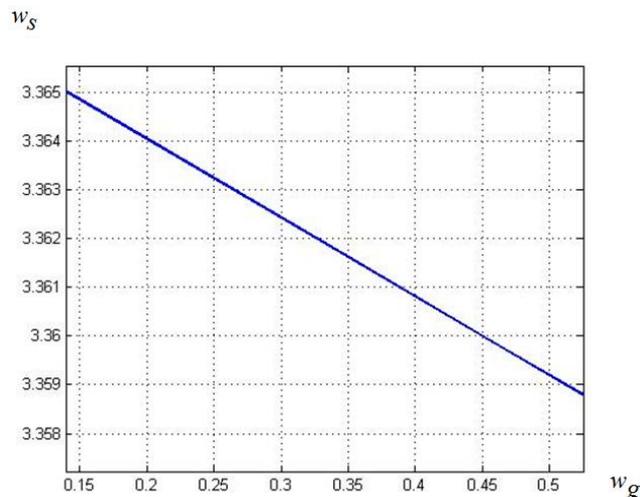


Рисунок 7. - Соотношение степени перекрытия пучка фотосмесителем и размера острой диафрагмы, при отсутствии дифракционного расщепления

Зависимость носит линейный характер, при этом модуль коэффициента наклона прямой составляет всего 0.016. Рассмотрим следующий пример. Пусть первоначально фотосмеситель и острая диафрагма съюстированы так, что сдвиг нуля отсутствует. Теперь, если по каким-то причинам фотосмеситель оказался разъюстированным на $0.1 w_g$ относительно начального положения, то для того, чтобы сдвиг нуля снова стал нулевым необходимо сдвинуть острую диафрагму всего на $0.1 \cdot 0.016 w_s$. При первоначальной сборке резонатора это обстоятельство должно учитываться при юстировке фотосмесителя. Так как конструкция резонатора симметричная, а фотосмеситель и острая диафрагма стоят практически в симметричных сечениях, то тепловые разъюстировки будут одинаковыми в этих сечениях, т.е. размер диафрагмы и степень перекрытия будут меняться с температурой практически одинаково. Таким образом, было бы желательно для выполнения условия отсутствия дифракционного расщепления, чтобы упомянутый коэффициент наклона был единичным. В исследованном же резонаторе это условие не выполняется и при температуре, отличной от температуры сборки возникает дифракционная невзаимность. Более детальное исследование дифракционной невзаимности с учетом температурных переюстировок требует отдельного исследования.

Выводы

В настоящей работе установлено, что дифракционная невзаимность в резонаторе с дифракционным фотосмесителем при отсутствии острой диафрагмы монотонно растет при увеличении степени перекрытия пучка смесителем. Характер роста тот же, как и в случае, если вместо дифракционного фотосмесителя установлена гауссова диафрагма. Размер острой диафрагмы оказывает тем меньшее влияние на дифракционное расщепление, чем меньше фотосмеситель перекрывает лазерный пучок. Можно подобрать такое соотношение между степенью перекрытия фотосмесителем пучка и размером острой диафрагмы, при котором дифракционный сдвиг нуля отсутствует, однако крутизна зависимости между ними весьма мала. Это означает, что дифракционный сдвиг появляется при одинаковых смещениях оси пучка в плоскости острой диафрагмы и в плоскости фотосмесителя. Этот факт должен быть учтен, например, при анализе температурных переюстировок кольцевого резонатора.

Список литературы

1. Лукьянов Д.П., Филатов Ю.В. Основы квантовой гироскопии: учеб. пособие Л.: Изд-во ЛЭТИ, 1987. 73 с.
2. Радина Т.В. Дифракционные явления в кольцевых газовых лазерах // Квантовая электроника. 2007. Т. 37, № 6. С. 503-521.
3. Bakin Y.V., Ziouzev G.N., Lioudomirski M.B. Laser gyros with total reflection prisms. Available at: [http://ftp.rta.nato.int/public//PubFulltext/RTO/AG/RTO-AG-339///\\$AG-339-06.PDF](http://ftp.rta.nato.int/public//PubFulltext/RTO/AG/RTO-AG-339///$AG-339-06.PDF), accessed 10.04.2013.

4. Енин В.Н., Судаков В.Ф. Расчет оптического смесителя с клиновидным зазором при нарушенном полном внутреннем отражении // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Приборостроение. 2009. № 2. С. 22-30.
5. Болотнов С.А., Вереникина Н.М. Лазерные информационно-измерительные системы : учеб. пособие. Ч. 2 / под ред. О.В. Рожкова. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2005. 76 с.
6. Быков В.П., Силичев О.О. Лазерные резонаторы. М.: Физматлит, 2004. 320 с.
7. Бирман А.Я., Савушкин А.Ф., Тропкин Е.Н., Цигуро Н.Г. Матричные уравнения открытого резонатора в дифракционной теории кольцевого лазера // Оптика и спектроскопия. 1979. Т. 47. С. 948-953.
8. Владимиров А.Г. Дифракционные потери и разность частот генерации встречных волн в кольцевом лазере: дис. ...канд. физ.-мат. наук: 01.01.04. Ленинград, 1984.193 с.
9. Ищенко Е.Ф. Открытые оптические резонаторы. М.: Сов. Радио, 1980. 202 с.
10. Ломакин А.В. Матричные методы в расчете лазерных резонаторов: учеб. пособие. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2000. 29 с.
11. Борн М., Вольф Э. Основы оптики : пер. с англ. М.: Наука, 1970. 856 с.
12. Глущенко Ю.В., Радина Т.В., Фрадкин Э.Е. Дифракционная невзаимность генерации встречных волн в кольцевом лазере со слабой дифракцией // Оптика и спектроскопия. 1984. Т. 57, № 2. С. 328-334.
13. Бойцов В.Ф., Мурина Т.А., Фрадкин Э.Е. Расщепление частот генерации встречных волн в кольцевом лазере с гауссовой диафрагмой // Оптика и спектроскопия. 1974. Т. 36, № 3. С. 539-545.

Diffraction nonreciprocity of counterpropagating waves in a ring prismatic resonator with a diffraction photomixer

09, September 2013

DOI: [10.7463/0913.0616142](https://doi.org/10.7463/0913.0616142)

Nazarov S.I.

Bauman Moscow State Technical University, 105005, Moscow, Russian Federation
apologet17@yandex.ru

This article deals with investigation of diffraction nonreciprocity of a ring prismatic resonator; in this case the diffraction nonreciprocity is conditioned by presence of a diffraction photomixer and a sharp edge diaphragm. Dependences of diffraction splitting on the photomixer's location relative to the resonator's axis at various sizes of a single-sided diaphragm with a sharp edge were determined by means of solving an integral equation of the ring resonator numerically. The author obtained relation between displacement of the photomixer relative to the resonator's axis and size of the sharp edge diaphragm when there was no diffraction nonreciprocity. The derived conclusions could be useful for design and modernization of laser gyrometers with resonators formed by total internal reflection prisms

Publications with keywords: [diffraction nonreciprocity](#), [photomixer](#), [resonator with total reflection prisms](#)

Publications with words: [diffraction nonreciprocity](#), [photomixer](#), [resonator with total reflection prisms](#)

References

1. Luk'yanov D.P., Filatov Yu.V. *Osnovy kvantovoy gioskopii* [The foundations of quantum gyroscopy]. Leningrad, LETI Publ., 1987. 73 p.
2. Radina T.V. Difraktsionnye yavleniya v kol'tsevykh gazovykh lazerakh [Diffraction phenomena in ring gas lasers]. *Kvantovaya elektronika* [Quantum electronics], 2007, vol. 37, no. 6, pp. 503-521. DOI: [10.1070/QE2007v037n06ABEH013531](https://doi.org/10.1070/QE2007v037n06ABEH013531)
3. Bakin Y.V., Ziouzev G.N., Liudomirski M.B. *Laser gyros with total reflection prisms*. Available at: [http://ftp.rta.nato.int/public//PubFulltext/RTO/AG/RTO-AG-339///\\$AG-339-06.PDF](http://ftp.rta.nato.int/public//PubFulltext/RTO/AG/RTO-AG-339///$AG-339-06.PDF), accessed 10.04.2013.

4. Enin V.N., Sudakov V.F. Raschet opticheskogo smesitelya s klinovidnym zazorom pri narushennom polnom vnutrennem otrazhenii [Calculation of optical mixer with wedge-shaped gap with violated total reflection]. *Vestnik MGTU im. N.E. Baumana. Ser. Priborostroenie* [Herald of the Bauman MSTU. Ser. Instrument Engineering], 2009, no. 2, pp. 22-30.
5. Bolotnov S.A., Verenikina N.M. *Lazernye informatsionno-izmeritel'nye sistemy. Ch. 2* [Laser information and measuring systems. Pt. 2]. Moscow, Bauman MSTU Publ., 2005. 76 p.
6. Bykov V.P., Silichev O.O. *Lazernye rezonatory* [Laser cavities]. Moscow, Fizmatlit, 2004. 320 p.
7. Birman A.Ya., Savushkin A.F., Tropkin E.N., Tsiguro N.G. Matrichnye uravneniya otkrytogo rezonatora v difraktsionnoy teorii kol'tsevogo lazera [Matrix equations an open cavity in the diffraction theory of a ring laser]. *Optika i spektroskopiya*, 1979, vol. 47, pp. 948-953.
8. Vladimirov A.G. *Difraktsionnye poteri i raznost' chastot generatsii vstrechnykh voln v kol'tsevom lazere. Kand. diss.* [The diffraction loss and frequency difference of generation of colliding waves in ring laser. Cand. diss.]. Leningrad, 1984. 193 p.
9. Ishchenko E.F. *Otkrytye opticheskie rezonatory* [Open optical cavities]. Moscow, Sov. Radio, 1980. 202 p.
10. Lomakin A.V. *Matrichnye metody v raschete lazernykh rezonatorov* [Matrix calculation methods for calculation of laser cavities]. Moscow, Bauman MSTU Publ., 2000. 29 p.
11. Born M., Wolf E. *Principles of Optics*. 4th ed. Pergamon, New York, 1970. (Russ. ed.: Born M., Wolf E. *Osnovy optiki*. Moscow, Nauka, 1970. 856 p.).
12. Glushchenko Yu.V., Radina T.V., Fradkin E.E. Difraktsionnaya nevzaimnost' generatsii vstrechnykh voln v kol'tsevom lazere so slaboy difraktsiey [The diffraction nonreciprocity of generation of colliding waves in ring laser with weak diffraction]. *Optika i spektroskopiya*, 1984, vol. 57, no. 2, pp. 328-334.
13. Boytsov V.F., Murina T.A., Fradkin E.E. Rasshcheplenie chastot generatsii vstrechnykh voln v kol'tsevom lazere s gaussovoy diafragmoy [Splitting of frequencies of generation of colliding waves in ring laser with Gaussian aperture]. *Optika i spektroskopiya*, 1974, vol. 36, no. 3, pp. 539-545.