

Лазерное гетеродинамирование гауссовых пучков с частичной пространственной когерентностью

Г.И.Козин, А.П.Кузнецов, М.О.Лебединский

Теоретически рассмотрены характеристики гауссовых пучков с частичной пространственной когерентностью. Проведен анализ условий эффективной регистрации лазерного излучения, отраженного от рассеивающих поверхностей, при лазерном гетеродинамировании и внутрिलाзерном приеме. Получены рекомендации по использованию проектирующих оптических систем телескопического типа. Выводы подтверждены экспериментально.

Ключевые слова: лазер, лазерный гетеродин, внутрिलाзерный прием излучения, пространственная когерентность, отражение света.

Как известно, лазерное гетеродинамирование при регистрации слабого излучения позволяет существенно увеличить чувствительность регистрации и защищенность сигнала от фоновой засветки. Гетеродинным по сути является и внутрिलाзерный прием излучения. При этом сигнал регистрации вырабатывается не на фотодетекторе, а в объеме активной среде лазера и проявляется в изменениях мощности и частоты генерации. Однако эффективность приема, которую можно определить как отношение мощности, участвующей в формировании сигнала регистрации, ко всей мощности падающего излучения, при гетеродинном детектировании, в отличие от прямого фотодетектирования, обусловлена пространственной когерентностью излучения. Она может сильно нарушаться после отражения лазерного излучения от шероховатой поверхности используемых естественных или искусственных отражателей. Пространственную когерентность характеризуют радиусом когерентности – статистически средним радиусом пятен когерентности, т.е. площадок на волновом фронте, на которых изменение фазы можно считать регулярным. Известно, что гетеродинные приемники регистрируют излучение только в одном пятне когерентности [1]. Это ограничивает входную угловую апертуру, которая может быть достигнута с помощью проектирующей оптической системы из линз или зеркал. Сигнал регистрации можно повышать, увеличивая мощность в пятне когерентности. Для этого следует по возможности уменьшать размеры светового пятна на отражателе [2, 3] посредством передающей оптической системы. Таким образом, передающая и принимающая проектирующие системы должны согласовывать параметры принимаемого излучения и приемника.

Однако эти рекомендации являются лишь качественными. Для количественных оценок оптимальных параметров проектирующих систем и эффективности реги-

страции недостаточно существующих представлений о пространственной когерентности отраженного света. Известная теорема ван Циттерта – Цернике и последующие дополнения к ней справедливы лишь в тех случаях, когда в световом пятне радиусом w содержится большее число пятен когерентности радиусом ρ_c , т.е. когда $w \gg \rho_c$. Рассматривается излучение только в дальней зоне, на расстоянии $l \gg w\rho_c/\lambda$ (λ – длина волны излучения) от отражателя, где взаимная интенсивность J излучения представляется произведением интенсивности I и комплексной функции степени пространственной когерентности μ . При внутрिलाзерном же приеме речь идет о проекции ближней зоны отражения, совмещенной с ближней зоной лазерного пучка, где обычно размещается активная среда. В связи с этим был проведен анализ отраженного лазерного излучения без указанных ограничений.

Определялась взаимная интенсивность излучения от поверхности с плоским в среднем волновым фронтом при гауссовом распределении поля V и гауссовой функции степени когерентности как наиболее вероятной:

$$V(0, \mathbf{r}) = \left(\frac{2P}{\pi w_0^2} \right)^{1/2} \exp \left[- \left(\frac{\mathbf{r}}{w_0} \right)^2 \right],$$

$$\mu(\boldsymbol{\rho}) = \exp \left[- 2 \left(\frac{\boldsymbol{\rho}}{\rho_{c0}} \right)^2 \right].$$

Здесь \mathbf{r} – двумерные координаты точки излучающей плоскости (рис.1), отсчитываемые от центра светового пятна O радиусом w_0 , продольная координата $l = 0$; $\boldsymbol{\rho}$ – относительные координаты двух точек; ρ_{c0} – радиус когерентности на плоскости; P – мощность излучения. Такая же функция μ в изображении светового пятна имеет место [4] и в приближении мягкой диафрагмы для входного зрачка с радиусом r_a проектирующей оптической системы, когда ее пропускание в зависимости от угла γ аппроксимируется функцией $T(\gamma) = \exp[-2(\gamma/\gamma_a)^2]$, где $\gamma_a = \sqrt{2}r_a/l$. Исходя из определения взаимной интенсивности $J(Q_1, Q_2)$ в двух точках наблюдения Q_1 и Q_2 и следуя теореме Кирхгофа, при малых углах наблюдения относительно нормали к излучающей плоскости можно считать, что

Г.И.Козин, А.П.Кузнецов, М.О.Лебединский. Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Россия, 115409 Москва, Каширское шоссе, 31; e-mail: kuzn@lasgas.mephi.ru

Поступила в редакцию 7 сентября 2004 г., после доработки – 17 февраля 2005 г.

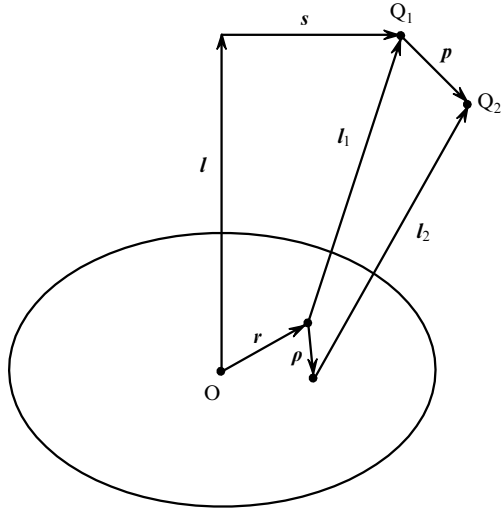


Рис.1. К расчету взаимной интенсивности отраженного излучения в двух точках наблюдения (пояснения см. в тексте).

$$J(Q_1, Q_2) = C \iint \mu(\boldsymbol{\rho}) V(0, \mathbf{r}) V^*(0, \mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}) \exp[ik(l_1 - l_2)] d\boldsymbol{\rho} d\mathbf{r},$$

$$C = \left[\frac{k}{2\pi(l_1 l_2)^{1/2}} \right]^2.$$

Здесь l_1 и l_2 – векторы, совпадающие с лучами, идущими в точки наблюдения Q_1 и Q_2 ; k – волновое число. Вектор l – координата точки Q_1 по нормали к излучающей плоскости, s – ее координата вдоль плоскости наблюдения, а \mathbf{p} – вектор перемещения от точки Q_1 к Q_2 . Произведение $V(0, \mathbf{r}) V^*(0, \mathbf{r} + \boldsymbol{\rho})$ содержит экспоненту с аргументом $r^2 + (\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho})^2 = 2(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}/2)^2 + \boldsymbol{\rho}^2/2$. Поскольку интегрирование по \mathbf{r} и $\boldsymbol{\rho}$ проводится в бесконечных пределах, можно перейти к переменной $\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}/2$, выделив ее вклад в разность $l_1 - l_2$. Длину l_2 можно найти из векторного равенства $l_2 = l + s + \mathbf{p} - \mathbf{r} - \boldsymbol{\rho}$. Учитывая, что s , \mathbf{r} и $\boldsymbol{\rho}$ ортогональны l , имеем

$$l_2 = l \left[1 + \frac{2l\mathbf{p}}{l^2} + \frac{(s + \mathbf{p} - \mathbf{r} - \boldsymbol{\rho})^2}{l^2} \right]^{1/2}. \tag{1}$$

Раскладывая корень в ряд по степеням отношений s, p, r, ρ к l до членов третьего порядка, получаем

$$l_2 = l \left[1 + \frac{2(l\mathbf{p}) + (s + \mathbf{p} - \mathbf{r} - \boldsymbol{\rho})^2}{2l^2} - \frac{(l\mathbf{p})^2 + (l\mathbf{p})(s + \mathbf{p} - \mathbf{r} - \boldsymbol{\rho})^2}{2l^4} + \frac{(l\mathbf{p})^3}{2l^6} \right].$$

Положив здесь $\mathbf{p} = 0$, находим l_1 . Вычитая l_1 из l_2 и используя тождество $l^2 p^2 - (l\mathbf{p})^2 = [l, \mathbf{p}]^2$, а также выделяя величину $\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}/2$, получаем

$$l_2 - l_1 = p_l + \frac{p_s^2 + 2(\mathbf{p}_s s)}{2l} + \frac{(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}/2, \mathbf{p} - \mathbf{p}_s)}{l} - \frac{(\boldsymbol{\rho}, \mathbf{p}_s + 2s)}{2l} - \frac{p_l(\mathbf{p}_s + s - \mathbf{r} - \boldsymbol{\rho})^2}{2l^2}, \tag{2}$$

где p_l и \mathbf{p}_s – компоненты вектора перемещения по нормали к излучающей плоскости и вдоль нее. Член наиболее высокого (здесь – третьего) порядка используем, как

обычно, для оценки применимости сделанных выводов. Без него после интегрирования по $\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}/2$ имеем

$$J(Q_1, Q_2) = CP \exp \left\{ -ik \left[p_l + \frac{p_s^2 + 2(\mathbf{p}_s s)}{2l} \right] \right\} \times \int \exp \left\{ -[a\rho^2 + b(\boldsymbol{\rho} - \mathbf{p}_s)^2] + \frac{ik(\boldsymbol{\rho}, \mathbf{p} + 2s)}{2l} \right\} d\boldsymbol{\rho},$$

где $a = (4n + 1)/(2w_0^2)$; $b = [\pi w_0/(\lambda l)]^2$; $n = (w_0/\rho_{c0})^2$ – число пятен когерентности в световом пятне на излучающей плоскости. После перехода к переменной $\boldsymbol{\rho} - [b/(a + b)]\mathbf{p}_s$, интегрирования и алгебраических преобразований выражение для взаимной интенсивности приводится к виду

$$J(Q_1, Q_2) = C(\lambda l)^2 \frac{2P}{\pi w^2} \exp \left\{ -\frac{(s + \mathbf{p}_s)^2}{w^2} - \left(\frac{s}{w} \right)^2 - 2 \left(\frac{p_s}{\rho_c} \right)^2 - ik \left[p_l + \frac{p_s^2 + 2(\mathbf{p}_s s)}{2R} \right] \right\}, \tag{3}$$

где

$$w = w_0 \left[1 + \left(\frac{l}{l_0} \right)^2 \right]^{1/2}; \quad \rho_c = \rho_{c0} \left[1 + \left(\frac{l}{l_0} \right)^2 \right]^{1/2};$$

$$R = l \left[1 + \left(\frac{l_0}{l} \right)^2 \right];$$

$l_0 = \pi w_0^2/[\lambda(4n + 1)^{1/2}]$ – граница ближней зоны.

В дальней зоне ($l \gg l_0$) можно считать, что радиус регулярной части волнового фронта $R = l$, радиус светового пучка $w = \gamma_r l$, а радиус пятна когерентности $\rho_c = \theta_c l$, где

$$\gamma_r = \frac{\lambda}{\pi \rho_{c0}} \left(\frac{4n + 1}{n} \right)^{1/2}, \quad \theta_c = \frac{\lambda}{\pi w_0} \left(\frac{4n + 1}{n} \right)^{1/2} \tag{4}$$

– углы рассеяния и когерентности. При $n \gg 1$ эти выражения совпадают с полученными в [4].

В случае, когда n порядка или меньше единицы, применимость полученных выражений можно оценить из следующего условия: необходимо, чтобы член третьего порядка, отброшенный в (2), был гораздо меньше λ . Качественно видно, что этот член растет от центральной оси ($s = 0$) к периферии светового пучка. Для его оценки сверху положим $|\mathbf{p}_s + s| = w$ и пренебрежем меньшей переменной величиной $\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}$: $p_l w^2/l^2 \ll \lambda$, откуда $p_l \ll l^2 l_0/(l^2 + l_0^2)$. Отсюда видно, что в дальней и ближней зонах, но не очень близко к излучающей плоскости ($l \geq l_0$) допустимая величина $p_l \ll l_0$, а при $l \rightarrow 0$ она квадратично уменьшается до нуля. При этом ограничении можно пренебречь различиями между l и l_1, l_2 в выражении для C и взаимную интенсивность представить в виде

$$J(l, \Delta l, \mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}) = V(l, \mathbf{r}) V^*(l + \Delta l, \mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}) \mu(\boldsymbol{\rho}),$$

$$V(l, \mathbf{r}) = \left(\frac{2P}{\pi w^2} \right)^{1/2} \exp \left\{ - \left[\left(\frac{r}{w} \right)^2 + ik \left(l + \frac{r^2}{2R} \right) + if \left(\frac{l}{l_0} \right) \right] \right\}, \tag{5}$$

$$\mu(\boldsymbol{\rho}) = \exp \left[-2 \left(\frac{\rho}{\rho_c} \right)^2 \right],$$

где $f(l/l_0)$ – функция, изменяющаяся медленнее линейной и равная нулю при $l = 0$. Здесь введены такие же переменные, как и для излучающей плоскости: $s \rightarrow r$, $p_s \rightarrow \rho$, и сделана замена $p_l \rightarrow \Delta l$. В предельном случае зеркального отражения ($n = 0$) мы имеем «чистый» гауссов пучок с перетяжкой на зеркале и волновым параметром $l_0 = \pi w_0^2/\lambda$. Как известно, для этого пучка $f(l/l_0) = \arctan(l/l_0)$. Таким образом, формулы (3) и (5) описывают характеристики частично когерентных гауссовых пучков. Можно видеть, что $(w/\rho_c)^2 = (w_0/\rho_{c0})^2$, т. е. число пятен когерентности является инвариантом пучка. Вместе с радиусом перетяжки каустики лазера w_0 и длиной волны λ он определяет волновой параметр l_0 и все характеристики наблюдаемого поля: радиус сечения пучка w , радиус кривизны регулярной части волнового фронта R и радиус когерентности ρ_c .

Однако условия применимости обсуждаемых выражений определены не полностью; в отсутствие продольного перемещения член третьего порядка в разложении для $l_2 - l_1$ оказывается равным нулю. Следует обратиться к члену четвертого порядка, который нетрудно получить из (1), полагая $p_l = 0$. Он, как и член третьего порядка, возрастает от оси к периферии пучка и должен быть гораздо меньше λ . Это приводит к условиям $\Delta l \ll l_0$ и $l^3 \gg w^3 \rho_c/\lambda$. Первое условие означает, что в далеких друг от друга сечениях пучка параметры ρ , w , R и значения функции f различны и с этим следует считаться. Второе условие более сильное, чем условие малых углов наблюдения: $l \gg w$. По-видимому, эти ограничения связаны с тем, что на периферийных участках пучка появляются отклонения формы волнового фронта от параболической, а распределения интенсивности – от гауссова, особенно заметные вблизи перетяжки. Ввиду того, что на периферии находится лишь малая доля мощности пучка, этими отклонениями можно пренебречь, в частности при оценке гетеродинного сигнала регистрации.

При сложении принимаемого и гетеродинного (опорного) излучения на квадратичном фотодетекторе каждым элементом его фоточувствительной поверхности вырабатывается ток, пропорциональный квадрату суммарного поля на этом элементе. Сигналом гетеродинной регистрации будем считать выраженную в единицах световой мощности часть суммарного фототока, которая определяется произведением складываемых полей. Если их частоты различаются, то эта часть фототока оказывается переменной с разностной частотой и может быть отделена от постоянной составляющей и тока фоновой засветки. В комплексном представлении сигналу регистрации соответствует аналитический сигнал

$$v = 2 \int V V_g^* dr,$$

где V и V_g – аналитические сигналы принимаемого и гетеродинного излучений на поверхности фотодетектора. Для простоты будем считать поверхность фотодетектора однородно чувствительной и большой по сравнению с поперечными сечениями совмещенных световых пучков. При случайном характере принимаемого излучения следует рассматривать мощность сигнала регистрации $p_{\text{sig}} = \langle vv^* \rangle$, усредненную по реализациям принимаемого излучения. Тогда при интегрировании в бесконечных пределах, имеем

$$p_{\text{sig}} = 4 \iint J(l_{\text{ph}}, l_{\text{ph}}, \mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}) V_g^*(l_{\text{ph}}, \mathbf{r}) V_g(l_{\text{ph}}, \mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}) dr d\boldsymbol{\rho},$$

где l_{ph} – продольная координата фотодетектора. Для лазерного гетеродинного пучка, ось которого совмещена с осью принимаемого пучка, получаем

$$V_g(\mathbf{r}) = \left(\frac{2P_g}{\pi w_g^2} \right)^{1/2} \exp \left\{ - \left[\left(\frac{r}{w_g} \right)^2 + \frac{ikr^2}{2R_g} \right] \right\},$$

где P_g – мощность гетеродинного пучка; w_g – радиус его поперечного сечения; R_g – радиус кривизны волнового фронта на фотодетекторе. Здесь опущена фазовая зависимость от продольной координаты фотодетектора, поскольку в произведении комплексно-сопряженных величин она выпадает. Зависимость $p_{\text{sig}}(l)$ проявляется только через радиусы сечений и волновых фронтов двух пучков. Можно также заметить, что форма фоточувствительной поверхности не играет роли, т. к. перепады ее рельефа Δl обычно гораздо меньше волновых параметров l_0 обоих пучков. Используя (3) и (5), нетрудно получить выражение

$$p_{\text{sig}} = \frac{16PP_g}{\pi^2 w^2 w_g^2} \iint \exp \left\{ - [c\rho^2 + a(r^2 + (r + \boldsymbol{\rho})^2) - ib[(r + \boldsymbol{\rho})^2 - r^2]] \right\} dr d\boldsymbol{\rho},$$

$$a = \frac{1}{w^2} + \frac{1}{w_g^2}, \quad b = \frac{k}{2} \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R_g} \right), \quad c = \frac{2}{\rho_c^2}.$$

Перейдя к новым переменным с помощью преобразования $\mathbf{r} = x_1 \boldsymbol{\xi} + x_2 \boldsymbol{\eta}$, $\boldsymbol{\rho} = \boldsymbol{\xi} + \boldsymbol{\eta}$, можно избавиться от произведений $\boldsymbol{\xi} \boldsymbol{\eta}$ под экспонентой при $x_{1,2} = -[1 \pm (1 + 2c/a)^{1/2}]/2$. Таким образом, двойной интеграл сводится к произведению двух комплексно-сопряженных интегралов вида

$$\int \exp \left\{ \left[-a - 2c + ib \left(1 + \frac{2c}{a} \right)^{1/2} \right] \xi^2 \right\} d\xi$$

с общим множителем $1 + 2c/a$. Проинтегрировав, получим выражение для мощности сигнала регистрации:

$$p_{\text{sig}} = \frac{16PP_g}{w^2 w_g^2 (a^2 + 2ac + b^2)}.$$

Она максимальна по параметру b при $b = 0$, т. е. при согласовании волновых фронтов двух пучков: $R = R_g$. Тогда выражение для нее можно записать в виде

$$p_{\text{sig}} = 4\kappa PP_g, \quad \kappa = \frac{4m}{(m+1)^2 + 4n(m+1)}, \quad (6)$$

где κ – эффективность регистрации; $m = w^2/w_g^2$ – отношение площадей сечений пучков; $n = w^2/\rho_c^2$ – число пятен когерентности в принимаемом излучении. Максимальная эффективность $\kappa = 4/(m+1)^2$ достигается при $m = (4n+1)^{1/2}$. Нетрудно видеть, что найденные условия эквивалентны требованиям совмещения перетяжек пучков и равенства их волновых параметров, т. е. требованию $w_0 = w_{0g}(4n+1)^{1/4}$. Если это соотношение выполняется для перетяжек, то оно выполняется и для любого сечения пучков. Таким образом, согласование частично когерентного гауссова пучка с гетеродинным достигается одновременно во всей каустике гетеродина, а следовательно и при внутрिलाзерном приеме. При этом выражение для мощности сигнала имеет вид

$$p_{\text{sig}} = 4P_c P_g \frac{m-1}{m+1},$$

где $P_c = P/n$ – мощность в одном пятне когерентности. Видно, что при $n \rightarrow \infty$ мощность p_{sig} монотонно растет, асимптотически приближаясь к величине $4P_c P_g$, когда в формировании сигнала участвует мощность одного пятна когерентности. При этом эффективность регистрации падает до нуля. Оптимальными для приема можно считать условия $m = 3$, $n_a = 2$, когда мощность сигнала составляет половину от максимально возможной, а $\kappa = 1/4$. Следовательно, мы приходим к представлению о трех параметрах, связанных с числом пятен когерентности при гетеродинном приеме: числе пятен на входном зрачке проектирующей оптической системы n_a , числе пятен в гетеродинном пучке $n_a/m = w_g^2/\rho_c^2$ и доле мощности излучения пятна когерентности $(m-1)/(m+1)$, участвующей в образовании сигнала регистрации.

Число пятен когерентности на входном зрачке определяется апертурным углом γ_a принимающего телескопа и углом когерентности $\theta_c = 2\lambda/(\pi w_0)$: $n_a = (\gamma_a/\theta_c)^2$. Условие $n_a = 2$ задает эффективный радиус объектива. Величина m определяется углом проекции $u\gamma_a$ и углом расходимости γ_d гетеродинного пучка: $m = (u\gamma_a/\gamma_d)^2$. Условие $m = 3$ задает угловое увеличение u . Нетрудно убедиться, что без передающего телескопа приемный телескоп малоэффективен. Если лазер-излучатель и гетеродина находятся на одинаковом расстоянии от отражателя и имеют одинаковые расходимости каустик, то $r_a = 2w_{0g}$. Но и без телескопа в пределах перетяжки гетеродина находится четверть пятна когерентности, правда, без согласования волновых фронтов входного излучения и излучения гетеродина. Все же использование приемного телескопа позволяет увеличить сигнал регистрации почти в четыре раза по сравнению с сигналом, полученным в отсутствие телескопа.

Рассмотрим самый простой в реализации случай, когда лазер-излучатель служит одновременно и приемником отраженного излучения и источником гетеродинного пучка при традиционном гетеродинировании. При этом можно использовать одну приемопередающую оптическую систему, обычно – телескоп. При передаче он преобразует каустик лазера с уменьшением угла расходимости: $\gamma_d \rightarrow \gamma_d/u$. Однако из-за апертурного ограничения угол расходимости γ_i в преобразованной каустике, сходящейся в перетяжку на отражателе, оказывается меньше. В модели мягкой диафрагмы $1/\gamma_i^2 = (u/\gamma_d)^2 + 1/\gamma_a^2$. Радиус светового пятна на отражателе $w_s = \lambda/(\pi\gamma_i)$, угол когерентности в отраженном излучении при покрытии большого числа площадок когерентности $\theta_{cs} = 2\lambda/(\pi w_s)$. Угол рассеяния $\gamma_{rs} = 2\lambda/(\pi\rho_{cs})$ является характеристикой поверхности отражателя, как и радиус когерентности ρ_{cs} . После обратного преобразования телескопом угол когерентности θ_{ci} и угол рассеяния γ_{ri} с учетом апертурного ограничения определяются соотношениями $\theta_{ci}^{-2} = (u\theta_{cs})^{-2} + (\gamma_a)^{-2}$ и $\gamma_{ri}^{-2} = (u\gamma_{rs})^{-2} + (\gamma_a)^{-2}$. Соответственно находим $n_a = (\gamma_{ri}/\theta_{ci})^2$ и $m = (\gamma_{ri}/\gamma_d)^2$. Из этих соотношений, считая, что угол рассеяния гораздо больше апертурного ($\gamma_{rs} \gg \gamma_a$), нетрудно получить

$$n_a = 1 + \frac{m+1}{4}, \quad m = \left(\frac{u\gamma_a}{\gamma_d} \right)^2. \quad (7)$$

Эта связь, задаваемая при передаче излучения на отражатель, вместе с условием согласования параметров при-

нятого излучения и гетеродина $m = (4n_a + 1)^{1/2}$ дает $n_a = 2$, $m = 3$. При оценке эффективности регистрации следует учесть ослабление мощности лазера P_{las} при передаче излучения на отражатель. Мощность на отражателе $P_s = P_{\text{las}}/\{1 + [\gamma_d/(u\gamma_a)]^2\} = P_{\text{las}}m/(m+1)$. Мощность на входном зрачке P зависит, конечно, от диаграммы направленности отражения от той или иной поверхности. В рассматриваемом случае выражение для нее можно представить в виде $P = P_0m/(m+1)$, где $P_0 \propto m$ – мощность, которая принималась бы телескопом без апертурного ослабления при передаче лазерного излучения на отражатель. Используя (6) и (7), получаем выражения для гетеродинного сигнала и эффективности регистрации без условия согласования:

$$P_{\text{sig}} = \frac{8P_0 P_g m^2}{(m+1)^2(m+3)} \propto \frac{m^3}{(m+1)^2(m+3)},$$

$$\kappa = \frac{2m^2}{(m+1)^2(m+3)}.$$

Эти зависимости по существу являются зависимостями от площади входного зрачка телескопа и могут использоваться для сравнения результатов расчета с экспериментальными данными. Разумеется, максимум κ достигается при $m = 3$ и ему соответствует $n_a = 2$.

Перспективность применения телескопа можно оценить по эффективному радиусу его объектива. Если окуляр телескопа с фокусным расстоянием f_1 установлен в дальней зоне каустики лазера на расстоянии $z \gg f_1$ от перетяжки, а отражатель удален от объектива с фокусным расстоянием f_2 на расстояние $l \gg f_2$, то $u \approx lf_1/(zf_2)$. Исходя из условия $m = (u\gamma_a/\gamma_d)^2 = 3$ и соотношений $\gamma_a = \sqrt{2}r_a/l$, $\gamma_d = \lambda/(\pi w_0)$, $l_0 = \pi w_0^2/\lambda$, можно получить

$$r_a = \left(\frac{3}{2} \right)^{1/2} w_0 \frac{f_2 z}{f_1 l_0}, \quad (8)$$

где w_0 – радиус перетяжки каустики лазера; l_0 – граница ее ближней зоны. Обычно телескоп размещается вблизи лазера и можно считать, что $z \sim l_0$. Таким образом, приемопередающий телескоп, для которого подразумевается, что $f_2/f_1 \gg 1$, позволяет на порядки увеличить сигнал регистрации, пропорциональный $w_0^2(f_2/f_1)^2$, по сравнению с полученным без использования телескопа сигналом регистрации, пропорциональным w_0^2 .

В рассмотренном случае малое число пятен когерентности в принимаемом излучении определяется угловой апертурой телескопа. В ряде случаев, например при дистанционном газоанализе атмосферы, для увеличения сигнала и дальности мониторинга используют искусственные отражатели с узкой диаграммой рассеяния, установленные нормально к направлению излучения. В связи с этим был проведен расчет и для отражателей, близких к зеркальным, когда радиус когерентности на отражающей поверхности оказывается одного порядка с радиусом светового пятна. При этом не возникает каких-либо принципиальных трудностей. Надо учесть, что углы рассеяния и когерентности (4), вообще говоря, определяются не только радиусами когерентности и светового пятна на поверхности, но и числом пятен когерентности. В связи с громоздкостью полученного выражения мы приводим результаты в графическом виде (см. ниже рис.4, сплошная кривая). Качественно понятно, что при

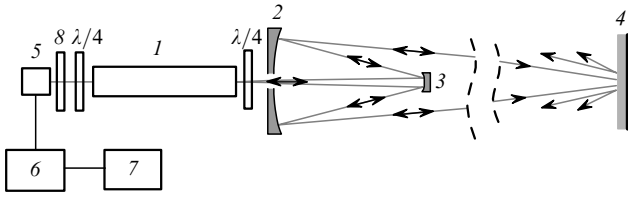


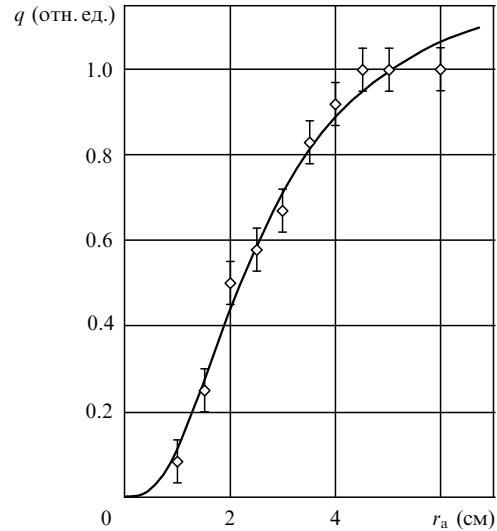
Рис.2. Схема экспериментальной установки.

1 – He–Ne-лазер; 2, 3 – сферические зеркала телескопа; 4 – рассеивающий отражатель; 5 – фотоприемник; 6 – усилитель; 7 – анализатор спектра; 8 – поляризатор.

узкой диаграмме направленности отраженного излучения максимум эффективности достигается при $m < 3$, поскольку оптимальное m связано с n . Поэтому при $m = 3$ можно регистрировать отражение от поверхностей любого типа.

В работе была проведена экспериментальная оценка возможной эффективности внутрилазерного приема отраженного излучения при использовании приемопередающего телескопа. Прием излучения (рис.2) проводился зеемановским He–Ne-лазером 1 с длиной волны $\lambda = 3.39$ мкм и газоразрядной трубкой диаметром 2.2 мм, который работал на двух ортогонально поляризованных продольных модах TEM₀₀. Этот же лазер использовался и в качестве излучателя. На пути светового пучка к отражателю была установлена четвертьволновая пластинка, взаимно преобразующая круговые поляризации излучения мод. В результате перекрестного воздействия отраженного излучения на моды лазера наблюдалась модуляция мощности генерации в каждой моде с разностной межмодовой частотой 5 МГц. Для этого перед фотоприемником 5 была установлена четвертьволновая пластинка, преобразующая круговые поляризации в линейные, и поляризатор 8. После узкополосного усилителя 6 амплитуда модуляции мощности измерялась на анализаторе спектра 7. Отражатель из катанного дюралюминия 4 был установлен нормально к пучку на расстоянии 10 м от лазера. Использовался приемопередающий телескоп, состоящий из зеркала 2 диаметром 20 см с фокусным расстоянием $f_2 = 1.05$ м и зеркала 3 диаметром 2 см с $f_1 = 0.1$ м, установленного на расстоянии 2 м от выходного зеркала лазера. Регулировкой расстояния между фокусами зеркал телескопа зондирующее излучение фокусировалось на отражатель в пятно диаметром ~ 3 мм.

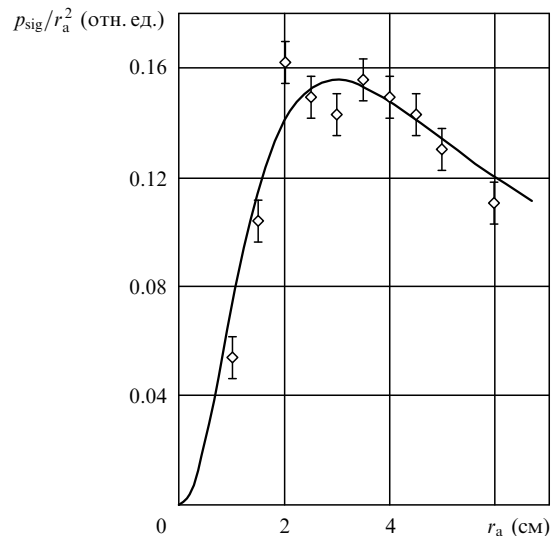
В эксперименте была получена зависимость амплитуды модуляции q от радиуса входного зрачка телескопа, который изменялся с помощью сменных диафрагм. Результаты измерений представлены на рис.3. На рис.4 приведена экспериментальная зависимость эффективности внутрилазерного приема p_{sig}/r_a^2 от радиуса r_a входного зрачка приемопередающего телескопа (точки). Экспериментальные данные хорошо согласуются с приведенной теоретической кривой. Для используемых лазера и телескопа эффективность приема максимальна при радиусе апертуры главного зеркала 3 см (8). При этом площадь зрачка телескопа на три порядка больше площади сечения лазерного пучка. Следует учитывать, что радиус r_a может ограничиваться условиями применения. Например, при регистрации отраженного излучения с узкой диаграммой рассеяния необходимо учитывать рассеяние на неоднородностях атмосферы. В условиях спокойной атмосферы средний радиус неоднородностей равен ~ 10 см

Рис.3. Зависимость гетеродинного сигнала q от радиуса апертуры приемопередающего телескопа r_a при внутрилазерном приеме.

[5] и радиус $r_a = 3$ см можно считать достаточно большим.

Был проверен теоретический вывод об увеличении гетеродинного сигнала при уменьшении размера пятна на отражателе. В эксперименте изменение диаметра пятна на отражателе проводилось регулировкой расстояния между фокусами зеркал телескопа с радиусом входного зрачка 3 см. Полученная зависимость представлена на рис.5. Она подтверждает представление о том, что лазер принимает отраженное излучение в пределах угла когерентности. Этот угол увеличивается обратно пропорционально уменьшению радиуса светового пятна на отражателе. Соответственно возрастают эффективный радиус объектива телескопа и амплитуда модуляции мощности генерации лазера.

В результате можно утверждать, что представление о гауссовых пучках дополнено учетом их степени пространственной когерентности. Развито представление о числе регистрируемых пятен когерентности. Показано, что при гетеродинной регистрации необходимо учитывать число пятен когерентности на входной апертуре те-

Рис.4. Зависимость эффективности внутрилазерного приема p_{sig}/r_a^2 от радиуса апертуры приемопередающего телескопа r_a . Точки – эксперимент, кривая – расчет.

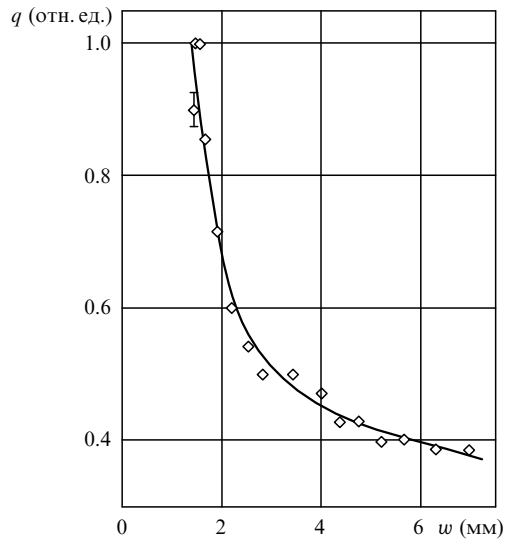


Рис.5. Зависимость сигнала модуляции q мощности лазера-приемника от радиуса w светового пятна на отражателе.

лескопа и в каустике гетеродина, а также долю пятна когерентности, формирующую сигнал регистрации. Установлено, что использование только приемного телескопа

в условиях спокойной атмосферы позволяет повысить сигнал регистрации почти в четыре раза по сравнению с сигналом в отсутствие телескопа. Использование же приемопередающего телескопа гораздо эффективней. Сигнал возрастает пропорционально величине $(f_2/f_1)^2$, которая реально может составлять $10^2 - 10^4$. Кроме того, с помощью приведенного перед формулой (8) выражения для углового увеличения и при $z \sim l_0$ можно убедиться, что радиус пятна на отражателе уменьшается пропорционально отношению f_1/f_2 . Это позволяет на 1–2 порядка уменьшить апертуру отражателей или соответственно увеличить дальность регистрации. Полученные результаты могут применяться при разработке методов и устройств дистанционной диагностики в задачах газоанализа, контроля аэрозолей, дальнометрии, поляриметрии поверхностей и т. п.

1. Протопопов В.В., Устинов Н.Д. *Лазерное гетеродинирование* (М.: Наука, 1985).
2. Massey G.A. *Appl. Opt.*, **4**, 7 (1965).
3. Козел С.М., Локшин Г.Р. *Радиотехника и электроника*, **20**, 1666 (1975).
4. Козин Г.И., Кузнецов А.П. *Квантовая электроника*, **25**, 1076 (1998).
5. Буреев В.А., Киракосянц В.Е., Логинов В.А. *Радиотехника и электроника*, **1**, 90 (1985).