

ИССЛЕДОВАНИЕ ЧАСТИЧНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ИЗОПАХ С ПОМОЩЬЮ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ПОЛЯРИЗАТОРА

В. В. Кесаев¹, А. Н. Лобанов¹, С. А. Амброзевич^{1,2}

Теоретически и экспериментально исследовано световое поле на выходе из интерферометра Маха–Цендера, в одном из плеч которого находится двулучепреломляющий образец, а на выходе установлен вращающийся поляризатор. Изначально неполяризованный свет после прохождения интерферометра становится частично поляризованным, и содержит информацию о точках образца с одинаковой суммой главных напряжений – поле изоплах. При этом в зависимости от относительной разности хода в рассматриваемой точке выходного светового поля степень поляризации изменяется от 0 до 1. Анализ этого явления позволяет установить соотношения между интенсивностью выходящего света и азимутым вращающегося поляризатора, что, в свою очередь, позволяет найти направления собственных оптических осей в каждой точке двулучепреломляющего образца – поле изоклин.

Ключевые слова: фотоупругость, поляризационно-оптический метод, интерферометрия, напряженно-деформированное состояние, изопаха, изохрома, изоклина.

Недавно сообщалось о методе изоплах в неполяризованном свете [1]. В этом методе исследуется фотоупругий образец с помощью двухлучевого интерферометра Маха–Цендера, на выходе из которого световое поле содержит информацию о сумме главных напряжений. Также в [1, 2] обсуждалась частичная поляризация выходящего из интерферометра света.

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: lobanovan@lebedev.ru.

² МГТУ им. Н.Э. Баумана, 105005 Россия, Москва, ул. Бауманская 2-ая, д. 5, стр. 1.

Известно, что поле изопах можно получить разными экспериментальными методами, такими как измерение толщины образца (экстензиометрия) [3, 4], интерферометрия [5], голографическая интерферометрия [6, 7], птихография [8] и с помощью анализа световых полей методом переноса излучения [9]. Однако в отличие от перечисленных подходов помимо самих изопах предлагаемый в [1] способ позволяет получить информацию о направлении главных площадок – собственных оптических осей в произвольной точке фотоупругого образца, на которых отсутствуют касательные напряжения.

Особенно отметим, что упомянутое явление частичной поляризации выходящего из интерферометра светового поля в [1, 2] никем ранее не исследовалось. В данной работе этот пробел частично восполняется. Так, ниже будет показано, что именно благодаря частичной поляризации изопах становится возможным определение направлений главных площадок или, другими словами, становится возможным измерение поля изоклин.

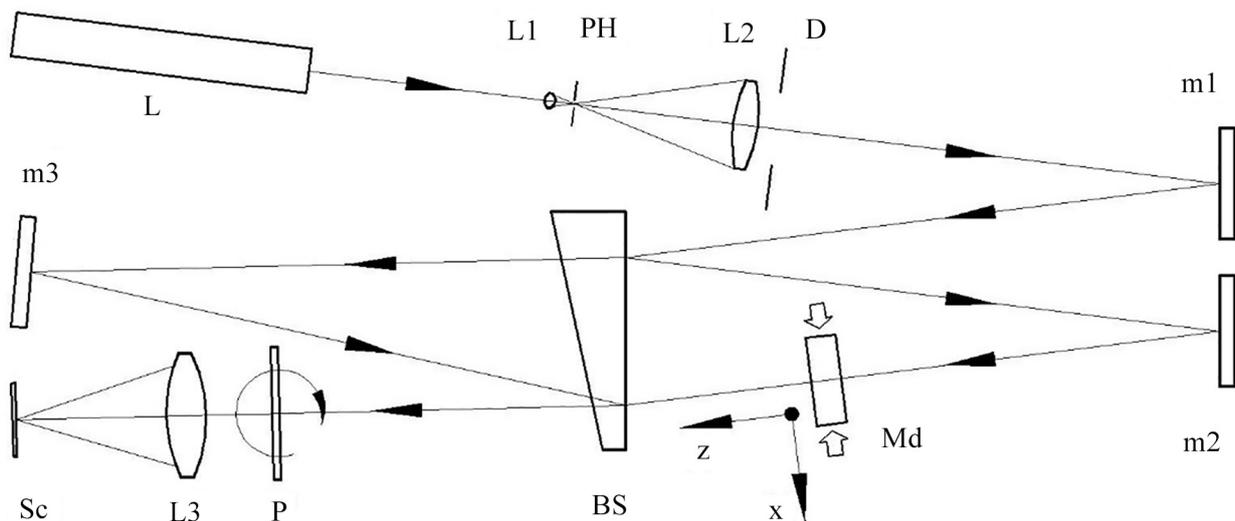


Рис. 1: *Схема интерферометра Маха-Цендера для регистрации изопах: L – He-Ne лазер с длиной волны 632.8 нм; L1, L2 – линзы; PH – точечная диафрагма; D – ирисовая диафрагма; m1, m2, m3 – зеркала; Md – напряженный фотоупругий образец; BS – светоделитель; P – моторизованный вращающийся поляризатор; L3 – объектив; Sc – экран.*

С самим методом изопах в неполяризованном свете, а также выводом основных соотношений можно познакомиться в работе [1]. Здесь же мы рассмотрим световое поле, прошедшее через линейный поляризатор на выходе интерферометра. Прежде чем дать качественное объяснение возникающей в интерферометре частичной поляризации

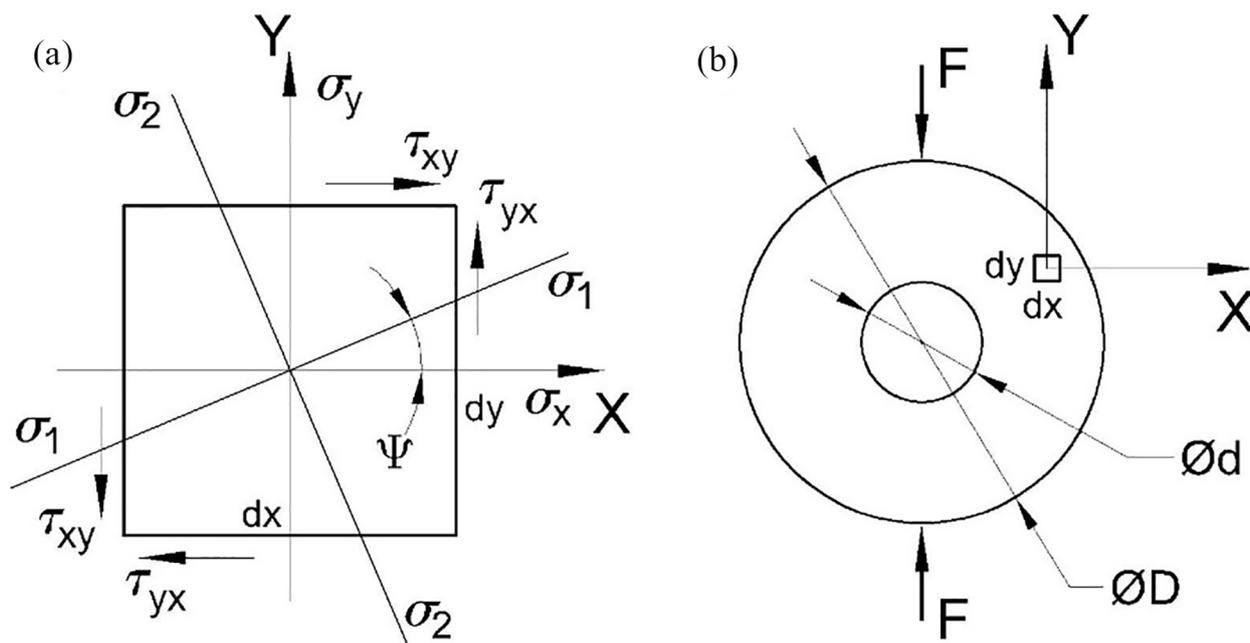


Рис. 2: (а) направления оптических осей и главных напряжений σ_1 и σ_2 в лабораторной системе координат (на схеме $\tau_{xy} > 0$ и $\sigma_x > \sigma_y$); (б) геометрия фотоупругого образца и схема его нагружения.

света, целесообразно описать экспериментальную установку. Ее оптическая схема приводится на рис. 1. В качестве источника неполяризованного излучения используется маломощный He-Ne лазер L с длиной волны 632.8 нм, резонатор которого не содержит поляризующих элементов. После прохождения пространственного фильтра, состоящего из линзы $L1$, точечной диафрагмы PH , коллимирующей линзы $L2$, а затем ирисовой диафрагмы D , диаметр светового пучка составлял около 40 мм. Подготовленный таким образом пучок с помощью зеркала $m1$ направлялся на светоделитель BS интерферометра, где разделялся на два пучка. Один из этих пучков распространялся в сигнальном плече, содержащем фотоупругий образец Md , а другой пучок – в референтном плече, содержащем зеркало $m3$. Сигнальный и референтный пучки после прохождения своих плеч снова объединялись на светоделителе BS и интерферировали. Выходная картина интерференции наблюдалась через вращающийся поляризатор P с помощью линзы $L3$ на экране Sc и фотографировалась. При этом интенсивность на фоточувствительном элементе камеры $I_p(\Psi_p)$ зависела от азимута поляризатора $0 \leq \Psi_p \leq 2\pi$ согласно формуле [1, 2]:

$$I_p(\Psi_p)/I_0 = [m_0 - m_p \cos(2\Psi - 2\Psi_p)]/2, \tag{1}$$

где I_0 – средняя интенсивность в отсутствие интерференции, Ψ – азимутальный угол быстрой (медленной) оптической оси двулучепреломляющего образца, $-\frac{\pi}{2} \leq \Psi \leq \frac{\pi}{2}$. Оба угла Ψ_p и Ψ отсчитываются от любого произвольного и фиксированного направления в лабораторной системе координат. Для удобства мы примем в качестве нулевого положительное направление оси X на рис. 1 и 2. Выражения для интенсивностей

$$m_0 \approx 2\{1 + \cos(\Phi - \Phi_0) \cos(\Delta\Phi/2)\}, \quad m_p \approx 2 \sin(\Phi - \Phi_0) \sin(\Delta\Phi/2), \quad (2)$$

содержат среднюю фазу $\Phi = \frac{\Phi_1 + \Phi_2}{2}$, относительную фазовую задержку $\Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$ и начальную фазу Φ_0 . Относительные фазовые задержки возникают при распространении световой волны с колебаниями, направленными вдоль оптических осей фотоупругого образца:

$$\Phi_{1,2} = kn_{1,2}t. \quad (3)$$

Здесь $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число, λ – длина волны используемого света в вакууме, t – геометрическая толщина образца, а n_1 и n_2 – собственные показатели преломления, связанные с главными напряжениями σ_1 и σ_2 через известные соотношения Максвелла–Неймана [3, 4],

$$n_1 - n_0 = C_1\sigma_1 + C_2\sigma_2, \quad n_2 - n_0 = C_1\sigma_2 + C_2\sigma_1, \quad (4)$$

где C_1 и C_2 – оптические постоянные материала, n_0 – показатель преломления ненагруженного образца. Начальная фаза Φ_0 является произвольной и без ограничения общности рассмотрения может быть принятой равной нулю.

Из анализа выражений (1) и (2) следует, что в случае незначительного двулучепреломления ($\Delta\Phi \approx 0$) (интерференционная картина не будет зависеть от угла поворота поляризатора Ψ_p , свет на выходе интерферометра останется неполяризованным. В случае увеличения касательных напряжений, например, с помощью дополнительной внешней нагрузки, свет, прошедший через образец, затем сложившись с референтным пучком, частично поляризуется. При этом степень поляризации определяется выражением [1]:

$$P = \frac{|m_p|}{m_0} \quad (5)$$

и будет равна 1 для тех точек образца, где относительная разность фаз $\Delta\Phi = \pi$, т. е. для точек, соответствующих номиналу полуволновой фазовой пластинки. В этих точках образца мгновенные направления векторов электрической и магнитной напряженностей

окажутся повернутыми на угол $\pi/2$ по отношению к аналогичным направлениям в референтном пучке. Отметим, что до интерференции оба пучка будут оставаться неполяризованными с $P = 0$. (По всей видимости, на этот факт впервые обратил внимание С. И. Вавилов в 1932 г. [9, стр. 478].) В отсутствие поляризатора соответствующая выходная картина будет содержать полосы с нулевым контрастом интерференционной картины, как это показано на рис. 3(а).

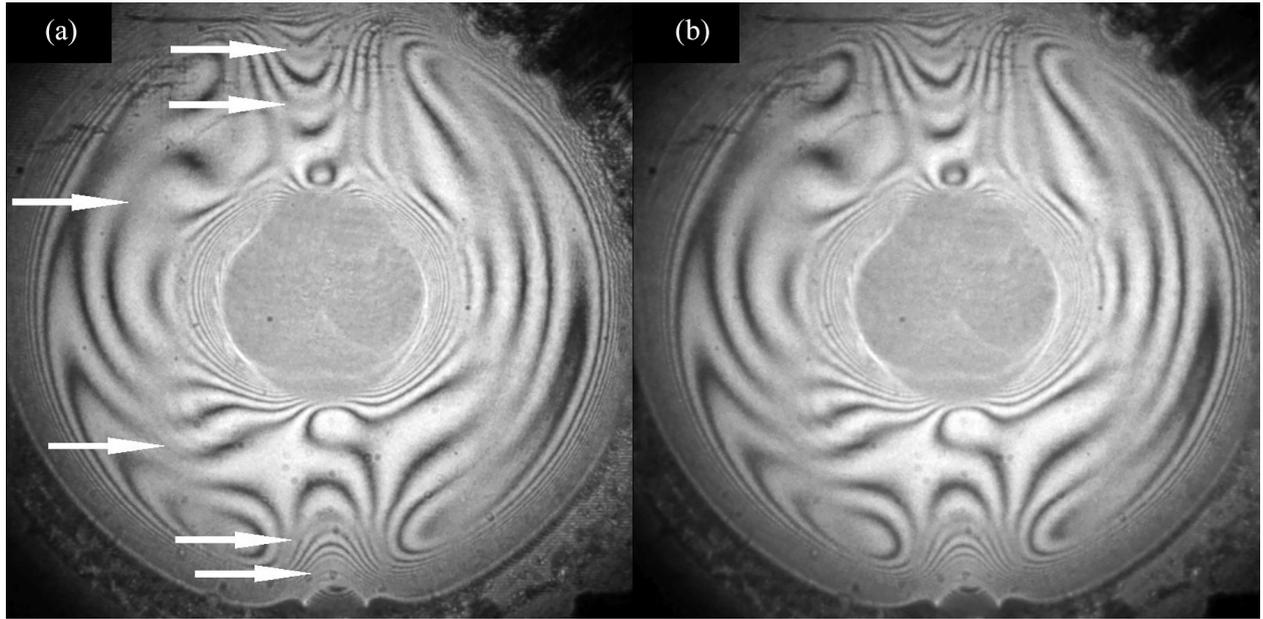


Рис. 3: Картина полос на выходе из интерферометра: (а) полосы с нулевым контрастом (отмечены стрелками) для случая отсутствующего поляризатора P ; (б) усредненная интерференционная картина, полученная с длительной выдержкой при непрерывно вращающемся поляризаторе.

Таким образом согласно (5) относительная доля интенсивности m_p обуславливает количественное изменение степени поляризации выходного света, а картина интерференции содержит информацию об азимуте Ψ . Другими словами, выделяя величину m_p , можно измерить поле изоклин. Для того чтобы это сделать с помощью вращающегося поляризатора, вначале избавимся от неполяризованной доли интенсивности m_0 , для чего усредним (1) по азимуту поляризатора:

$$\left\langle \frac{I_p(\Psi_p)}{I_0} \right\rangle \equiv \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{I_p(\Psi_p)}{I_0} d\Psi_p = \frac{m_0}{2}. \quad (6)$$

Такое усреднение можно осуществить экспериментально, фотографируя выходную картину интерференции через непрерывно вращающийся поляризатор и используя длительную выдержку. Пример такой фотографии показан на рис. 3(б). Другой возможный способ – это суммирование картин интенсивностей, полученных для всех азимутов от 0 до π (выходная картина имеет периодичность по азимуту поляризатора, кратную π), так:

$$2m_0 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N I_i, \quad (7)$$

где N – общее количество анализируемых картин интенсивности I_i (фотографий) при положениях азимута $\Psi_p(i) = (i-1)\pi/N$. Для того чтобы (7) было справедливым, необходимо большое значение N . Теперь поле изоклин можно получить с помощью выражения

$$2(\Psi - \Psi_p) = \tan^{-1} \left(\frac{I(\Psi_p + \pi/4) - m_0}{I(\Psi_p) - m_0} \right), \quad (8)$$

где $I(\Psi_p)$ и $I(\Psi_p + \pi/4)$ – выходные картины интенсивности при азимутах поляризатора, отстоящих на угол $\pi/4$. На рис. 4 показаны картины интенсивности, сфотографированные при трех различных азимутах поляризатора (подробнее см. “дополнительные материалы”, где приводятся 100 снимков, снятых с шагом 3.6°). Также на рис. 4(d) показана экспериментальная зависимость интенсивности от азимута поляризатора для произвольно выбранной точки образца. На рис. 4(d) штриховая линия получена с помощью выражения (1) при подстановке значений $m_0 = 0.44$ и $m_p = 0.15$. Угол Ψ для этой точки составлял величину около $+12^\circ$.

Представленные на рис. 3 и 4 фотографии сделаны с помощью образца в виде диаметрально нагруженного кольца с наружным диаметром $D = 30$ мм, внутренним диаметром $d = 10$ мм и толщиной $t = 15$ мм (см. схему на рис. 2(б)). Образец изготавливался из коммерчески доступного полиметилметакрилата (ПММА). Нагружение проводилось сосредоточенными силами $F \approx 650H$ по стандартному методу “замораживания напряжений” (см., напр., [4]) при температуре $92^\circ C$. Для того чтобы исключить влияние неоднородности толщины, после нагружения образец шлифовали. Затем вместо последующей трудоемкой полировки приклеивались покровные стекла с помощью иммерсионного клея К-300 (Kafuter, Китай) с показателем преломления ($n_{\text{glue,D}} = 1.46$), близким к показателю преломления ПММА. При этом показатель преломления покровного стекла не имеет значения, тогда как его толщина должна быть по возможности одинаковой. Подготовленный образец был немного клиновидной формы, однако это

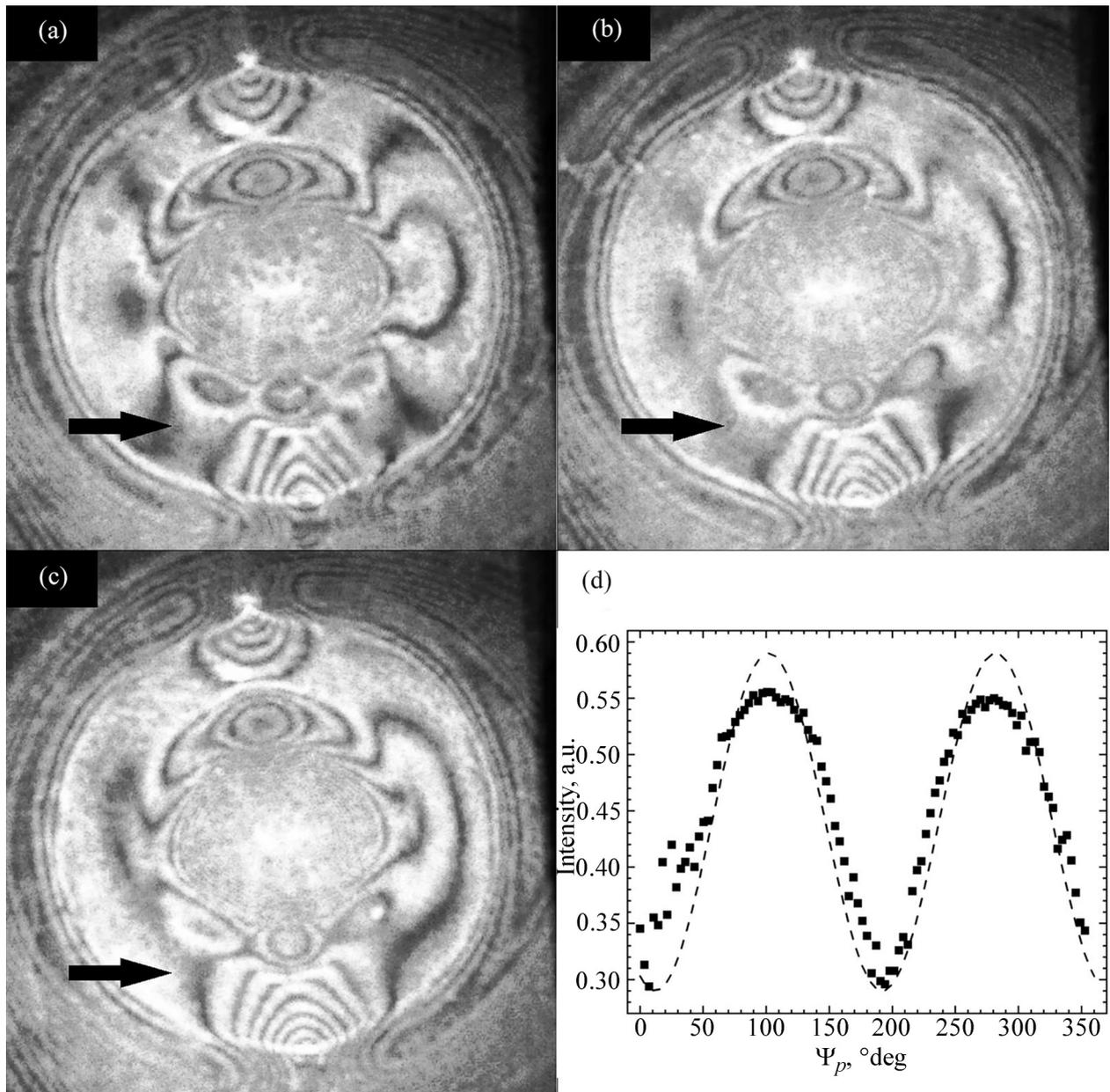


Рис. 4: Картины интенсивности $I(\Psi_p)$ при установленном на выходе интерферометра поляризаторе с азимутами (a) 14.4° , (b) 54.0° и (c) 100.8° . (d) Интенсивность в точке, обозначенной стрелкой на фотографиях (a), (b) и (c), в зависимости от азимута поляризатора Ψ_p . Точками обозначены экспериментальные данные, штриховой кривой показана теоретически рассчитанная интенсивность.

легко компенсировалось в интерферометре путем соответствующей настройки в полосах конечной толщины. Отметим, что операция шлифовки на практике лишняя и вы-

полняется здесь из методических соображений для того, чтобы подчеркнуть отличие рассматриваемого метода от других методов изопах, где используется именно вариация толщины нагруженного образца. Очевидно, что интенсивность m_p будет обуславливать частичную поляризацию и для случая нешлифованного образца.

В заключение отметим связь рассматриваемого явления частичной поляризации с интерферометрической фазой [11], наблюдаемой в эксперименте. Так, зависимость фазового сдвига от степени поляризации позволяет надеяться на разработку принципиально иного подхода к анализу световых полей, носящих сложный векторный характер. Действительно, измерение поля P , соответствующее выражению (5), не обязательно должно выполняться прямым интерферометрическим методом. Эту картину также можно получить, складывая две волны без помощи интерферометра с единственным условием взаимной когерентности.

Работа выполнена частично за счет гранта Российского научного фонда (№ 20-71-10103).

Дополнительные материалы доступны на сайте [https://doi.org/\[DOI\]](https://doi.org/[DOI]).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] В. В. Кесаев, Письма в ЖТФ **48**(22), 43 (2022). DOI: 10.21883/TPL.2022.11.54898.19360.
- [2] V. V. Kesaev, A. D. Kiselev, E. P. Pozhidaev, Phys. Rev. E **95**, 032705 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevE.95.032705.
- [3] E. G. Coker, L. N. G. Filon, *A Treatise on Photo-Elasticity* (Cambridge University Press, 1931).
- [4] M. M. Frocht, *Photoelasticity* (Wiley, N-Y, 1948), Vol. 1.
- [5] Hai Yun, Zhenkun Lei, Dazhen Yun, Chin. Opt. Lett. **4**, 164 (2006).
- [6] K. Gasvik, Exp. Mech. **16**, 146 (1976). <https://doi.org/10.1007/BF02321109>.
- [7] T. Kihara, H. Kubo, R. Nagata, Appl. Opt. **15**, 3025 (1976). <https://doi.org/10.1364/AO.15.003025>.
- [8] N. Anthony, G. Cadenazzi, H. Kirkwood, et al., Sci. Rep. **6**, 30541 (2016). <https://doi.org/10.1038/srep30541>.
- [9] Chao Zuo, Jiaji Li, Jiasong Sun, et al., Transport of intensity equation: a tutorial O&L Eng. **135**, 106187 (2020). <https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2020.106187>.

- [10] С. И. Вавилов, *Собрание сочинений* (М., Издательство АН СССР, 1952).
- [11] A. D. Kiselev, V. V. Kesaev, *Phys. Rev. A* **98**, 033816 (2018). <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.98.033816>.

Поступила в редакцию 2 мая 2023 г.

После доработки 1 июня 2023 г.

Принята к публикации 2 июня 2023 г.