

Оптимальное детектирование излучения с нарушенной пространственной когерентностью с применением оптических квантовых усилителей

Г.И.Козин, А.П.Кузнецов

Теоретически рассмотрены условия эффективной регистрации отраженного лазерного излучения с использованием оптических квантовых усилителей. Показано, что при сильно нарушенной пространственной когерентности ее учет избыточен – достаточно простых геометрических представлений. Получены соотношения, связывающие эффективно действующий радиус входной апертуры и угловое увеличение проецирующей оптической системы с расходимостью лазера и параметрами усилителя. Выводы подтверждены результатами экспериментов.

Ключевые слова: оптический квантовый усилитель, пространственная когерентность, отражение света, детектирование излучения.

Решение задач дистанционных измерений и диагностики с использованием лазеров часто связано с необходимостью регистрации излучения, отраженного с нарушением пространственной когерентности от удаленных естественных или искусственных отражателей. Прямое фотодетектирование собранного излучения малой мощности бывает затруднено из-за фоновой засветки и шумов фотодетектора. В частности это осложняет контроль утечек газа на магистральных газопроводах, осуществляемый дифференциальными лидарами на базе He – Ne-лазеров на длинах волн 3.3922 и 3.3912 мкм [1]. При установке лидаров на борту вертолета имеют место жесткие ограничения на массу и габариты аппаратуры, не позволяющие использовать приемные зеркала диаметром более 30 см. В этом случае небольшая величина регистрируемого сигнала заставляет работать на опасно малых высотах (30 – 50 м).

Для увеличения помехозащищенности и чувствительности лидара можно использовать фотодетектирование с предварительным усилением излучения оптическим квантовым усилителем (ОКУ). Эффективность приема излучения можно определить как отношение мощности излучения, участвующего в формировании сигнала регистрации, т. е. выходной мощности ОКУ без учета усиления, к мощности падающего на ОКУ излучения. Вообще говоря, эффективность приема зависит от пространственной когерентности излучения.

Известно [2, 3], что количество воспринимаемых так называемых пятен когерентности (спеклов) определяется линейной и угловой апертурой приемника. Это ограничивает угловую апертуру всего приемного устройства, которая может быть получена с помощью линзовой или зеркальной проецирующей оптической системы. Величину сигнала регистрации можно повышать, увеличивая мощность в пятне когерентности. Для этого следует по

возможности уменьшать размеры светового пятна на отражателе посредством передающей оптической системы [4, 5]. Таким образом, передающая и принимающая проецирующие системы должны согласовывать характеристики излучения с параметрами ОКУ, обеспечивая возможность приема максимального количества пятен когерентности при максимальной мощности в каждом.

Цель нашей работы состояла в определении углового увеличения принимающей проецирующей системы, обеспечивающей эффективную регистрацию излучения усилителем при минимальной входной апертуре. Обычно на незеркальных отражателях пятно света радиусом w от лазера с длиной волны λ создает большое количество пятен когерентности с радиусом ρ_c . В дальней зоне на расстоянии $l \gg w\rho_c/\lambda$, в соответствии с теоремой Ван-Циттерта – Цернике и последующими дополнениями к ней, взаимная интенсивность излучения определяется произведением интенсивности отраженного излучения I и комплексной степени пространственной когерентности μ .

В [6] для произвольной геометрии показано, что при анализе отраженного излучения пространственная когерентность μ может рассматриваться как действительная функция угловых перемещений θ относительно направления наблюдения, а интенсивность I – как функция углов наблюдения γ . Они связаны фурье-преобразованиями с характеристиками излучения, отраженного от поверхности. В случае малых угловых перемещений

$$\mu(\theta) = P_0^{-1} \int I(\mathbf{r}) \exp(-ik\theta\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (1)$$

где \mathbf{r} – координаты точек отражающей поверхности в плоскости, перпендикулярной оси наблюдения; $I(\mathbf{r})$ – видимое распределение интенсивности в световом пятне; $P_0 = \int I(\mathbf{r}) d\mathbf{r}$ – мощность отраженного излучения; k – волновое число.

При дистанционной лазерной диагностике чаще всего регистрируется отраженная назад часть излучения. При использовании гауссова пучка интенсивность $I(\mathbf{r}) = (2P_0/\pi w^2) \exp[-2(r/w)^2]$ и функция $\mu(\theta) = \exp[-2(\theta/\theta_c)^2]$ (где $\theta_c = 2\lambda/\pi w$ – угол когерентности). Так как $w = \theta_d l$

Г.И.Козин, А.П.Кузнецов. Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; e-mail: lasgas@pisem.net, kozingen@mail.ru

Поступила в редакцию 7 сентября 2004 г., после доработки – 8 сентября 2005 г.

определяется расходимостью $\theta_d = \lambda/\pi w_0$, где w_0 – радиус перетяжки лазерного пучка, то угол когерентности $\theta_c = 2w_0/l$ гораздо меньше апертурного угла $\gamma_a = r_a/l$ проецирующей системы с входным радиусом $r_a \gg w_0$. Поэтому на выходе проецирующей системы с угловым увеличением u вид преобразованной степени когерентности $\mu(\theta/u)$ не меняется. Ее обратное фурье-преобразование трансформирует распределение интенсивности на отражателе в изображение с линейным увеличением u^{-1} :

$$I'(r) = u^2 I(ur) \frac{P_a}{P_0},$$

где P_a – мощность собранного излучения. Радиус светового пятна в изображении $w' = w/u = \lambda l/(\pi w_0 u)$.

Еще одно интегральное соотношение в [6] связывает угловое распределение интенсивности $I(\gamma)$ с видимой через входное отверстие степенью пространственной когерентности на отражателе $\mu(\rho)$. Из-за удаленности отражателя и малости радиуса когерентности на его поверхности угол рассеяния $\gamma_c \sim \lambda/\rho_c$ обычно гораздо больше апертурного угла γ_a принимающей проецирующей системы. Можно считать, что в пределах γ_a наблюдаемая интенсивность отраженного излучения I не зависит от угла наблюдения и при $\gamma > \gamma_a$ равна нулю. Поэтому при наблюдении с любой точки можно считать, что отражающая поверхность излучает самостоятельно и ориентирована нормально к оси наблюдения. Тогда для малых углов γ относительно этой оси (в нашем случае – оси лазерного пучка) получим

$$I(\gamma) \sim \int \mu(\rho) \exp(ik\gamma\rho) d\rho, \quad (2)$$

где ρ – относительная координата двух точек отражающей поверхности в плоскости, перпендикулярной оси.

С помощью преобразования, обратного фурье-преобразованию (2) зависимости $I(\gamma/u)$, можно найти степень пространственной когерентности изображения. Нетрудно показать, что при круглом отверстии она описывается функцией Эйри:

$$\mu'(\rho) = \frac{2J_1(x)}{x}, \quad x = \frac{ku r_a \rho}{l},$$

где $J_1(x)$ – функция Бесселя первого порядка. Ее первым нулем можно определить радиус когерентности изображения $\rho'_c = 0.61\lambda l/ur_a \ll w'$. Количество пятен когерентности в изображении остается большим, и взаимная интенсивность по-прежнему представляется произведением интенсивности и степени пространственной когерентности.

Максимальная мощность принимаемого ОКУ излучения достигается при наибольшем действующем апертурном угле проецирующей системы $\gamma_a \leq \gamma_t/u$, который ограничивается апертурным углом трубки ОКУ γ_t , и в случае наибольшего линейного увеличения u^{-1} , при котором сигнал полностью заполняет входное отверстие трубки радиусом r_t : $w/u \leq r_t$. Эти условия определяют оптимальное угловое увеличение и соответствующий ему апертурный угол:

$$u = \frac{w}{r_t}, \quad \gamma_a = \frac{r_t \gamma_t}{w}. \quad (3)$$

Количество регистрируемых при этом пятен когерентности $N = (\gamma_t/u\theta_c)^2$. Исходя из соотношения $\theta_c \sim 2\lambda/\pi w$ и выражения (3), получим $N = (\pi r_t \gamma_t/2\lambda)^2$. Радиус r_t и длина L трубки выбираются обычно из условия малых дифракционных потерь: $r_t^2/\lambda L \sim 1$. В [2, 7] показано, что при передаче излучения через трубку большую роль играют отражения от стенок. Угловую функцию однопроходного пропускания трубки ОКУ можно аппроксимировать гауссовой функцией:

$$T(\gamma) = \exp\left[-2\left(\frac{\gamma}{\gamma_t}\right)^2\right], \quad \gamma_t = \left[2r_t \frac{(n^2 - 1)^{1/2}}{(n^2 + 1)L}\right]^{1/2}, \quad (4)$$

где n – показатель преломления материала стенок. Параметр γ_t достигает максимального значения $\sim (r_t/L)^{1/2}$ при $n^2 = 3$. Следовательно, при использовании усилителей с кварцевыми или стеклянными трубками ($n \approx 1.5$) число $N \approx 2r_t/\lambda \gg 1$. Эта оценка вытекает и из результатов работы [2]. Поэтому и на выходе ОКУ угловое распределение интенсивности излучения можно рассматривать вне связи с его когерентностью.

Таким образом, на примере регистрации с помощью однопроходных ОКУ выясняется, что интенсивность лазерного излучения с сильно нарушенной пространственной когерентностью можно рассматривать без учета степени когерентности. Достаточно геометрической оптики и знания диаграммы рассеяния. Однако учет степени пространственной когерентности позволяет лучше понять процессы переноса излучения и оценить влияние на них оптических элементов.

Мощность излучения на выходе ОКУ рассчитывается интегрированием по входному отверстию ОКУ и по углам в пределах угла проекции $u\gamma_a$ с учетом функции пропускания $T(\gamma)$ исходя из распределения интенсивности на отражателе, мощности, собранной проецирующей системой, и ее линейного увеличения. В результате нетрудно получить коэффициент пропускания трубки k , определяющий эффективность регистрации, и зависимость выходной мощности оптического усилителя $P \sim k\gamma_a^2$ от тех же параметров:

$$k = \left\{1 - \exp\left[-2\left(\frac{ur_t}{w}\right)^2\right]\right\} \times \left\{1 - \exp\left[-2\left(\frac{u\gamma_a}{\gamma_t}\right)^2\right]\right\} \frac{\gamma_t^2}{2(u\gamma_a)^2}. \quad (5)$$

Видно, что с ростом γ_a эффективность регистрации монотонно падает, хотя выходная мощность возрастает. Поэтому сильно увеличивать радиус входного зрачка приемной проецирующей системы нецелесообразно. Исходя из соотношения (5) можно считать оптимальным с точки зрения приемлемой эффективности регистрации и разумно малых размеров проецирующей системы значение $k \approx 0.4$. При этом регистрируется 87% предельной мощности, которую позволяет зарегистрировать ОКУ при $\gamma_a \rightarrow \infty$. Если проецирующей системой является одна линза или собирающее зеркало с фокусным расстоянием $f \ll l$, то исходя из $u \approx l/f$ и $w = \gamma_d l$ получим из (3)

$$r_a = f\gamma_t, \quad f = \frac{r_t}{\gamma_d}. \quad (6)$$

Полученные результаты были проверены в экспериментах. Исследовались зависимости коэффициента про-

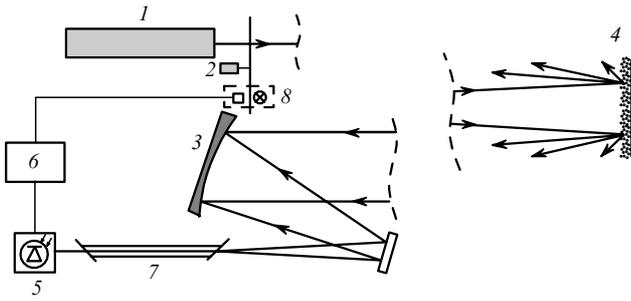


Рис.1. Принципиальная схема экспериментальной установки для исследования эффективности приема отраженного лазерного излучения с помощью ОКУ:

1 – He–Ne-лазер; 2 – прерыватель; 3 – сферическое зеркало; 4 – отражатель; 5 – фотоприемник; 6 – синхронный детектор; 7 – ОКУ; 8 – оптопара.

пускания трубок ОКУ от их радиуса и длины. Схема экспериментальной установки показана на рис.1. Излучение He–Ne-лазера (1) ($\lambda = 3.3922$ мкм) с мощностью 4 мВт и расходимостью 2×10^{-3} рад модулировалось прерывателем 2 и направлялось на нормально ориентированный отражатель 4, установленный на расстоянии 10 м. Отраженное назад излучение собиралось зеркалом 3 радиусом $R_1 = 5.5$ см с центральным отверстием радиусом $R_2 = 1$ см и фокусным расстоянием $f = 45$ см. Такие зеркала используются в зеркальных телескопических системах. Применялись мелкозернистые отражатели с широкой диаграммой рассеяния и металлические отражатели с узкой диаграммой. Для данных условий коэффициент k рассчитывался аналогично (5) при аппроксимации диаграммы рассеяния гауссовой функцией. Мощность излучения измерялась одним фотоприемником 5 на входе в трубку и на выходе из нее с использованием синхронного детектора 6. Для формирования опорного сигнала на частоте модуляции 2 кГц по обе стороны прерывателя света 2 была установлена оптопара 8. Измерения проводились при полосе пропускания регистрирующей системы 1 Гц. По отношению сигналов оценивался коэффициент пропускания трубки.

Полученные экспериментальные зависимости $k(L)$ при $r_t = 1.35$ мм и $k(r_t)$ при $L = 60$ см приведены на рис.2 и 3. Хорошее согласие экспериментальных точек с

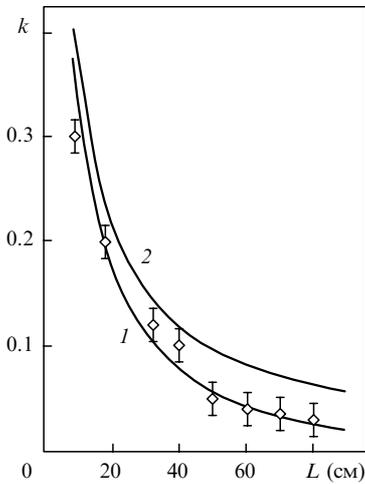


Рис.2. Зависимости коэффициента пропускания трубки ОКУ k от ее длины L при $r_t = 1.35$ мм. На экспериментальные точки наложена теоретическая кривая (1), здесь же приведена рассчитанная зависимость $k(L)$ для зеркала без отверстия (2).

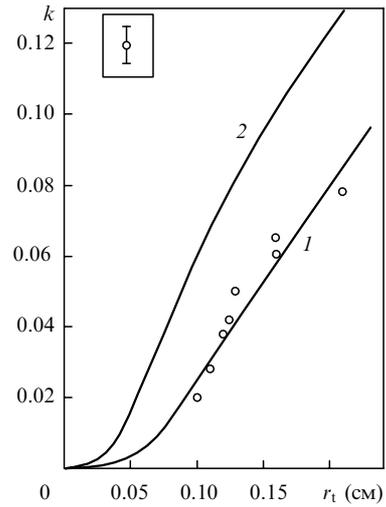


Рис.3. Зависимости коэффициента пропускания трубки ОКУ k от ее диаметра r_t при $L = 60$ см. На экспериментальные точки наложена теоретическая кривая (1), здесь же приведена рассчитанная зависимость $k(r_t)$ для зеркала без отверстия (2).

теоретическими кривыми было получено при угле рассеяния от поверхности отражателя $\gamma_r = 1.25 \times 10^{-2}$. С целью сравнения приведены теоретические зависимости для зеркала без отверстия.

Была проверена также справедливость выражения $r_a = f\gamma_t$. В эксперименте использовался ОКУ с трубкой длиной 73 см и внутренним диаметром 2.2 мм, заполненной смесью He : Ne = 5.6 : 1 при давлении 1.5 Тор и токе разряда 26 мА. Отражатель был выполнен в виде вращающегося диска, что давало возможность усреднять регистрируемые сигналы по статистически однородной отражающей поверхности. В соответствии с радиусом трубки ОКУ и расходимостью лазерного излучения оптимальное фокусное расстояние f собирающего зеркала составляло 50 см. Использовалось зеркало без отверстия с $f = 80$ см и радиусом 5 см. Радиус зеркала менялся установкой перед ним сменных диафрагм различного диаметра. В соответствии с расчетом эффективно действующий радиус собирающего зеркала должен был составлять 2.6 см.

Результаты измерений регистрируемой мощности в зависимости от квадрата радиуса диафрагмы представ-

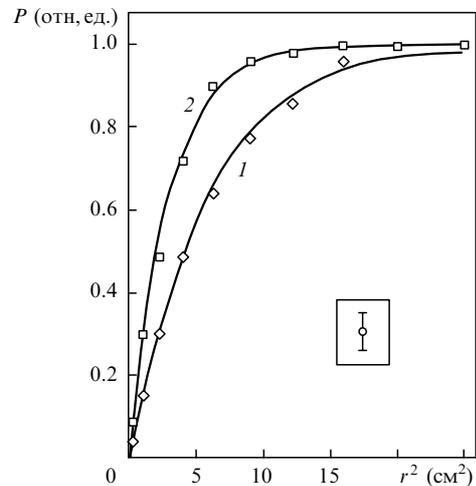


Рис.4. Зависимости регистрируемой ОКУ мощности излучения P , отраженного от мелкозернистой наждачной бумаги (1) и дюралюминия (2), от квадрата радиуса r приемного зеркала.

лены на рис.4. Экспериментальные значения, полученные при использовании мелкозернистой наждачной бумаги, хорошо согласуются с расчетной кривой 1 при $\gamma_t = 4.4 \times 10^{-2}$. Апертурный угол трубки ОКУ, рассчитанный в соответствии с (4), составлял 3.2×10^{-2} . Расхождение объясняется влиянием усиления активной среды ОКУ. С увеличением угла γ_a растут длина пути и усиление на проход, что приводит к эффективному увеличению угла γ_t , поэтому в эксперименте $r_a = 3.5$ см. Очевидно, что при использовании телескопа значение r_a может достигать десятков сантиметров.

Таким образом, по количеству собранного света прием на ОКУ на практике оказывается вполне сравнимым с прямой фоторегистрацией. Согласие экспериментальных данных для отражателя из дюралюминия с теоретической зависимостью (кривая 2) было достигнуто при $\gamma_t = 3.5 \times 10^{-3}$. По отношению уровней сигналов, измеренных без диафрагмы на входе и выходе ОКУ с погашенным разрядом, был определен коэффициент ослабления трубки k , составивший 0.15 ± 0.01 . Это значение в пределах погрешностей измерений хорошо согласуется с рассчитанным по формуле (5).

На рис.5 представлены экспериментальные зависимости мощности излучения на входе ОКУ и на его выходе от эффективного коэффициента отражения по мощности $\rho_{\text{эф}}^2$ диффузного отражателя на апертурный угол. Измеренные значения нормированы на выходную мощность лазера-излучателя. Мощность на выходе ОКУ измерялась непосредственно при зажженном разряде, мощность на входе оценивалась по мощности на выходе с погашенным разрядом при учете экспериментально измеренного коэффициента ослабления трубки. Коэффициент отражения определялся отношением регистрируемой мощности излучения на выходе ОКУ при погашенном разряде к выходной мощности лазера, деленным на величину k . Для уменьшения $\rho_{\text{эф}}^2$ использовались калиброванные ослабители света.

Зависимость регистрируемой мощности на входе в ОКУ от $\rho_{\text{эф}}^2$, как и следует ожидать, линейна. Зависимость мощности на выходе при больших $\rho_{\text{эф}}^2$ является нелинейной, что объясняется насыщением усиления в ОКУ. По отношению мощностей в области линейности обеих кривых, соответствующих одному и тому же значению $\rho_{\text{эф}}^2$, был определен коэффициент K ненасыщенного усиления ОКУ: $K = kG = (2.0 \pm 0.2) \times 10^2$, где G – коэффициент усиления активной среды. Сравнение K и k показывает, что коэффициент $G = (1.5 \pm 0.2) \times 10^3$, что соответствует известным данным для этого типа активной среды (~ 44 дБ/м).

Таким образом, проведенные оценки и экспериментальные результаты показывают, что применение ОКУ с большим усилением может увеличить чувствительность фотодетектирования на несколько порядков. В частности гелий-неоновый ОКУ с собирающим зеркалом диаметром 7 см может увеличить регистрируемый сигнал на порядок по сравнению с методом прямой фоторегистрации с приемным зеркалом диаметром 30 см. При обследова-

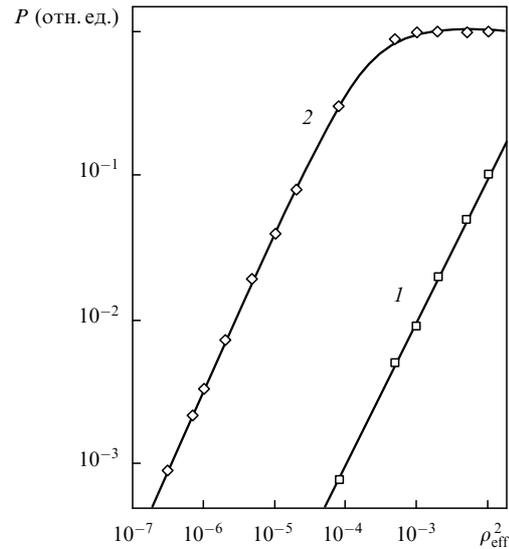


Рис.5. Зависимости регистрируемой мощности излучения P на входе (1) и на выходе ОКУ (2) от эффективного коэффициента отражения $\rho_{\text{эф}}^2$ (по мощности).

нии газопроводов и других территорий на наличие в воздухе предельных углеводородов это позволит проводить полеты по крайней мере на штатной высоте (100 м). Можно надеяться, что при использовании передающих и принимающих телескопов эта высота увеличится на порядок. Результаты работы могут быть полезны также при разработке лазерных локаторов и дальномеров, избавляя от необходимости рассматривать спекл-структуру излучения. При этом, однако, следует обеспечивать большое количество пятен когерентности в световом пятне на отражателе и на всех оптических элементах, что исключает сильную фокусировку света на отражателях или использование отражателей, близких к зеркальным.

Теоретический вывод работы может показаться парадоксальным. Представления о пространственной когерентности использованы для того, чтобы показать, что при плохой пространственной когерентности регистрируемого излучения она несущественна. Однако в этом нет ничего странного. Хорошо известно, что для излучения от тепловых источников достаточно представлений геометрической оптики.

1. Бутиков Ю.А., Чура Н.И., Широценский С.И. *Современные дистанционные методы и аппаратура контроля утечек из магистральных трубопроводов* (М.: ИРЦ Газпром, 1995).
2. Белонучкин В.Е., Ескин Н.И., Козел С.М и др. *Квантовая электроника*, **4**, 1318 (1977).
3. Устинов Н.Д., Матвеев И.Н., Протопопов В.В. *Методы обработки оптических полей в лазерной локации* (М.: Наука, 1983).
4. Massey G.A. *Appl. Opt.*, **4**, 7 (1965).
5. Козел С.М. Локшин Г.Р. *Радиотехника и электроника*, **20**, 1666 (1975).
6. Козин Г.И., Кузнецов А.П. *Квантовая электроника*, **25**, 1076 (1998).
7. Байков С.С., Королев Ф.А. *ЖПС*, **10** (3), 441 (1969).