



DOI: <https://doi.org/10.15688/mpcst.jvolsu.2025.4.6>

УДК 550.388.2; 554.510.535

ББК 22.341.1

Дата поступления статьи: 12.07.2025

Дата принятия статьи: 02.10.2025

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЦЕНТРОИДИРОВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОСКОСТИ РЕГИСТРАЦИИ¹

Лидия Николаевна Лавринова

Кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник,
Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
lnl@iao.ru
площадь Академика Зуева, 1, 634055 г.Томск, Российская Федерация

Виталий Валериевич Лавринов

Кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник,
Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
lvv@iao.ru
площадь Академика Зуева, 1, 634055 г.Томск, Российская Федерация

Леонид Владимирович Антошкин

Старший научный сотрудник,
Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
lant@iao.ru
<https://orcid.org/0000-0003-2136-4711>
площадь Академика Зуева, 1, 634055 г.Томск, Российская Федерация

Аннотация. Предметом исследований является алгоритм взвешенных центров тяжести фокальных пятен, регистрируемых светочувствительной матрицей видеокамеры, с позиции точности и быстродействия оптоэлектронных систем, предназначенных для измерения фазовых флуктуаций оптического излучения в условиях атмосферной турбулентности. Рассмотрены способы оптимизации центроидирования изображения излучения в плоскости регистрации. Приведены результаты экспериментов, выполненных на основе численной модели датчика волнового фронта Шэка–Гартмана. Представлена архитектура искусственных нейронных сетей для центроидирования изображения излучения в плоскости регистрации.

Ключевые слова: оптическое излучение, датчик волнового фронта, искусственные нейронные сети.

Введение

В адаптивных системах измерение фазовых флуктуаций оптического излучения, обусловленных атмосферной турбулентностью, и управление коррекцией турбулентных искажений излучения осуществляются в режиме реального времени, что обеспечивается эффективным взаимодействием всех компонентов адаптивной системы [7]. Одним из таких компонентов является метод, применяемый для центроидирования изображения излучения в плоскости приемного устройства, которым сегодня является видеокамера высокого разрешения. Светочувствительная матрица видеокамеры регистрирует изображение излучения в фокальной плоскости в виде двумерного массива из значений интенсивности, далее, распределения интенсивности. Каждый пиксель на светочувствительной матрице характеризуется значением интенсивности, равным числу фотонов светового поля, попадающего в пределы пикселя.

При измерении искажений излучения по оценкам, полученным датчиком Шэка – Гартмана в адаптивной оптической системе [8], и стабилизации излучения на входной апертуре в случае следящей адаптивной оптической системы [13] оценивание светового поля выполняется вычислением координат энергетического центра тяжести фокального пятна (центроида) в плоскости регистрации посредством алгоритма центроидирования (*the centroiding algorithm*). Смещения центроида в двух ортогональных направлениях пропорциональны наклонам волнового фронта в пределах субапертур в случае работы датчика [8], и в пределах входной апертуры системы при фокусировке оптического пучка [10].

К наиболее применимым на сегодняшний день алгоритмам центроидирования [14] относятся алгоритм взвешенных центров тяжести, дающий наилучший результат вне зависимости от отношения сигнал/шум для точечных источников, квадрантный алгоритм, а также корреляционные алгоритмы. Авторы работы [14] показали, что при низком уровне шума алгоритмы центроидирования могут работать со средним потоком всего десяти фотонов на субапертуре при шуме считывания в три электрона. При высоких уровнях потока фотонов доминирующие ошибки происходят из-за нелинейности отклика, усечений и искажений фокального пятна. Алгоритм взвешенных центров тяжести и корреляционный метод эквивалентны и дают в случае оптимальных параметров лучшие результаты, чем квадрантный алгоритм, эффективность которого зависит от параметров оптической части датчика [8] или системы [13]. Основным недостатком корреляционных алгоритмов является невысокая по сравнению с другими алгоритмами вычислительная скорость.

Показано [14], что варьирование потока фотонов, количества шума считывания и дискретизации пикселей, не являются достаточным условием для разработки рекомендаций по выбору наилучшего алгоритма центроидирования изображения излучения в фокальной плоскости, и наилучшего размера пикселя светочувствительной матрицы видеокамеры.

В работах по адаптивной коррекции излучения от удаленного точечного источника присутствует сильное мерцание в плоскости видеокамеры, которое наблюдается при высокоинтенсивной атмосферной турбулентности [15]. Эффект мерцания фокальных пятен, обусловленный изменением освещенности пикселей во времени, является и сегодня актуальной проблемой адаптивной оптики.

С помощью численной модели датчика волнового фронта Шэка–Гартмана, свободной от шума, обусловленного оптической частью датчика, легко проверить, что именно

интенсивность турбулентных искажений оптического излучения является определяющим фактором в выборе алгоритма центроидирования изображения излучения в плоскости регистрации.

Цель данной работы состоит в том, чтобы посредством численной модели датчика волнового фронта Шэка–Гартмана оценить алгоритм взвешенных центров тяжести в зависимости от интенсивности атмосферной турбулентности, сосредоточив внимание на условии высокоинтенсивной атмосферной турбулентности, и разработать рекомендации по оптимизации метода центроидирования изображения излучения в плоскости регистрации.

1. Численные модели

В датчике Шэка–Гартмана приходящее световое поле делится линзовым растром на парциальные пучки, которые фокусируются на светочувствительной матрице видеокамеры, и представляют совокупность фокальных пятен или гартманограмму.

В численной модели датчика волнового фронта Шэка–Гартмана прохождение пучка через линзу растра описывается решением параболического уравнения в приближении квазиоптики относительно комплексной амплитуды светового поля, выраженной в пределах субапертуры амплитудным и фазовым распределениями $E(x, y) = Re(E(x, y)) + iIm(E(x, y)) = A(x, y)exp(i\Phi(x, y))$ [3]:

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} = \Delta_{\perp} E + 2k^2 \tilde{n}(x, y)E, \quad (1)$$

где z – направление распространения; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; λ – длина волны; $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ – оператор Лапласа. Нормирование продольной координаты z на дифракционную длину $Z_d = ka_0^2$, представляющую пространственный масштаб в направлении распространения излучения, и поперечных координат на начальный радиус входного пучка a_0 , заданный в масштабах расчетной сетки в пределах субапертуры, приводит параметры в уравнении (1) к безразмерному виду. Уравнение (1) решается методом расщепления по параметрам с использованием алгоритма быстрого преобразования Фурье (БПФ).

Компонента $\tilde{n}(x, y)$ задает случайное поле флуктуаций показателя преломления, обусловленное турбулентной атмосферой. В инерционном интервале $l_0 \ll \rho \ll L_0$ случайное поле флуктуаций показателя преломления с учетом выражения, связывающего структурную характеристику флуктуаций показателя преломления C_n^2 с радиусом Фрида r_0 для плоской волны выражением $r_0 = (0,423k^2 \int_0^L C_n^2(l)dl)^{-\frac{3}{5}}$, соответствует случайному полю фазовых флуктуаций, заданному спектром фон Кармана:

$$F_s(\chi_{K,M}) = 0,489r_0^{-5/3}(\chi_{K,M}^2 + \chi_0^2)^{-11/6}exp(-\chi_{K,M}^2/\chi_m^2), \quad (2)$$

где $\chi_{K,M} = \Delta\chi\sqrt{(K^2 + M^2)}$; K, M – индексы узлов расчетной сетки размерностью $N \times N$; $\Delta\chi = 2\pi/(N\Delta\vec{\rho})$ – шаг дискретизации по пространственной частоте; $\Delta\vec{\rho}$ – расстояния между разнесенными точками; $\vec{\rho} = (x, y)$; $\chi_m = 5,92/l_0$ и $\chi_0 = 2\pi/L_0$ – спектральные частоты, соответствующие внутреннему l_0 и внешнему L_0 масштабам турбулентных неоднородностей, соответственно. Фазовые флуктуации светового поля,

обусловленные атмосферной турбулентностью, характеризуются структурной функцией фазы [3]:

$$D_\phi(\vec{\rho}) = 6,88(|\vec{\rho}|/r_0)^{5/3}. \quad (3)$$

Фазовое распределение $\Phi(x, y)$ описывается двумерным массивом из спектральных отсчетов или коэффициентов Фурье, представляет набор случайных неоднородностей показателя преломления или случайный фазовый экран:

$$\Phi(x, y) = [F_S(\chi_{K,M})]^{1/2} \Delta \chi \exp(i\phi_{rand}), \quad (4)$$

где ϕ_{rand} – равномерно распределенная фаза Фурье – образа в интервале $[0, 2\pi]$. Параметр r_0 в выражении (2) задает поперечный размер неоднородностей, в пределах которого сохраняется когерентность излучения, или устойчивые фазовые соотношения между пространственно разнесенными точками. Другими словами, r_0 характеризует интенсивность флуктуаций показателя преломления или интенсивность турбулентных искажений фазового распределения $\Phi(x, y)$. В данных исследованиях значения радиуса Фрида варьируются от 1 см (сильная турбулентность) до 10 см (слабая турбулентность).

Распределение интенсивности $I(x, y) = Re^2(E(x, y)) + Im^2(E(x, y))$ в плоскости регистрации светового поля в пределах субапертуры соответствует изображению на светочувствительной матрице видеокамеры, которое содержит фокальное пятно с характерным профилем интенсивности или плотности световой энергии в заданный момент времени.

Координаты центра тяжести распределения интенсивности $I(x, y)$, представляющего массив пикселей светочувствительной матрицы, каждый из которых характеризуется интенсивностью $I_{i,j}$, могут быть записаны в виде [13]:

$$\xi_k = \sum_{i=1}^{N_a} i I_i \sum_{i=1}^{N_a} I_i, \eta_k = \sum_{j=1}^{N_a} j I_j \sum_{j=1}^{N_a} I_j, I_i = \sum_{j=1}^{N_a} I_{ij}, I_j = \sum_{i=1}^{N_a} I_{ij}, \quad (5)$$

где $k = 1, 2, \dots, N_{lens}$; $N_a \times N_a$ – размерность распределения в пределах k -ой субапертуры линзового растра размерностью $N_{lens} = (N/N_a) \times (N/N_a)$ в предположении плотной упаковки линз.

Алгоритм взвешенных центров тяжести (5) не зависит от параметров датчика, представляет координаты центроида в безразмерном виде как результат суммирования весов пикселей I_{ij} , умноженных на расстояние между координатой центральной точки распределения и координатой взвешиваемого пикселя распределения.

Локальные наклоны измеряемого волнового фронта $\Phi(x, y)$ пропорциональны смещениям вычисленных координат центроидов ξ_k, η_k относительно координат опорного волнового фронта (например, плоского) ξ_k^0, η_k^0 :

$$\alpha_k = \frac{\partial \Phi(x, y)}{\partial x} = \frac{\xi_k - \xi_k^0}{F_{lens}}, \beta_k = \frac{\partial \Phi(x, y)}{\partial y} = \frac{\eta_k - \eta_k^0}{F_{lens}}, \quad (6)$$

где F_{lens} – фокусное расстояние линзы.

Искомое фазовое распределение $W(x, y)$ представляется в виде разложения волновой функции по полиномам Цернике Z_l , ортогональным в круге единичного радиуса:

$W(x, y) = \sum_{i=1}^{N_{basis}} c_l Z_l(x, y)$, где c_l – коэффициент, пропорциональный вкладу l -го полинома в волновую функцию; $l = 1, 2, \dots, N_{basis}$. Реконструкция волнового фронта $W(x, y)$

осуществляется подгонкой локальных наклонов разложения по полиномам Цернике:

$$\frac{\partial \Phi(x, y)}{\partial x} = \sum_{l=1}^{N_{basis}} \frac{\partial Z_l(x, y)}{\partial x} c_l, \quad \frac{\partial \Phi(x, y)}{\partial y} = \sum_{l=1}^{N_{basis}} \frac{\partial Z_l(x, y)}{\partial y} c_l, \quad (7)$$

к оценкам волнового фронта в виде смещений центроидов (6).

Оценивание алгоритма взвешенных центров тяжести выполняется вычислением среднеквадратических отклонений (СКО) моделируемого по формуле (4) распределения $\Phi(x, y)$ и распределения $W(x, y)$, реконструированного по смещениям центроидов, измеренным в плоскости регистрации [9].

СКО разности фазовых распределений $\Phi(x, y)$ и $W(x, y)$, выраженных массивами значений $\Phi_{i,j}$ и $W_{i,j}$, характеризует остаточную ошибку реконструкции волнового фронта: $\Delta = \sqrt{\frac{1}{N^2-1} \sum_{i,j=1}^N [(\Phi_{i,j} - W_{i,j}) - \langle \Phi_{i,j} - W_{i,j} \rangle]^2}$, где $\langle \Phi_{i,j} - W_{i,j} \rangle$ – среднее значение разности фазовых распределений $\Phi(x, y)$ и $W(x, y)$.

Для любого набора случайных неоднородностей показателя преломления (4) зависимость остаточной ошибки реконструкции волнового фронта от интенсивности турбулентных искажений фазового распределения пропорциональна величине $r_0^{-\frac{5}{3}}$ [9]. Другими словами, с увеличением значения радиуса Фрида интенсивность турбулентных искажений фазового распределения уменьшается, соответственно, уменьшается и остаточная ошибка реконструкции.

Для отношения $D/r_0 = 10$, характеризующего разрешение системы (телескопа) с радиусом входной апертуры $D = 10\text{ см}$ и параметром Фрида $r_0 = 1\text{ см}$, остаточная ошибка реконструкции волнового фронта по 35 – ти полиномам Цернике согласно с таблицей Нолла[16] соответствует величине $\Delta = 0,0135(D/r_0)^{5/3} = 0,6286$ радиан.

2. Оптимизация метода центроидирования изображения оптического излучения в плоскости регистрации

Сократить время центроидирования изображения оптического излучения в плоскости регистрации может позволить оценка значений интенсивности не всего распределения, а в пределах следящего окна анализа. Суть метода заключается в том, что на гартманограмме в каждой зоне, соответствующей субапертуре, отслеживается максимальное значение интенсивности, вокруг которого создается окно анализа. В данном подходе важно задать оптимальный размер окна. При настройке датчика в случае минимизации размера фокального пятна в плоскости регистрации изображения пучка [18], например, до диаметра первого темного кольца дифракционного изображения, размер окна должен быть не меньше диаметра первого темного кольца в картине Эйри. Если размер окна меньше размера фокального пятна, то точность реконструкции волнового фронта значительно понижается, что показано на рис. 1.

Положим, что в рассматриваемом распределении интенсивности координаты i_m, j_m соответствуют координатам пикселя с максимальной интенсивностью: $I_m = \max I_{ij} / \sum_{i=1}^{N_a} \sum_{j=1}^{N_a} I_{ij}$.

Вокруг отслеживаемого пикселя с координатами i_m, j_m создается окно анализа, размер которого задается эффективным радиусом излучения [10], составляющим область,

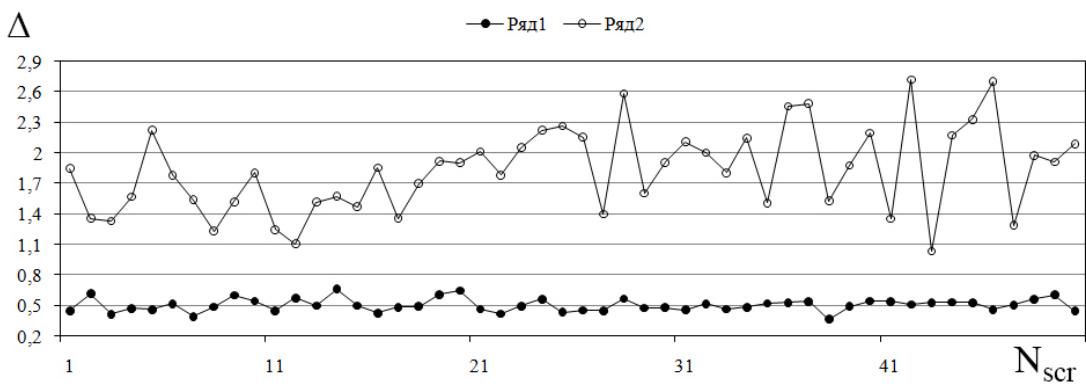


Рис. 1. Остаточная ошибка реконструкции волнового фронта для случайных фазовых экранов с номером N_{scr} в зависимости от наличия окна анализа: ряд 1 соответствует алгоритму взвешенных центров тяжести без окна анализа; ряд 2 – с окном анализа.

куда попадает большая часть световой мощности, и выраженным следующим образом:

$$\Psi = \left\{ \sum_{i=1}^{N_a} \sum_{j=1}^{N_a} [((i_m - i)^2 + (j_m - j)^2) I_{ij}] / \sum_{i=1}^{N_a} \sum_{j=1}^{N_a} I_{ij} \right\}^{1/2}. \quad (8)$$

Область интегрирования $[N_a] \times [N_a]$ в алгоритме (5) меняется на область $[-\Psi, \Psi] \times [-\Psi, \Psi]$ с центром в точке с координатами i_m, j_m .

Считается, что расчет координат центроида в пределах окна анализа приводит к отсечению неосвещенных и слабоосвещенных пикселей видеокамеры, и, что сигнал с таких пикселей содержит большую долю шумовой составляющей.

Если в плоскости регистрации отсутствует фокальное пятно, то усилив слaboосвещенные пиксели посредством пороговой фильтрации, можно устраниить шумовую составляющую в распределении интенсивности [17].

Далее, умножение структурированного распределения интенсивности и распределения функции Гаусса позволяет выявить фокальное пятно и оценить эффективный радиус в пределах анализируемой субапертуры, который соответствует формуле (8).

На рис. 2 распределение интенсивности в плоскости регистрации светового поля в пределах одиночной субапертуры неравномерно и характеризуется наличием нескольких пиков. Профиль распределения $I(x, y)$ представлен кривой 1.

Введение весовой функции $I_0(x, y)$ (кривая 2) позволяет сгладить боковые пики в распределении интенсивности $I(x, y)$. Положим, что весовая функция или распределение интенсивности $I_0(x, y)$, является гауссовым. Результат умножения распределений $I(x, y)$ и $I_0(x, y)$ соответствует кривой 3. Очевидно, что боковые пики в распределении интенсивности сглажены. Удвоение произведения распределений $I(x, y)$ и $I_0(x, y)$ не изменяет координаты максимального пика, хотя при этом удваивает значение интенсивности, и делает пик более выраженным (кривая 4).

Если начальное распределение интенсивности является гауссовым, то алгоритм взвешенных центров тяжести, обеспечивает положение середины центроидов для распределений интенсивности, выраженных в пиксельном представлении как I_{ij}^0 и I_{ij} .

Введение весовой функции позволяет не только погасить боковые пиксели, на которых мало или совсем нет светового потока, но и усилить, например, удвоить полезный сигнал, повышая точность в определении центра тяжести изображения светового поля в фокальной плоскости. Для структурированных профилей фокального пятна в плоскости

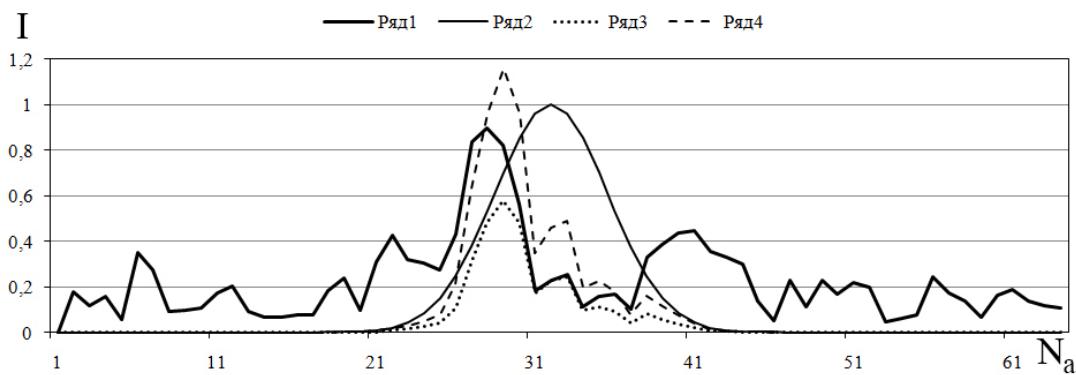


Рис. 2. Профили, проходящие через середину регистрируемого структурированного распределения интенсивности $I(x, y)$ (кривая 1); кривая 2 соответствует гауссову распределению в качестве весовой функции $I_0(x, y)$; кривая 3 – произведению распределений $I(x, y)$ и $I_0(x, y)$; 4 – удвоенному произведению распределений $I(x, y)$ и $I_0(x, y)$.

регистрации может быть выполнена следующая оценка наклонов алгоритмом взвешенных центров тяжести:

$$\alpha_k = k_0 \sum_{i=1}^{N_a} i I_i / \sum_{i=1}^{N_a} I_i - \sum_{i=1}^{N_a} i I_i^0 / \sum_{i=1}^{N_a} I_i^0, \beta_k = k_0 \sum_{j=1}^{N_a} j I_j / \sum_{j=1}^{N_a} I_j - \sum_{j=1}^{N_a} j I_j^0 / \sum_{j=1}^{N_a} I_j^0 \quad (9)$$

где $I_i = \sum_{j=1}^{N_a} I_{ij} I_{ij}^0, I_j = \sum_{i=1}^{N_a} I_{ij} I_{ij}^0; I_i^0 = \sum_{j=1}^{N_a} I_{ij}^0 I_{ij}^0, I_j^0 = \sum_{i=1}^{N_a} I_{ij}^0 I_{ij}^0; k_0 > 1$ – коэффициент усиления.

Смена в алгоритме (9) области интегрирования $[N_a] \times [N_a]$ на область $[-N_a/6, N_a/6] \times [-N_a/6, N_a/6]$ для распределения двумерной функции Гаусса $I_0(x, y) = 1/\sqrt{2\pi} \exp[-((x - x_m)^2 + (y - y_m)^2)/2]$, где x_m и y_m соответствуют координатам центра оцениваемого распределения интенсивности в масштабах расчетной сетки, задает оптимальный размер окна анализа $(N_a/3) \times (N_a/3)$, который составляет практически 99,7 от функции $I_0(x, y)$, представляющей плотность стандартного нормального распределения.

Результаты введения весовой гауссовой функции для оценки локальных наклонов в пределах окна анализа размером, определенным в соответствии с нормальным распределением Гаусса, представлены на рис. 3.

Применение весовой функции при расчете локальных наклонов волнового фронта улучшает результат центроидирования изображения оптического излучения в плоскости регистрации. Дополнительное условие окна анализа для произведения анализируемого распределения интенсивности на распределение функции Гаусса повышает эффективность алгоритма взвешенных центров тяжести в среднем в полтора раза.

3. Искусственные нейронные сети для центроидирования изображения оптического излучения в плоскости регистрации

Искусственные нейронные сети (ИНС) [4] [5] [11] являются перспективным математическим подходом для решения ряда задач адаптивной оптики. Алгоритм центроидирования на основе ИНС как и алгоритм взвешенных центров тяжести (5), его модификация (9), базируемые на измерениях волнового фронта датчиком Шэка–Гартмана, не

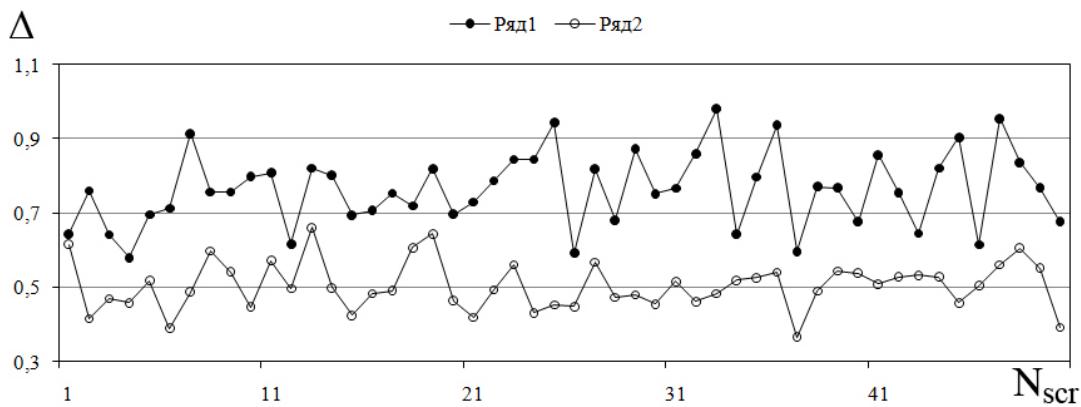


Рис. 3. Остаточная ошибка реконструкции волнового фронта в зависимости от набора случайных неоднородностей показателя преломления, где ряд 1 – с помощью алгоритма взвешенных центров тяжести; 2 представляет результат введения в (5) весовой гауссовой функции для оценки локальных наклонов.

нуждается в знании ни параметров атмосферы[2][12], ни параметров оптической части датчика [8]. Общим для всех алгоритмов является необходимость вычисления ошибок измерения, вносимых светочувствительной матрицей камеры в датчике Шэка – Гартмана.

Более того, центроидирование изображения оптического излучения в плоскости регистрации можно рассматривать как задачу регрессии с использованием ИНС, для которых на входе – распределение интенсивности в пределах субапертуры, и на выходе – координаты центра тяжести фокального пятна.

Количество нейронов во входном слое будет 4096 и в выходном слое – одна координата. Количество нейронов в скрытом слое уточняется путем эксперимента на основе среднеквадратичной ошибки обучения. Архитектура ИНС для центроидирования изображения оптического излучения в плоскости, изображенная на рис. 4, предполагает ленточное представление распределений интенсивности в пределах субапертуры. Для первой координаты центроида нейроны во входном слое записаны столбцами распределения интенсивности, для второй координаты – строками того же распределения.

ИНС использует последовательный слой нейронов для вычисления приблизительного отображения из входного пространства в выходное пространство. Каждый нейрон вычисляет взвешенную сумму выходного вектора из предыдущего слоя, затем опционально применяет функцию активации, и выводит значение координаты центроида.

При определении координаты центроида ξ_k первый слой вычисляет слагаемые суммы $\Sigma_1 = \sum_{i=1}^{N_a} i I_i$, где горизонтальные пиксельные координаты i в каждом столбце распределения интенсивности исполняют роль весов: $w_{IJ}^{[1]} = i; i, j = 1, 2, \dots, N_a$, а интенсивности I_i представляют входные данные, функция активации $o = o(\Sigma_1)$ равна единице. Во втором слое $w_{IJ}^{[2]} = 1$; функция активации составляет $\Sigma_2 = \sum_{i=1}^{N_a} I_i$.

Наиболее приемлемым вариантом обучения в данном случае является алгоритм обратного распространения ошибки (ОРО) Румелхарта, который реализуется как градиентный метод поиска минимума функции ошибки с рассмотрением сигналов ошибки от выходов ИНС к ее входам, функция ошибки представляет собой сумму квадратов рассогласования (ошибки) желаемого выхода сети и реального.

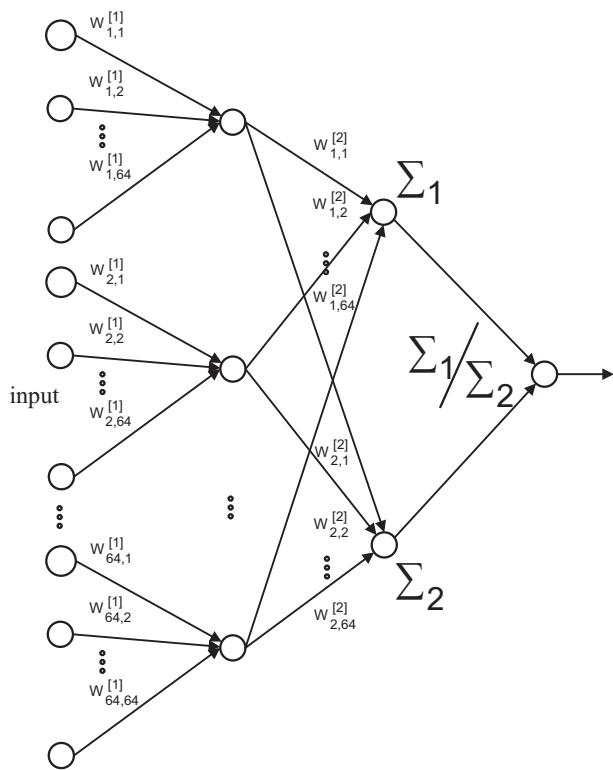


Рис. 4. Архитектура ИНС для оценивания излучения в фокальной плоскости, где $w_{ij}^{[n]}$ – вес нейрона с номером i, j в n -ом слое.

На вход сети поочередно подаются все обучающие наблюдения, выходные значения сети сравниваются с целевыми значениями, и вычисляется ошибка. Значение ошибки, а также градиента поверхности ошибок используется для корректировки весов, после чего все действия повторяются, пока ошибка перестанет уменьшаться.

Обучение ИНС для центроидирования изображения оптического излучения в плоскости регистрации выполняется по гарманограмме, полученной на этапе калибровки численной модели датчика Шэка–Гартмана, когда фокальные пятна в плоскости регистрации имеют нормальное гауссово распределение. Центры фокальных пятен совпадают с центрами двумерных массивов пикселей, представляющих распределения интенсивности. Для каждого из распределений значения координат калибровочного центроида в результате обучения уменьшаются на три порядка, стремясь к нулю.

Использование ИНС для центроидирования изображения оптического излучения в фокальной плоскости обнаруживает ту же зависимость остаточной ошибки реконструкции волнового фронта от интенсивности турбулентных искажений оптического излучения, что представлено на рис. 5. Применение классических нейронных сетей для центроидирования изображения оптического излучения в плоскости регистрации обладает недостатком: большое количество параметров приводит сеть к переобучаемости.

Число нейронов во входном слое можно уменьшить, если вместо распределения интенсивности для отдельной субапертюры рассматривать произведение анализируемого распределения интенсивности на распределение функции Гаусса в пределах окна анализа.

Для выборки из 50-ти зарегистрированных гарманограмм (64 субапертюры размером 4096 значений), полученных для искаженного турбулентностью волнового фронта, была проведена проверка эффективности ИНС с архитектурой, представленной на рис. 4.

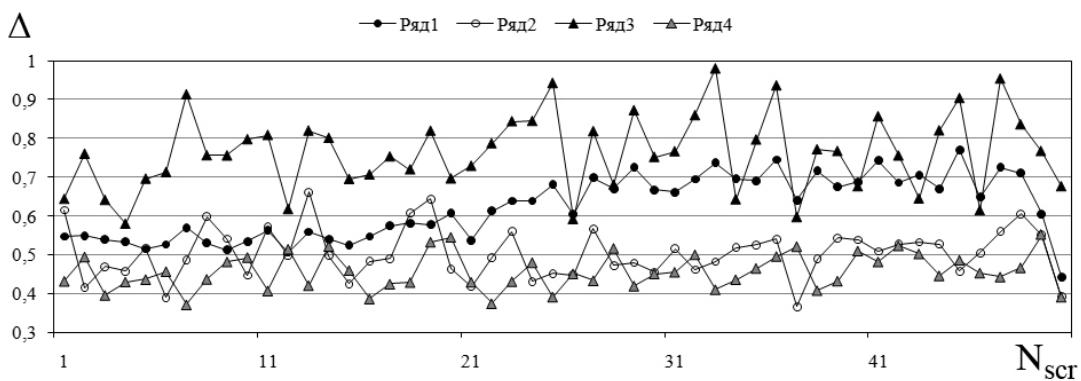


Рис. 5. Остаточная ошибка реконструкции волнового фронта в зависимости от набора случайных неоднородностей показателя преломления: ряд 1 – с использованием ИНС; 2 – алгоритмом (5) с весовой гауссовой функцией; 3 – посредством алгоритма (5); 4 – с использованием ИНС к произведению регистрируемого распределения интенсивности и весовой функции Гаусса в пределах окна анализа.

Для оценки эффективности определялось число истинно положительных распознаваний значений N_{tp} и число ложных положительных распознаваний значений N_{fp} . Расчитывались метрика, характеризующая долю положительных случаев: $N_{tp}/(N_{tp} + N_{fp})$. Общая точность нейронных сетей для выборки из 50-ти зарегистрированных гармонограмм превысила значение 0,87; с учетом окна анализа составила около 100%.

Следует также отметить, что использование ИНС в системах адаптивной оптики не ограничивается алгоритмами центроидирования изображения излучения. Способность нейронной сети к обобщению и обнаружению скрытых зависимостей между входными и выходными данными предполагает ее использование в задачах построения прогноза фазовых искажений излучения, обусловленных турбулентной атмосферой. В качестве объектов для модели прогнозирования [6] используются наборы значений координат центроидов, вычисляемых алгоритмом взвешенных центров тяжести по измерениям датчика Шэка–Гартмана в последовательные моменты времени. Таким образом, формируются временные ряды, которые используются для опережающего формирования фазовой поверхности лазерного излучения в системах адаптивной оптики [1], в том числе и на основе ИНС.

Заключение

В данной работе представлены результаты исследований, выполненных на основе численной модели датчика волнового фронта Шэка–Гартмана, и оценивающих оптическое излучение в плоскости регистрации посредством алгоритма взвешенных центров тяжести в зависимости от интенсивности фазовых искажений излучения, обусловленных турбулентностью. Показано, что оценка произведения регистрируемого распределения интенсивности и двумерного распределения Гаусса в качестве весовой функции, анализируемого в пределах окна анализа размером, соответствующим дисперсии нормального распределения Гаусса, обеспечивает быстродействие и точность измерения локальных наклонов волнового фронта оптического излучения.

Следует отметить, что количество фотонов, регистрируемых светочувствительной матрицей видеокамеры в пределах пикселя, является единственной величиной, фактически влияющей на точность измерения локальных наклонов волнового фронта.

Известно [13], что помимо ошибки, обусловленной особенностями светочувствительной матрицы видеокамеры, существуют помехи, возникающие на стенде адаптивной оптики, такие как дифракция падающего излучения на входной апертуре оптической системы, переотражение излучения на оптических элементах, рассеяние излучения на внутренних (оптических и неоптических) поверхностях системы, собственное (тепловое) излучение ее элементов в фокальную плоскость, которые также проявляются как флуктуации числа регистрируемых фотонов в пределах пикселя. Формируется шумовая составляющая или фоновая засветка сигнала в плоскости регистрации излучения, которая дает ошибку в определении координат центроидов любыми алгоритмами центроидирования изображения в плоскости регистрации, в том числе, и с использованием ИНС.

Минимизировать фоновую засветку на стенде адаптивной оптической системы рекомендуется оптимальным расположением ее элементов и применением контура опережающей коррекции, что подтверждено полученным Патентом РФ на техническую реализацию следящей адаптивной оптической системы с контуром опережающей коррекции [1].

ПРИМЕЧАНИЕ

¹ Работа выполнена в рамках государственного задания ИОА СО РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Антошкин, Л.В. Адаптивная оптическая следящая система с контуром опережающей коррекции / Л.В. Антошкин, Л.Н. Лавринова, В.В. Лавринов // Патент России № 2799987, 2023, Бюл. № 20
2. Определение параметров турбулентности стратифицированного пограничного слоя атмосферы с использованием средств дистанционного зондирования / В. А. Банах, И. Н. Смалихо, Е. В. Гордеев, А. А. Сухарев, А. В. Фалиц // Оптика атмосферы и океана. — 2024. — Т. 37, № 10. — С. 830–834. — DOI: <http://dx.doi.org/10.15372/AOO20241003>
3. Воронцов, М. А. Принципы адаптивной оптики / М. А. Воронцов, В. И. Шмальгаузен. — М : Наука, 1985. — 336 с.
4. Гмыря, В. А. Выделение малоконтрастных смазанных объектов на космических изображениях с помощью сверточных нейронных сетей / В. А. Гмыря, А. П. Трещалин // Оптический журнал. — 2025. — Т. 92, № 4. — С. 60–70. — DOI: <http://dx.doi.org/10.17586/1023-5086-2025-92-04-60-70>
5. Полковников, А. А. Разработка системы компьютерного зрения средствами машинного обучения для оценки зарастания высшей водной растительностью Цимлянского водохранилища / А. А. Полковников, Е. С. Брызгалина, Д. А. Катунов // Математическая физика и компьютерное моделирование. — 2025. — Т. 28, № 2. — С. 51–60. — DOI: <http://dx.doi.org/10.15688/mpcm.jvolsu.2025.2.5>
6. Саденова, М. А. Математическое моделирование прогноза урожайности сельскохозяйственных культур на основе данных полевого мониторинга и дистанционного зондирования / М. А. Саденова, С. С. Храпов, Н. А. Бейсекен // Математическая физика и компьютерное моделирование. — 2023. — Т. 26, № 3. — С. 56–72. — DOI: <http://dx.doi.org/10.15688/mpcm.jvolsu.2023.3.5>
7. Тараненко, В. Г. Адаптивная оптика / В. Г. Тараненко, О. И. Шанин. — М : Радио и связь, 1990. — 112 с.

8. Численные исследования динамической адаптивной фазовой коррекции турбулентных искажений излучения и оценка их временных характеристик с помощью датчика Шэка-Гартмана / М. В. Волков, В. А. Богачев, Ф. А. Старикив, Р. А. Шнягин // Оптика атмосферы и океана. — 2021. — Т. 34, № 07. — С. 547–554. — DOI: <http://dx.doi.org/10.1117/12.878136>
9. Шанин, О. И. Адаптивные оптические системы коррекции наклонов. Резонансная адаптивная оптика / О. И. Шанин. — М : Техносфера, 2013. — 296 с.
10. Шленов, С. А. Энергетические характеристики излучения CO₂-лазера при фокусировке в турбулентной атмосфере в условиях ветровой рефракции / С. А. Шленов, В. В. Васильцов, В. П. Кандидов // Оптика атмосферы и океана. — 2016. — Т. 29, № 3. — С. 177–183. — DOI: <http://dx.doi.org/10.15372/AOO20160302>
11. Щербаков, А. П. Нейросеть для автоматизации подгонки контуров колебательно-вращательных линий в спектрах высокого разрешения / А. П. Щербаков // Оптика атмосферы и океана. — 2024. — Т. 37, № 11. — С. 897–904. — DOI: <http://dx.doi.org/10.15372/AOO20241101>
12. Ягнятинский, Д. А. Точный аналитический расчет структурной функции волнового фронта для случая колмогоровской атмосферной турбулентности / Д. А. Ягнятинский // Оптика атмосферы и океана. — 2024. — Т. 37, № 04. — С. 316–323. — DOI: <http://dx.doi.org/10.15372/AOO20240408>
13. On Stabilization of Optical Radiation in Turbulent Atmosphere / V. V. Lavrinov, L. V. Antoshkin, L. N. Lavrinova, A. A. Selin // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. — 2023. — Vol. 59, № 2. — P. 243–254. — DOI: <http://dx.doi.org/10.3103/S87566990230200616>
14. Performance comparison of centroiding algorithms for laser guide star wavefront sensing with extremely large telescopes / O. Lardiére, R. Conan, R. Clare, C. Bradley, N. Hubin // Applied Optics. — 2010. — Vol. 49, № 31. — P. G78–G94. — DOI: <http://dx.doi.org/10.1364/AO.49.000G78>
15. Mackey, R. Adaptive optics correction over a 3km near horizontal path / R. Mackey, C. Dainty // Proc. of SPIE. — , 2017. — Vol. 7108. — P. 71080I-1 – 71080I-9. — DOI: <http://dx.doi.org/10.1117/12.800172>
16. Noll, R. J. Zernike Polynomials and atmosphere turbulence / R. J. Noll // J. Opt. Soc. Am. — 1976. — Vol. 66, № 3. — P. 207–211..
17. Sangiri, S. Accounting for intensity variation within pixels of Shack-Hartmann wavefront sensors / S. Sangiri, A. Dubra, V. Akondi // Optik. — , 2024. — Vol. 319. — P. 172107. — DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijleo.2024.172107>
18. A Control Algorithm for an Adaptive Optics System Based on the Focal Spot Radius Minimization / D. A. Yagnyatinskiy, D. M. Lyakho, A. N. Borshevniko, V. N. Fedoseyev // Atmospheric and Oceanic Optics. — 2017. — Vol. 30, № 02. — P. 198–202. — DOI: <http://dx.doi.org/10.1134/S1024856017020154>

REFERENCES

1. Antoshkin L.V., Lavrinova L.N., Lavrinov V.V. Adaptivnaya opticheskaya sledyashaya sistema s kontyrom operezhaushei korrektsii [Adaptive optical tracking system with advanced correction loop]. RF Patent No. 2799987, 2023, Byull. Izobret. 20.
2. Banakh V.A., Smalikho I.N., Gordeev E.V., Sukharev A.A., Falits A.V. Determination of Turbulence Parameters of a Stratified Atmospheric Boundary Layer. *Optika atmosfery i okeana*, 2024, vol. 37, no. 10, pp. 830–834. DOI: <http://dx.doi.org/10.15372/AOO20241003>
3. Vorontsov M.A., Shmalgauzen V.I. Principles of Adaptive Optics. M, Nauka, 1985. 336 p.
4. Gmyrya V.A., Treshchalin A.P. Extraction of Low-Contrast Blurred Objects in Space Images Using Convolutional Neural Networks. *Opticheskiy zhurnal*, 2025, vol. 92, no. 4, pp. 60–70. DOI: <http://dx.doi.org/10.17586/1023-5086-2025-92-04-60-70>

5. Polkovnikov A.A., Bryzgalina E.S., Katunov D.A. Development of a Computer Vision System Using Machine Learning to Assess the Overgrowth of Higher Aquatic Vegetation in the Tsimlyansk Reservoir. *Matematicheskaya fizika i kompyuternoe modelirovaniye*, 2025, vol. 28, no. 2, pp. 51–60. DOI: <http://dx.doi.org/10.15688/mpcm.jvolsu.2025.2.5>
6. Sadenova M.A., Khrapov S.S., Beyseken N.A. Mathematical Modeling of Crop Yield Forecasting Based on Field Monitoring and Remote Sensing Data. *Matematicheskaya fizika i kompyuternoe modelirovaniye*, 2023, vol. 26, no. 3, pp. 56–72. DOI: <http://dx.doi.org/10.15688/mpcm.jvolsu.2023.3.5>
7. Taranenko V.G., Shanin O.I. Adaptive Optics. M, Radio i svyaz, 1990. 112 p.
8. Volkov M.V., Bogachev V.A., Starikov F.A., Shnyagin R.A. Numerical Studies of Dynamic Adaptive Phase Correction of Turbulent Radiation Distortions and Assessment of Their Time Characteristics Using a Shack-Hartmann Sensor. *Optika atmosfery i okeana*, 2021, vol. 34, no. 07, pp. 547–554. DOI: <http://dx.doi.org/10.1117/12.878136>
9. Shanin O.I. Adaptive Optical Systems for Tilt Correction. Resonant Adaptive Optics. M, Tekhnosfera, 2013. 296 p.
10. Shlenov S.A., Vasiltsov V.V., Kandidov V.P. Energy Characteristics of CO₂ Laser Radiation When Focusing in a Turbulent Atmosphere under Wind Refraction Conditions. *Optika atmosfery i okeana*, 2016, vol. 29, no. 3, pp. 177–183. DOI: <http://dx.doi.org/10.15372/AOO20160302>
11. Shcherbakov A.P. Neural Network for Fitting Vibrational-Rotational Line Contours in High-Resolution Spectra. *Optika atmosfery i okeana*, 2024, vol. 37, no. 11, pp. 897–904. DOI: <http://dx.doi.org/10.15372/AOO20241101>
12. Yagnyatinskiy D.A. An Exact Analytical Calculation of the Wavefront Structure Function for the Case of Kolmogorov Atmospheric Turbulence. *Optika atmosfery i okeana*, 2024, vol. 37, no. 04, pp. 316–323. DOI: <http://dx.doi.org/10.15372/AOO20240408>
13. Lavrinov V.V., Antoshkin L.V., Lavrinova L.N., Selin A.A. On Stabilization of Optical Radiation in Turbulent Atmosphere. *Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing*, 2023, vol. 59, no. 2, pp. 243–254. DOI: <http://dx.doi.org/10.3103/S87566990230200616>
14. Lardiere O., Conan R., Clare R., Bradley C., Hubin N. Performance Comparison of Centroiding Algorithms for Laser Guide Star Wavefront Sensing with Extremely Large Telescopes. *Applied Optics*, 2010, vol. 49, no. 31, pp. G78–G94. DOI: <http://dx.doi.org/10.1364/AO.49.000G78>
15. Mackey R., Dainty C. Adaptive optics correction over a 3km near horizontal path. *Proc. of SPIE*. 2017, vol. 7108, pp. 71080I-1 – 71080I-9. DOI: <http://dx.doi.org/10.1117/12.800172>
16. Noll R.J. Zernike Polynomials and Atmosphere Turbulence. *J. Opt. Soc. Am.*, 1976, vol. 66, no. 3, pp. 207–211..
17. Sangiri S., Dubra A., Akondi V. Accounting for intensity variation within pixels of Shack-Hartmann wavefront sensors. *Optik*. 2024, vol. 319, pp. 172107. DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijleo.2024.172107>
18. Yagnyatinskiy D.A., Lyakho D.M., Borshevniko A.N., Fedoseyev V.N. A Control Algorithm for an Adaptive Optics System Based on the Focal Spot Radius Minimization. *Atmospheric and Oceanic Optics*, 2017, vol. 30, no. 02, pp. 198–202. DOI: <http://dx.doi.org/10.1134/S1024856017020154>

NUMERICAL STUDY OF LASER RADIATION ESTIMATION IN THE FOCAL PLANE

Lidiya N. Lavrinova

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior researcher,
V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS
lnl@iao.ru

Academician Zuev square, 1, 634055 Tomsk, Russian Federation

Vitaliy V. Lavrinov

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior researcher,
V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS
lvv@iao.ru

Academician Zuev square, 1, 634055 Tomsk, Russian Federation

Leonid V. Antoshkin

Senior researcher,
V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS
lant@iao.ru
<https://orcid.org/0000-0003-2136-4711>
Academician Zuev square, 1, 634055 Tomsk, Russian Federation

Abstract. This paper presents the results of studies performed on the basis of a numerical model of the Shack-Hartmann wavefront sensor and estimating optical radiation in the focal plane using the weighted center of gravity algorithm depending on the intensity of phase distortions. The subject of the study is the algorithm of weighted centers of gravity of focal spots recorded by the photosensitive matrix of a video camera from the standpoint of the accuracy and speed of optoelectronic systems designed to measure phase fluctuations of optical radiation under atmospheric turbulence. Methods for optimizing the centroiding of the radiation image in the recording plane are considered. The results of experiments performed on the basis of a numerical model of the Shack-Hartmann wavefront sensor are presented. It is shown that estimating the product of the recorded intensity distribution and the two-dimensional Gaussian distribution as a weighting function within an analysis window of a size corresponding to the variance of the normal Gaussian distribution ensures the speed and accuracy of measuring local tilts of the optical radiation wavefront. An architecture of artificial neural networks for centroidization of radiation images in the recording plane is presented.

Key words: optical radiation, wavefront sensor, artificial neural networks.