# Измерение дробного орбитального углового момента асимметричных лазерных пучков с использованием двух цилиндрических линз

В.В. Котляр<sup>1,2</sup>, А.А. Ковалёв<sup>1,2</sup>, А.П. Порфирьев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева, Московское шоссе 34А, Самара, Россия, 443086 <sup>2</sup>Институт систем обработки изображений РАН - филиал ФНИЦ «Кристаллография и

<sup>2</sup>Институт систем обработки изображений РАН - филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Молодогвардейская 151, Самара, Россия, 443001

Аннотация. Предложен метод измерения орбитального углового момента (ОУМ) параксиального лазерного пучка с помощью двух цилиндрических линз. Когда эти линзы повёрнуты относительно друг друга на 90 градусов, они формируют в фокальной плоскости две картины интенсивности, и в работе показано, что измерение этих распределений интенсивности и вычисление их моментов позволяет определить ОУМ, даже если оно является дробным. Мы провели эксперимент с помощью пространственного модулятора света. Ошибка измерения возрастает с ОУМ, но для небольших значений (до 4) составляет около 1%.

## 1. Введение

Оптические вихри или лазерные пучки в орбитальным угловым моментом (ОУМ) интенсивно изучаются в настоящее время и имеют широкое применение в задачах оптической беспроводной связи, квантовой информации, зондирования атмосферы и микроманипуляции [1, 2]. Им посвящаются современные обзоры [3] и монографии [4]. Поэтому актуально разрабатывать простые и эффективные методы, позволяющие измерять ОУМ таких лазерных пучков. Известно, что ОУМ параксиальных лазерных пучков можно измерять с помощью многопорядковых дифракционных оптических элементов [5, 6], дифракционной трансформационной оптики [7], метаповерхностей [8], цилиндрической [9-13] или астигматической [14] линз, интерферограмм [15-17], треугольной апертуры [18] и кольцевой дифракционной решётки [19]. Правда не все перечисленные выше методы применимы для определения как целого ОУМ, так и дробного. Любой ОУМ можно измерять с помощью цилиндрической линзы, измерения интенсивности и расчёта моментов интенсивности [12, 13, 20]. Метод, рассмотренный в этой работе, основан на методе, предложенном в [12, 13]. Но в этих работах авторы использовали только одну цилиндрическую линзу, которой достаточно для пучков с радиальной симметрией. Для произвольных лазерных пучков нужно использовать две цилиндрические линзы.

2. Определение ОУМ по измерению интенсивности в фокусе двух цилиндрических линз

В [12, 13] предложено определять ОУМ по измерению одного распределения интенсивности в фокусе цилиндрической линзы. Но этот метод работает только для оптических вихрей с

круговой симметрией радиальной компоненты пучка, то есть если амплитуда пучка представима в виде:

$$E_n(r,\varphi,z) = \exp(-in\varphi)\Psi(r,z), \qquad (1)$$

где  $(r, \varphi, z)$  – цилиндрические координаты, а также для оптического вихря с дробным топологическим зарядом, у которого вместо целого *n* в (1) действительное число  $\mu$ :

$$E_{\mu}(r,\varphi,z) = \exp(-i\mu\varphi)\Psi(r,z).$$
<sup>(2)</sup>

Ниже описывается простое обобщение данного метода, когда ОУМ любого параксиального светового поля определяется по измерению двух распределений интенсивности в Фурьеплоскостях двух цилиндрических линз, повернутых относительно друг друга на 90 градусов и расположенных в разных ветвях пучка, после его разделения делительным кубиком на два одинаковых пучка (рисунок 1).



Рисунок 1. Схема измерения ОУМ с помощью двух цилиндрических линз: Laser лазер, PH – пинхолл, L1, L2, L3 – сферические линзы, SLM – модулятор, формирующий пучок, F – пространственный фильтр, блокирующий нулевой содержащий дифракционный порядок, излучение, непромодулированное модулятором света, BS – кубик, разделяющий пучок на два одинаковых пучка, CL1, CL2 цилиндрические линзы, повернутые по отношению к друг другу на 90 градусов, ССD1, ССD2 – ПЗС-камеры, РС – компьютер.

Далее будем исходить из известных определений проекции на оптическую ось вектора полного ОУМ  $J_z$  и полной энергии (мощности) светового поля W [6]:

$$J_{z} = \operatorname{Im} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \overline{E}(x, y, z) \left( x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right) E(x, y, z) dx dy , \qquad (3)$$

$$W = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x, y, z) \overline{E}(x, y, z) dx dy.$$
(4)

Подставляя в (3) комплексную амплитуду E(x, y, z) в виде одномерного преобразования Фурье отдельно по каждой декартовой координате в виде

$$E(x,y) = \sqrt{\frac{\mathrm{i}k}{2\pi f}} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{E}_x(\eta, y) \exp\left(\frac{\mathrm{i}k\eta x}{f}\right) \mathrm{d}\eta , \qquad (5)$$

$$E(x, y) = \sqrt{\frac{\mathrm{i}k}{2\pi f}} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{E}_{y}(x, \xi) \exp\left(\frac{\mathrm{i}k\xi y}{f}\right) \mathrm{d}\xi, \qquad (6)$$

где k – волновое число света, f – фокусное расстояние цилиндрических линз, получим вместо (3) выражение:

$$J_{z} = \frac{k}{f} \left( \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x\xi \left| \hat{E}_{y}(x,\xi,z) \right|^{2} dx d\xi - \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \eta y \left| \hat{E}_{x}(\eta,y,z) \right|^{2} d\eta dy \right),$$
(7)

где в (5)-(7)  $\hat{E}_y(x,\xi,z), \hat{E}_x(\eta,y,z)$  – одномерные Фурье-образы по поперечным декартовым координатам у и x, соответственно. Заметим, что выражение (7) не точное, а приближённое. Однако, оно даёт почти точный результат (отклонение от точного около 1%-4%) для случая параксиального распространения исследуемого пучка.

## 3. Параксиальные лазерные пучки с дробным ОУМ

Оптические вихри могут иметь как целый, так и дробный ОУМ. Но пучки с дробным ОУМ могут иметь разную природу. Например, в [21] подробно разобрана структура оптического вихря с дробным топологическим зарядом (2), а в [22] получена формула для ОУМ таких вихрей. ОУМ дробный, если  $\mu$  не целое число, причём в центре такого пучка (на оптической оси) нет изолированного нуля (нет сингулярности), но вблизи одной из поперечных декартовых координат (то есть  $y \ll x$ ) имеет место цепочка (конечная или бесконечная) изолированных нулей с топологическими зарядами +1 и -1. По мере распространения такого вихря в свободном пространстве эти изолированные нули могут взаимно аннигилировать [21]. Подобным образом ведут себя изолированные нули в асимметричных пучках Бесселя [23], пучках Бесселя-Гаусса, модах Ломмеля [4]. У всех этих пучков ОУМ дробный, и на поперечной оси имеет место цепочка изолированных нулей с топологическими зарядами +1 и -1.

С другой стороны, пучок с дробным ОУМ можно сформировать с помощью линейной комбинации конечного числа обычных мод Лагерра-Гаусса или Бесселя-Гаусса. В этом случае структура пучка может при распространении сохраняться (с точностью до изменения масштаба и вращения).

Для оптического вихря с дробным топологическим зарядом (2) в [22] на основе квантового формализма получена формула для его дробного ОУМ:

$$\frac{J_z}{W} = \mu - \frac{\sin 2\pi\mu}{2\pi}.$$
(8)

Из (8) следует, что ОУМ равен топологическому заряду  $\mu$  только, если  $\mu$  целое или полуцелое число. В [12] формула (8) подтверждена экспериментально для n < 3.

## 4. Моделирование

Далее мы численно и потом экспериментально проверим предложенный метод определения ОУМ (7) на примере светового поля (2), которое будет формироваться с помощью фазы вида  $\mu \varphi$ , генерируемой на дисплее жидкокристаллического модулятора света.

#### 4.1. Расчёт ОУМ поля, сформированного СФП с дробным топологическим зарядом

Моделирование проводилось с помощью численного вычисления преобразования Френеля. Параметры расчёта: длина волны  $\lambda = 532$  нм, радиус перетяжки Гауссова пучка  $w_0 = 1$  мм, фокусное расстояние цилиндрической линзы f = 1 м, расчётная область:  $-R \le x, y \le R$ , (R = 5 мм), z = f, шаг дискретизации по обеим координатам  $\Delta x = \Delta y = 20$  мкм.

На рисунке 2 приведены распределения фазы (рисунки 2а,г,ж,к) в начальной плоскости z = 0, а также интенсивности в фокусе цилиндрической линзы, ось которой параллельна оси x (рисунки 2б,д,з,л) и y (рисунки 2в,е,и,м) для Гауссова пучка, прошедшего через СФП с топологическим зарядом, равным 3,00 (рисунки 2а-в), 3,25 (рисунки 2г-е), 3,50 (рисунки 2ж-и) и 3,75 (рисунки 2к-м). Интенсивности в фокусе цилиндрической линзы (рисунки 2б,в,д,е,з,и,л,м) показаны в области  $-R/2 \le x, y \le R/2$ .

Согласно формуле (8), нормированный ОУМ при выбранных значениях топологического заряда должен быть равен 3,00; 3,09, 3,50, и 3,91. При расчёте по формуле (7) по распределениям интенсивности с рисунка 2 были получены значения соответственно 2,98 (1,50 + 1,48), 3,06 (1,46 + 1,60), 3,45 (1,70 + 1,75) и 3,87 (2,00 + 1,87). Ошибка составила соответственно 0,7%, 1%, 1,4% и 1%. Здесь и далее представление ОУМ в виде суммы двух слагаемых соответствует слагаемым в формуле (7). Это сделано для того, чтобы показать, что эти слагаемые дают разный вклад в ОУМ (хотя и близкий). В [12, 13] предполагалось, что вклад в ОУМ обоих слагаемых в (7) одинаковый, но противоположный по знаку.

Аналогично, с помощью вычисления преобразования Френеля проводилось моделирование измерения большого дробного значения ОУМ. В этом случае оптический вихрь расходится сильнее и потому потребовалось увеличение размеров расчётной области R и уменьшение шагов дискретизации  $\Delta x$  и  $\Delta y$ . Параметры расчёта: длина волны  $\lambda = 532$  нм, радиус перетяжки

 $w_0 = 1$  мм, фокусное расстояние цилиндрической линзы f = 1 м, расчётная область:  $-R \le x, y \le R$ , (R = 10 мм), z = f, шаг дискретизации по обеим координатам  $\Delta x = \Delta y = 10$  мкм.



Рисунок 2. Распределения фазы (а,г,ж,к) в начальной плоскости z = 0, а также интенсивности (негатив) в фокусе цилиндрической линзы, ось которой параллельна оси x (б,д,з,л) и y (в,е,и,м) для Гауссова пучка, прошедшего через СФП с топологическим зарядом, равным 3,00 (а-в), 3,25 (г-е), 3,50 (ж-и) и 3,75 (к-м).

На рисунке 3 приведены распределения фазы (рисунок 3а) в начальной плоскости z = 0, а также интенсивности в фокусе цилиндрической линзы, ось которой параллельна оси x (рисунок 3б) и y (рисунок 3в) для Гауссова пучка, прошедшего через СФП с топологическим зарядом, равным 30,3.



**Рисунок 3.** Распределения фазы (а) в начальной плоскости *z* = 0, а также интенсивности (негатив) в фокусе цилиндрической линзы, ось которой параллельна оси *x* (б) и *y* (в) для Гауссова пучка, прошедшего через СФП с топологическим зарядом 30,3.

Согласно формуле (8), нормированный ОУМ при топологическом заряде, равном 30,3, должен быть равен 30,15. При расчёте по формуле (7) по распределениям интенсивности с рисунка 3 было получено значение 28,87 (14,31 + 14,56), то есть ошибка составила 4%. Заметим, что эта ошибка является не ошибкой метода, а ошибкой расчёта. Так, если рассчитывать ОУМ в более

широкой области (R = 30 мм) и с более мелкой сеткой отсчётов ( $\Delta x = \Delta y = 5$  мкм), то расчёт ОУМ длится долго (порядка 10 минут), но рассчитанный ОУМ уже составляет 29,97 (то есть ошибка 0,6%).

## 4.2. Расчёт дробного ОУМ суперпозиции мод ЛГ

Мы также можем сконструировать световое поле с заданным значением ОУМ, подобрав суперпозиции мод Лагерра-Гаусса. Например, порядков (0,2) и (0,4) так, чтобы их нормированный ОУМ был равен 3 и 3,5, то есть построим поля вида:

$$E(r,\varphi,z=0) = \left[\frac{C_2}{\sqrt{\pi w_0^2}} \exp(2i\varphi) \left(\frac{r\sqrt{2}}{w_0}\right)^2 + \frac{C_4}{\sqrt{12\pi w_0^2}} \exp(4i\varphi) \left(\frac{r\sqrt{2}}{w_0}\right)^4\right] \exp\left(-\frac{r^2}{w_0^2}\right).$$
(9)

Из-за множителей  $1/(\pi w_0^2)^{1/2}$  и  $1/(12\pi w_0^2)^{1/2}$  энергии обеих мод одинаковы. При  $C_2 = 1$ ,  $C_4 = 1$  должно быть  $J_z/W = 3$ , а при  $C_2 = 1$ ,  $C_4 = 1/3^{1/2}$  должно быть  $J_z/W = 3,5$ .

Моделирование проводилось также с помощью численного преобразования Френеля. Параметры расчёта: длина волны  $\lambda = 532$  нм, радиус перетяжки  $w_0 = 1$  мм, фокусное расстояние цилиндрической линзы f = 1 м, расчётная область:  $-R \le x$ ,  $y \le R$ , (R = 5 мм), z = f, шаг дискретизации по обеим координатам  $\Delta x = \Delta y = 20$  мкм.

На рисунке 4 приведены распределения интенсивности (рисунки 4а,д) и фазы (рисунки 4б,е) в начальной плоскости z = 0, а также интенсивности в фокусе цилиндрической линзы, ось которой параллельна оси x (рисунки 4в,ж) и y (рисунки 4г,з) для суперпозиций мод ЛГ с нормированным ОУМ, равным 3 (рисунки 4а-г) и 3,5 (рисуники 4д-з). Интенсивности в фокусе цилиндрической линзы (рисунки 4в,г,ж,з) показаны в области  $-R/2 \le x, y \le R/2$ .



**Рисунок 4.** Распределения интенсивности (негатив) (а,д) и фазы (б,е) в начальной плоскости z = 0, а также интенсивности (негатив) в фокусе цилиндрической линзы, ось которой параллельна оси х (в,ж) и у (г,з) для суперпозиций мод ЛГ с нормированным ОУМ, равным 3 (а-г) и 3,5 (д-з).

При расчёте по формуле (7) по распределениям интенсивности с рисунка 4 были получены значения ОУМ, соответственно, 2,99 (2,35 + 0,64) и 3,49 (2,49 + 1,00). Ошибка в обоих случаях составила 0,3%. Заметим, что вклад каждого из слагаемый в (7) по модулю отличается более, чем в 2 раза.

### 5. Эксперимент

Экспериментальное исследование было проведено с использованием схемы, показанной на рисунке 1. Длина волны излучения лазера была равна 532 нм. Пинхолл PH (размер апертуры 40 мкм) и линза L1 были использованы для расширения и коллимирования исходного Гауссова пучка. В качестве линз L1, L2 и L3 были использованы сферические линзы с фокусными расстояниями 350, 250 и 150 мм. Система, образованная линзами L2, L3 и пространственным фильтром F, позволяла выполнить пространственную фильтрацию сформированного модулятором светового поля и заблокировать нулевой дифракционный порядок, содержащий

излучение, непромодулированное модулятором. Цилиндрические линзы CL1 и CL2, повёрнутые по отношению друг к другу на 90 градусов, имели фокусное расстояние 500 мм. Плоскости данных линз совпадали с плоскостями, сопряжёнными с дисплеем модулятора света. Размер перетяжки Гауссова пучка в этих плоскостях был равен примерно 6,5 мм. На рисунке 5 показаны распределения интенсивности, полученные в фокусах линз CL1 и CL2 при различных значениях топологического заряда сформированных модулятором света оптических вихрей (3; 3,25; 3,5; 3,75 и 30,3). Измеренные по формуле (7) значения нормированного ОУМ равны 3,02; 3,10; 3,47; 3,96 и 27,78 соответственно, что хорошо согласуется с численным расчётом.



Рисунок 5. Распределения интенсивности в фокусах цилиндрических линз CL1 и CL2, параллельных оси *x* (а, в, д, ж, и) и *y* (б, г, е, з, к) для Гауссова пучка, прошедшего через СФП с топологическим зарядом, равным 3,00 (а, б), 3,25 (в, г), 3,50 (д, е), 3,75 (ж, з) и 30,3 (и, к).

## 6. Заключение

В работе предложен и исследован численно и экспериментально метод определения орбитального углового момента (ОУМ) параксиальных лазерных пучков. Он основан на регистрации двух распределений интенсивности в Фурье-плоскости двух цилиндрических линз, повернутых друг относительно друга на 90 градусов и вычисления моментов первого порядка для измеренных интенсивностей. Экспериментальная ошибка определения небольших дробных ОУМ (до 4) около 1%, а для больших дробных ОУМ (до 30) около 8%.

## 7. Литература

- Wang, J. Advances in communications using optical vortices / J. Wang // Photonics Research. 2016. – Vol. 4(5). – P. B14-B28.
- [2] Wang, Z. Orbital angular momentum beams generated by passive dielectric phase masks and their performance in a communication link / Z. Wang, Y. Yan, A. Arbabi, G. Xie, C. Liu, Z. Zhao, Y. Ren, L. Li, N. Ahmed, A.J. Willner, E. Arbabi, A. Faraon, R. Bock, S. Ashrafi, M. Tur, Alan E. Willner // Optics Letters. – 2017. – Vol. 42(14). – P. 2746-2749.
- [3] Wang, X. Recent advances on optical vortex generation / X. Wang, Z. Nie, Y. Liang, J. Wang, T. Li, B. Jia // Nanophotonics. – 2018. – Vol. 7(9). – P. 1533-1556.
- [4] Kotlyar, V.V. Vortex laser beams / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, A.P. Porfirev // CRC Press, Boca Raton. 2018. 404 p.
- [5] Khonina, S.N. Experimental selection of spatial Gauss-Laguerre Modes / S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, R.V. Skidanov, V.A. Soifer, P. Laakkonen, J. Turunen, Y. Wang // Optical Memory & Neural Networks. 2000. Vol. 9(1). P. 73-82.
- [6] Khonina, S.N. An analysis of the angular momentum of a light field in terms of angular harmonics / S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, V.A.Soifer, P. Paakkonen, J. Simonen, J. Turunen // Journal of Modern Optics. – 2001. – Vol. 48(10). – P. 1543-1557.
- [7] Ruffato, G. Test of mode-division multiplexing and demultiplexing in free-space with diffractive transformation optics / G. Ruffato, M. Massari, G. Parisi, F. Romanato // Optics Express. – 2017. – Vol. 25(7). – P. 7859-7868.

- [8] Li, Y. Orbital angular momentum multiplexing and demultiplexing by a single metasurface / Y. Li, X. Li, L. Chen, M. Pu, J. Jin, M. Hong, X. Luo // Advanced Optical Materials. – 2016. DOI: 10.1002/adom.201600502.
- [9] Bekshaev, A.Ya. Optical vortex symmetry breakdown and decomposition of the orbital angular momentum of light beams / A.Ya. Bekshaev, M.S. Soskin, M.V. Vasnetsov // Journal of the Optical Society of America A. – 2003. – Vol. 20(8). – P. 1635-1643.
- [10] Denisenko, V. Determination of topological charges of polychromatic optical vortices / V. Denisenko, V. Shvedov, A.S. Desyatnikov, D.N. Neshesv, W. Krolikowski, A. Volyar, M. Soskin, Y.S. Kivshar // Optics Express. 2009. Vol. 17. P. 23374-23379.
- [11] Kotlyar, V.V. Astigmatic transforms of an optical vortex for measurement of its topological charge / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, A.P. Porfirev // Applied Optics. – 2017. – Vol. 56(14). – P. 4095-4110.
- [12] Alperin, S.N. Quantitative measurement of the orbital angular momentum of light with a single, stationary lens / S.N. Alperin, R.D. Niederriter, J.T. Gopinath, M.E. Siemens // Optics Letters. – 2016. – Vol. 41(21). – P. 5019-5022.
- [13] Alperin, S.N. Angular momentum of topologically structured darkness / S.N. Alperin, M.E. Siemens // Physical Review Letters. – 2017. – Vol. 119. – P. 203902.
- [14] Liu, Z. Measuring high-order optical orbital angular momentum with a hyperbolic gradually changing period pure-phase grating / Z. Liu, S. Gao, W. Xiao, J. Yang, X. Huang, Y. Feng, J. Li, W. Liu, Z. Li // Optics Letters. – 2018. – Vol. 43(13). – P. 3076-3079.
- [15] Maji, S. Controlled noncannonical vortices from higher-order fractional screw dislocations / S. Maji, M.M. Brundavanam // Optics Letters. – 2017. – Vol. 42(12). – P. 2322-2325.
- [16] D'Errico, A. Measuring the complex orbital angular momentum spectrum and spatial mode decomposition of spectrum light beams / A. D'Errico, R. D'Amelio, B. Piccirillo, F. Cardano, L. Marrucci // Optica. – 2017. – Vol. 4(11). – P. 1350-1357.
- [17] Kotlyar, V.V. Astigmatic laser beams with a large orbital angular momentum / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, A.P. Porfirev // Optics Express. 2018. Vol. 26(1). P. 141-156.
- [18] Melo, L.A. Direct measurement of the topoloigical charge in elliptical beams using diffraction by a triangular aperture / L.A. Melo, A.J. Jesus-Silva, S. Chavez-Cedra, P.H.S. Ribeiro, W.C. Soares // Scientific Reports. - 2018. - Vol. 8. - P. 6370.
- [19] Gao, H. Topological charge measurement of concentric OAM states using the phase-shift method / H. Gao, Y. Han, Y. Li, D. Zhu, M. Sun, S. Yu // Journal of the Optical Society of America A. – 2018. – Vol. 35(1). – P. A40-A44.
- [20] Воляр, А.В. По ту сторону интенсивности или моменты интенсивности и измерение спектра оптических вихрей сложных пучков / А.В. Воляр, М.В. Брецько, Я.Е. Акимова, Ю.А. Егоров // Компьютерная оптика. – 2018. – Т. 42, № 5. – С. 736-743. DOI: 10.18287/ 2412-6179-2017-42-5-736-743.
- [21] Berry, M.V. Optical vortices evolving from helicoidal integer and fractional phase steps / M.V. Berry // Journal of Optics A: Pure and Applied Optics. 2004. Vol. 6. P. 259-268.
- [22] Gotte, J.B. Quantum formu; ation of fractional orbital angular momentum / J.B. Gotte, S. Franke-Arnold, R. Zambrini, S.M. Barnett // Journal of Modern Optics. 2007. Vol. 54(12). P. 1723-1738.
- [23] Kotlyar, V.V. Asymmetric Bessel modes / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, V.A. Soifer // Optics Letters. – 2014. – Vol. 39(8). – P. 2395-2398.

## Благодарности

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН (соглашение № 007-ГЗ/ЧЗЗ63/26) в части «Моделирование», Российского научного фонда (грант 17-19-01186) в части «Определение ОУМ по измерению интенсивности в фокусе двух цилиндрических линз», а также Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 18-29-20003, 18-07-01129, 18-07-01380, 17-47-630420) в части «Параксиальные лазерные пучки с дробным ОУМ».

# Measurement of the fractional orbital angular momentum of asymmetric laser beams by using two cylindrical lenses

V.V. Kotlyar<sup>1, 2</sup>, A.A. Kovalev<sup>1, 2</sup>, A.P. Porfirev<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Samara National Research University, Moskovskoe Shosse 34A, Samara, Russia, 443086 <sup>2</sup>Image Processing Systems Institute of RAS - Branch of the FSRC "Crystallography and Photonics" RAS, Molodogvardejskaya street 151, Samara, Russia, 443001

**Abstract.** Here, we propose a method to measure the orbital angular momentum (OAM) of a paraxial laser beam by using two cylindrical lenses. When these lenses are rotated by 90 degrees relative to each other, they generate two intensity patterns in their focal planes and we show that measuring these intensity distributions and calculating their moments allows to determine the OAM, even if it is fractional. We made an experiment by using a spatial light modulator. The measurements error increases with the OAM, but for small values (up to 4) it is about 1%.