

Отсюда легко с учетом уравнения (5) определяется знак p_{44} . Установлено, что все фотоупругие постоянные монокристалла КРС-6 имеют один знак. Для сравнения в табл. 4 приведены значения фотоупругих постоянных из работ [3, 4]. Как видно из таблицы, наши данные по фотоупругим постоянным довольно хорошо совпадают с результатами работы [4].

Проведенные исследования показали, что кристалл КРС-6 обладает сравнительно высокой АО добротностью как на продольных, так и на поперечных волнах.

В заключение считаем своим долгом поблагодарить С. В. Богданова за полезные дискуссии в процессе работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Научные труды Гиредмета. Т. 29. М., «Металлургия», 1970.
2. Богданов С. В., Шелопут Д. В., Мاستихин В. М., Сапожников В. К., Авдиенко К. И., Семенов В. И., Дарвойд Т. И., Лисицкий И. С. Акустооптические свойства кристаллов галогенидов таллия.— В кн.: Тезисы докладов Координационного совещания по акустооптике. Томск, изд. ТИАСУР, 1975.
3. Uchida N. Direct measurement of photoelastic coefficients by ultrasonic light diffraction techniques.— "Jap. J. Appl. Phys.", 1969, vol. 8, p. 329.
4. Rivoallan L. et Favre F. Propriétés optiques, élastiques et élasto-optiques du KPS6.— "Opt. Comm.", 1974, vol. 11, p. 3.
5. Клуждин В. В., Кулаков С. Б., Разживин Б. П., Ульянов Г. К. Возможность применения тяжелых флинтос для ультразвуковых модуляторов света.— «ОМП», 1972, т. 1, с. 3.

Поступила в редакцию 3 мая 1976 г.;
окончательный вариант — 21 сентября 1976 г.

УДК 62-503 : 535.2

А. Г. ПОЛЕЩУК
(Новосибирск)

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ФОРМЫ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ТЕНЕВЫМ ПРИБОРОМ С ВЫЧИТАНИЕМ

При визуализации слабых фазовых неоднородностей теневым прибором обычно получают информацию только о квадрате производной $\left| \frac{\partial \psi(x, y)}{\partial x} \right|^2$ исследуемого волнового фронта $\psi(x, y)$. Неопределенность знака производной обуславливает невозможность определения истинной формы волнового фронта или его отклонения от эталонного. Это является принципиально важным при исследовании прецизионных астрономических зеркал, синтезированных голографических оптических элементов (киноформов), газовых потоков малой плотности и тому подобных объектов.

В настоящей работе описывается оптико-электронное устройство, позволяющее получать информацию об истинной форме волнового фронта, прошедшего исследуемую фазовую неоднородность. Упрощенная схема устройства изображена на рис. 1.

В передней фокальной плоскости объектива O_1 симметрично по отношению к оптической оси расположены два точечных взаимно некогерентных источника света S_1 и S_2 . Коллимирующий объектив O_1 фор-

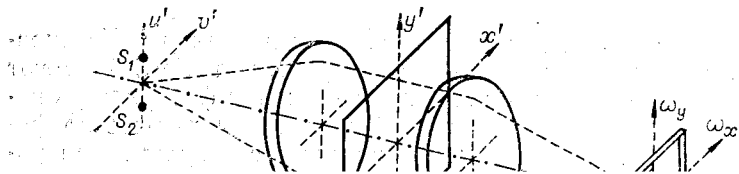


Рис. 1.

мирует две плоские световые волны с постоянной по полю амплитудой

$$E_1 \exp[-i2\pi u_0 y' / \lambda f_1] \text{ и } E_2 \exp[-i2\pi u_0 y' / \lambda f_1],$$

где E_1 и E_2 — амплитуды светового поля источников S_1 и S_2 ; f_1 — фокусное расстояние объектива O_1 ; λ — длина волны светового излучения. Световой поток с таким амплитудно-фазовым распределением модулируется исследуемым фазовым объектом $\dot{g}(x', y')$, расположенным в плоскости P_1 , и воспринимается объективом O_2 . В его задней фокальной плоскости формируется пространственно-частотный спектр фазового объекта, связанный с изображениями источников света S_1 и S_2 . В этой плоскости помещен фильтр пространственных частот Φ [1], имеющий функцию пропускания соответственно верхней и нижней полуплоскостей:

$$T_1(\omega_x, \omega_y) = [\tau_1 \exp(i\theta_1) Y(-\omega_x) + Y(\omega_x)] 1(\omega_y)$$

и

$$T_2(\omega_x, \omega_y) = [\tau_2 \exp(i\theta_2) Y(+\omega_x) + Y(-\omega_x)] 1(\omega_y), \quad (1)$$

где $Y(\omega_x)$ — функция Хевисайда; $1(\omega_y)$ — единичная функция, показывающая, что по координате ω_y преобразования не происходит; $\tau_1 \exp(i\theta_1)$ и $\tau_2 \exp(i\theta_2)$ — комплексные передаточные функции четных квадратов фильтра по отношению к нечетным.

Объектив O_2 воспринимает световой поток, прошедший фильтр, и осуществляет над ним Фурье-преобразование. Используя результаты работ [2—3], можно показать, что амплитудно-фазовое распределение в выходной плоскости P_2 устройства, обусловленное действием источников S_1 и S_2 , имеет вид

$$f_{1,2}(\tilde{x}, \tilde{y}) = \frac{E_{1,2} M}{2} \left\{ [1 + \tau_{1,2} \exp(i\theta_{1,2})] g(\tilde{x}, \tilde{y}) \pm i [1 - \tau_{1,2} \exp(i\theta_{1,2})] \frac{1}{\pi} \nu p \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\dot{g}(x', \tilde{y})}{\tilde{x} - x'} dx' \right\}, \quad (2)$$

где $M = -f_2/f_3$ — увеличение телескопической системы, состоящей из объективов O_2 и O_3 ; $\tilde{x} = Mx$ и $\tilde{y} = My$ — приведенные координаты, знак плюс или минус соответствует индексам 1 (источник S_1) или 2 (источник S_2);

$$\frac{1}{\pi} \nu p \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\dot{g}(x', \tilde{y})}{\tilde{x} - x'} dx' = \dot{\Gamma}_x [\dot{g}(\tilde{x}, \tilde{y})] \quad (3)$$

представляет собой одномерное преобразование Гильберта от функции $\dot{g}(\tilde{x}, \tilde{y})$, вычисленное вдоль направления x .

Если в плоскости P_1 помещен фазовый объект $g(x', y') = \exp[-i\psi(x', y')] \text{rect}(x'/A) \text{rect}(y'/A)$ (A — апертура объектива O_2), то распределение интенсивностей, соответствующее амплитудно-фазовому распределению (2), примет вид

$$I_{1,2}(\tilde{x}, \tilde{y}) = \frac{E_{1,2}^2 M^2}{4} \langle (1 + \tau_{1,2}^2 + 2\tau_{1,2} \cos \theta_{1,2}) + (1 + \tau_{1,2}^2 - 2\tau_{1,2} \cos \theta_{1,2}) \{ \Gamma_x^2[\cos \psi(\tilde{x}, \tilde{y})] + \Gamma_x^2[\sin \psi(\tilde{x}, \tilde{y})] \} \pm 2(1 - \tau_{1,2}^2) \times \\ \times \{ \cos \psi(\tilde{x}, \tilde{y}) \Gamma_x[\sin \psi(\tilde{x}, \tilde{y})] - \sin \psi(\tilde{x}, \tilde{y}) \Gamma_x[\cos \psi(\tilde{x}, \tilde{y})] \} \pm \\ \pm 4\tau_{1,2} \sin \theta_{1,2} \{ \cos \psi(\tilde{x}, \tilde{y}) \Gamma_x[\cos \psi(\tilde{x}, \tilde{y})] + \sin \psi(\tilde{x}, \tilde{y}) \Gamma_x[\sin \psi(\tilde{x}, \tilde{y})] \} \rangle. \quad (4)$$

В выражении (4) бесконечные пределы для $\Gamma_x[g(\tilde{x}, \tilde{y})]$ заменены на конечные, определяемые апертурой объектива A . Функции $I_1(\tilde{x}, \tilde{y})$ и $I_2(\tilde{x}, \tilde{y})$ представляют собой тенеграммы фазового объекта $g(x', y')$, полученные при противоположных положениях ножа Фуко. Если эти функции зарегистрировать отдельно и вычесть одну из другой, полагая при этом $E_1 = E_2 = E$, $\theta_1 = \theta_2 = \theta$, получим следующее выражение:

$$I(\tilde{x}, \tilde{y}) = I_1(\tilde{x}, \tilde{y}) - I_2(\tilde{x}, \tilde{y}) = E^2 M^2 \langle (1 - \tau^2) \{ \cos \psi(\tilde{x}, \tilde{y}) \times \\ \times \Gamma_x[\sin \psi(\tilde{x}, \tilde{y})] - \sin \psi(\tilde{x}, \tilde{y}) \Gamma_x[\cos \psi(\tilde{x}, \tilde{y})] \} + 2\tau \sin \theta \{ \cos \psi(\tilde{x}, \tilde{y}) \times \\ \times \Gamma_x[\cos \psi(\tilde{x}, \tilde{y})] + \sin \psi(\tilde{x}, \tilde{y}) \Gamma_x[\sin \psi(\tilde{x}, \tilde{y})] \} \rangle. \quad (5)$$

В случае использования чисто амплитудного фильтра Φ $\tau_1 = \tau_2 = \tau = 0$ и выражение (5) примет вид

$$I(\tilde{x}, \tilde{y}) = E^2 M^2 \{ \cos \psi(\tilde{x}, \tilde{y}) \Gamma_x[\sin \psi(\tilde{x}, \tilde{y})] - \sin \psi(\tilde{x}, \tilde{y}) \Gamma_x[\cos \psi(\tilde{x}, \tilde{y})] \}. \quad (6)$$

При слабой фазовой модуляции $\psi(\tilde{x}, \tilde{y}) \ll 1$

$$I(\tilde{x}, \tilde{y}) = E^2 M^2 \{ \Gamma_x[\psi(\tilde{x}, \tilde{y})] - \psi(\tilde{x}, \tilde{y}) \Gamma_x(1) \}. \quad (7)$$

Второе слагаемое в (7) сказывается на краях выходной плоскости, так как $\Gamma_x(1) = -(1/\pi) \ln |(x-A)/(x+A)|$, где A — апертура объектива O_2 . Для центральных участков поля зрения выражение (7) примет вид

$$I(\tilde{x}, \tilde{y}) = E^2 M^2 \Gamma_x[\psi(\tilde{x}, \tilde{y})]. \quad (8)$$

Из выражения (8) следует, что регистрируемый параметр $I(\tilde{x}, \tilde{y})$ связан с функцией $\psi(\tilde{x}, \tilde{y})$, описывающей фазовый объект, преобразованием Гильберта.

При использовании амплитудно-фазового пространственного фильтра выберем параметры τ и θ таким образом, чтобы выполнялось равенство

$$\theta = \arcsin[(1 - \tau^2)/2\tau],$$

тогда выражение для функции $I(\tilde{x}, \tilde{y})$ примет следующий вид:

$$I(\tilde{x}, \tilde{y}) = \sqrt{2}(1 - \tau^2) E^2 M^2 \{ \cos[\pi/4 - \psi(\tilde{x}, \tilde{y})] \Gamma_x[\sin \psi(\tilde{x}, \tilde{y})] + \\ + \sin[\pi/4 - \psi(\tilde{x}, \tilde{y})] \Gamma_x[\cos \psi(\tilde{x}, \tilde{y})] \}, \quad (9)$$

а для слабой фазовой модуляции $\psi(\tilde{x}, \tilde{y}) \ll 1$

$$I(\tilde{x}, \tilde{y}) = (1 - \tau^2) E^2 M^2 \Gamma_x[1 + \psi(\tilde{x}, \tilde{y})]. \quad (10)$$

Из сравнения выражений (7) и (10), описывающих соответственно действие амплитудного и амплитудно-фазового фильтра, видно, что последний обеспечивает для слабой фазовой модуляции чистое преобразование Гильберта по всей апертуре. Кроме того, амплитудный фильтр проще в изготовлении и обеспечивает, как показано ниже,

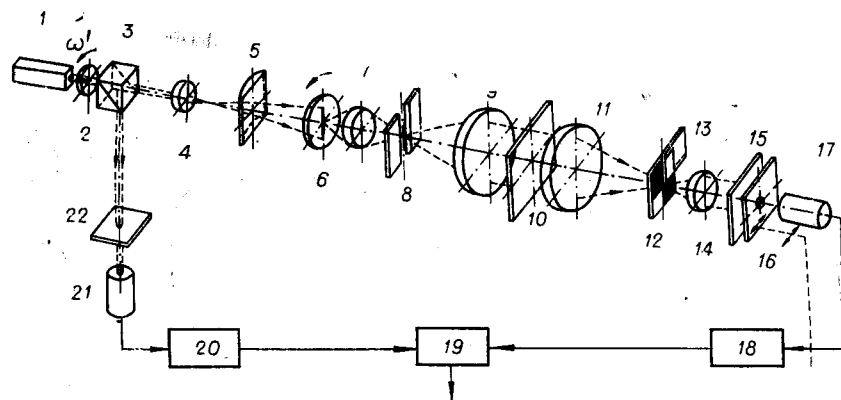


Рис. 2.

линейную независимую от координат передаточную характеристику.

Перейти от Гильберт-образа функции $\psi(\tilde{x}, \tilde{y})$ к самой функции можно, используя свойство обратимости преобразования Гильберта:

$$\Gamma\{\Gamma[f(t)]\} = -f(t),$$

для этого достаточно обработать выходной сигнал устройства, описываемый выражениями (8) и (10), в электронном функциональном преобразователе, реализующем преобразование Гильберта. На его выходе будет сигнал, пропорциональный искомой функции $\psi(\tilde{x}, \tilde{y})$, описывающей форму волнового фронта.

Используя описанную выше методику визуализации фазовых объектов, было разработано устройство, схема которого показана на рис. 2. В отличие от [4] в предлагаемом устройстве вычитание интенсивностей $I_1(\tilde{x}, \tilde{y})$ и $I_2(\tilde{x}, \tilde{y})$ осуществляется на несущей частоте и с использованием одного фотоприемника.

Устройство работает следующим образом. Световой поток лазера 1, проходя модулятор 2, выполненный в виде вращающейся с частотой ω' поляризационной $\lambda/2$ фазовой пластинки, приобретает вращающуюся во времени плоскость поляризации. Вектор Джонса [5], описывающий излучение на выходе модулятора 2, можно представить в виде

$$[V_1] = 2E \begin{bmatrix} \cos \omega t \\ \sin \omega t \end{bmatrix}, \quad (11)$$

где $\omega = 2\omega'$.

Микрообъектив 4 и цилиндрическая линза 5 формируют на матовом стекле 6 щелевой источник света. Матовое стекло 6 вращается с целью разрушения пространственной когерентности. Объектив 7 переносит изображение с матового стекла в плоскость щелевой диафрагмы 8, расположенной в передней фокальной плоскости коллимирующего объектива 9. Диафрагма определяет ширину сформированного пространственно-некогерентного щелевого источника света и устраняет aberrации конденсорных объективов. Объектив 9 коллимирует световой поток и направляет его к исследуемому фазовому объекту.

Промодулированный фазовым объектом 10 световой поток воспринимается объективом 11, который формирует в своей задней фокальной плоскости спектр функции $\dot{g}(x', y')$. В этой же плоскости расположен фильтр пространственных частот 12 с функцией пропускания $T(\omega_x, \omega_y)$. Для разделения спектральных компонентов, прошедших соответственно верхнюю и нижнюю полуплоскости фильтра, первый квадрант фильтра 12 перекрыт поляризационной фазовой пластинкой 13. В слу-

чае использования амплитудно-фазового фильтра перекрывается вся верхняя полуплоскость. Объектив 14 осуществляет обратное Фурье-преобразование, и в плоскости поляроида 15 формируется два разделенных по поляризации изображения $I_1(\tilde{x}, \tilde{y})$ и $I_2(\tilde{x}, \tilde{y})$. Последовательно сполляроидом установлены точечная диафрагма 16 и фотоприемник 17. Точечной диафрагмой можно осуществить последовательную развертку сформированного изображения.

Оба компонента светового потока на выходе поляроида 15 можно представить в виде произведения матриц Джонса оптических элементов, входящих в схему устройства:

$$[V_{II}] = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} 2f_1(\tilde{x}, \tilde{y}) \begin{bmatrix} \cos \omega t \\ \sin \omega t \end{bmatrix} \quad (12)$$

и

$$[V_{III}] = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} 2f_2(\tilde{x}, \tilde{y}) \begin{bmatrix} \cos \omega t \\ \sin \omega t \end{bmatrix}. \quad (13)$$

Результирующие матрицы $[V_{II}]$ и $[V_{III}]$ в (13) описывают амплитуды световых потоков, прошедших соответственно нижнюю и верхнюю полуплоскости фильтра 12; матрица $\begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$ — действие поляроида 15,

матрица $\begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix}$ — действие фазовой пластинки 13, где

$$\begin{aligned} m_{11} &= \cos^2 \rho + \exp(-i\delta) \sin^2 \rho, \\ m_{22} &= \sin^2 \rho + \exp(-i\delta) \cos^2 \rho, \\ m_{21} &= m_{12} = [1 - \exp(-i\delta)] \cos \rho \cdot \sin \rho \end{aligned} \quad (14)$$

(ρ — азимут оптической оси фазовой пластинки 13, δ — ее фазовый сдвиг).

Интенсивность излучения, падающего на фотоприемник 17, на основании (11) и (12) равна

$$\begin{aligned} I(\tilde{x}, \tilde{y}) &= I_1(\tilde{x}, \tilde{y}) (1 - \cos 2\omega t) + I_2(\tilde{x}, \tilde{y}) [(m_{21}^2 + m_{22}^2) + \\ &+ (m_{21}^2 - m_{22}^2) \cos 2\omega t + \operatorname{Re}(m_{21} m_{22}) \sin 2\omega t]. \end{aligned} \quad (15)$$

Выходное напряжение фотоприемника, пропорциональное $I(\tilde{x}, \tilde{y})$, подается через полосовой фильтр 18, настроенный на частоту 2ω , на вход синхронного детектора 19. Опорное напряжение детектора формируется следующим образом. Часть светового потока с выхода модулятора 2 светоделительным кубиком 3 ответвляется из общего оптического канала и, проходя поляроид 22, воспринимается фотоприемником 21. Ориентация оптических осей поляроидов 15 и 22 одинакова. Элемент 20 формирует из выходного напряжения фотоприемника $U_0 \cos 2\omega t$ прямоугольные импульсы, управляющие синхронным детектором. Напряжение на выходе синхронного детектора

$$U_{\text{вых}} = K [I_1(\tilde{x}, \tilde{y}) (m_{21}^2 - m_{22}^2) - I_2(\tilde{x}, \tilde{y})], \quad (16)$$

где K — коэффициент передачи детектора.

Если $m_{21}^2 - m_{22}^2 = 1$, то $U_{\text{вых}} = KE^2 M^2 \Gamma_x [\psi(\tilde{x}, \tilde{y})]$ и при установке в плоскости 10 фазового объекта $g(\tilde{x}, \tilde{y})$ $U_{\text{вых}}$ будет определяться выражением (5). Это достигается при следующих параметрах фазовой пластинки 13: $\delta = 180$ и $\rho = 45^\circ$.

Различие коэффициентов пропускания τ верхней и нижней полуплоскостей фильтра и несимметричность освещающей щели нарушат

вычитание интенсивностей в выражении (16). Вращая на угол ρ вокруг оптической оси фазовую пластинку 13, можно скомпенсировать погрешности изготовления и юстировки фильтра. Полагая в (16) $m_{21}^2 - m_{22}^2 = 1 - \tau$ и подставляя значения m_{21} и m_{22} из (13), можно определить значения ρ и δ при заданном τ :

$$\rho = 0,25 \arccos[1 + 2(1 + \tau)/\cos \delta]. \quad (17)$$

Важной характеристикой устройства является его передаточная характеристика $U(\beta)$, которая определяется как отклик на функцию $g(x'y') = \exp(-i2\pi\beta x'/\lambda)$. Для описанной схемы передаточную характеристику можно найти, подставив указанную функцию в выражение (5). Для амплитудного фильтра можно показать, что отклик устройства на каждую составляющую углового спектра функции равен

$$U(\beta) = K \frac{1}{\pi} \left\{ \text{Si} \left[\frac{2\pi}{\lambda} \beta (x + A) \right] - \text{Si} \left[\frac{2\pi}{\lambda} \beta (x - A) \right] \right\}, \quad (18)$$

где Si — интегральный синус, A — апертура объектива 11, β — угол отклонения световых лучей фазовым объектом.

Для центральной плоскости ($x=0$) передаточная характеристика описывается следующим выражением:

$$U_1(\beta) = (1/2\pi) \text{Si}(2\pi\beta A/\lambda). \quad (19)$$

Для сравнения приведем выражение для передаточных характеристик обычного теневого прибора с ножом Фуко [2] и устройство, реализующее изотропное преобразование Гильберта [3]:

$$\begin{aligned} U_2(\beta) &= 0,25 + (1/\pi) \text{Si}(2\pi\beta A/\lambda) + (\text{Si}/\pi)^2(2\pi\beta A/\lambda); \\ U_3(\beta) &= 0,25 + (\text{Si}/\pi)^2(2\pi\beta A/\lambda). \end{aligned} \quad (20)$$

Графики, соответствующие выражениям (19) и (20), представлены на рис. 3, а. Точками обозначены экспериментальные результаты, полученные на макете устройства. Различные методики визуализации сравнивались при одних и тех же параметрах оптической схемы. В зависимости от методики изменялся лишь вид фильтра пространственных частот (элементы 12 и 13) и способ регистрации (сигнал снимался непосредственно с выхода фотоприемника). Сравнивая выражения (19) и (20) и соответствующие им кривые на рис. 3, а, можно видеть, что теневой прибор с вычитанием обладает линейной передаточной характеристикой с крутизной, в 2 раза большей, чем у известных приборов.

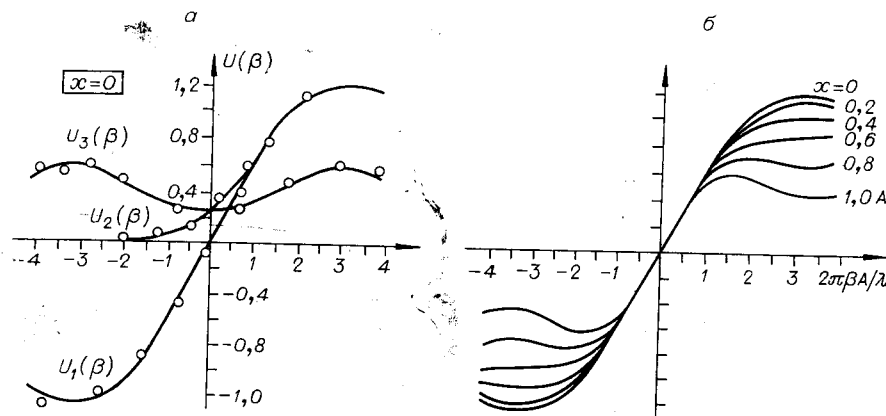


Рис. 3.

Важной особенностью описанного устройства является независимость передаточной характеристики (т. е. ее крутизны) от координат плоскости фазового объекта, что непосредственно следует из выражения (18). В известных устройствах крутизна максимальна в центре поля и падает к краям из-за явления «оконтуривания». Зависимость формы передаточной характеристики от координаты x приведена на рис. 3, б. Видно, что для малых углов крутизна постоянна по всей апертуре.

Работа устройства проверялась путем экспериментального моделирования на макете прибора Гильберт-образов функции $g(x', y') = \exp(-iax^2)$, которая моделировалась смещением фильтра 12 из фокальной плоскости объектива 11 на величину $\Delta = l/f_{11}$, где f_{11} — фокусное расстояние объектива 11, l — абсолютное смещение.

Расфокусировка фильтра на величину l эквивалентна введению в плоскость 10 фазовой пластинки с функцией пропускания

$$\hat{T}(x', y') = \exp[-i2\pi l(x')^2/\lambda f_{11}^2].$$

На рис. 4 приведены полученные экспериментально (непрерывная линия) Гильберт-образы моделируемого волнового фронта при различных значениях расфокусировки. Пунктиром изображен график функции $G_x(ax^2)$, полученный расчетным путем. Фильтр 12 перемещался в пределах, соответствующих набегу фазы по краю апертуры $\psi < 2\pi/30$. Некоторое расхождение теоретических и экспериментальных результатов, приведенных на рис. 4, можно объяснить взаимным влиянием вращающегося матового стекла 6 и фазовой пластинки 2 модулятора, aberrациями объективов 9, 11 и влиянием вибраций. Эксперименты проводились на установке со следующими основными параметрами: ширина щели — 10 мкм, фокусное расстояние объективов 9, 11 — 1,5 м, рабочий световой диаметр объектива 11 — $8 \cdot 10^{-2}$ м, выходной сигнал регистрировался самописцем "Endim". Быстродействие устройства ограничивалось скоростью вращения фазовой пластинки модулятора (150 об/с). Следует отметить, что быстродействие можно значительно увеличить, используя в качестве источника света двухчастотный лазер или модулятор, выполненный на электрооптическом кристалле, помещенном во вращающееся электрическое поле.

Таким образом, разработанное устройство имеет крутизну передаточной характеристики в 2 раза выше, чем у обычных приборов. Характеристика симметрична для положительных и отрицательных значений

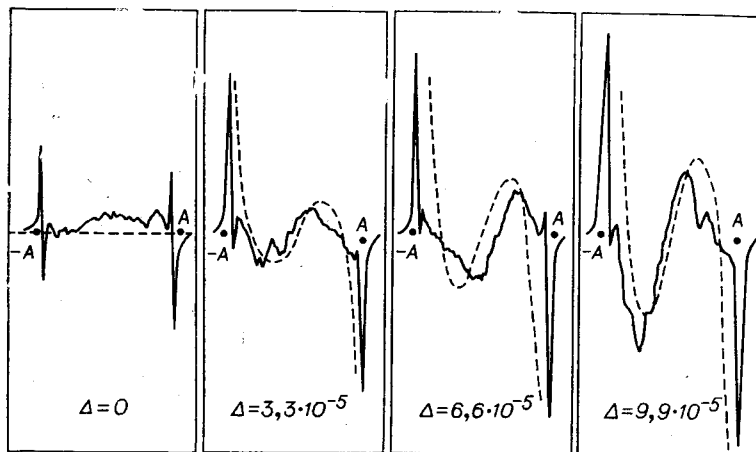


Рис. 4.

угла β . Размер линейного участка больше, и крутизна не зависит от координат фазового объекта. Устройство позволяет получать Гильберт-образы от функции, описывающей форму волнового фронта. Экспериментальные результаты, полученные на действующем макете устройства, подтверждают работоспособность устройства.

В заключение автор выражает свою признательность канд. техн. наук В. А. Федорову за помощь и внимание, проявленные при выполнении данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Arbutov V., Fedorov V. Optical realization of a Foucault-Hilbert transform.— In: Optical Information Processing. N. Y.—L., Plenum Press, 1975.
2. Belvaux Y., Vareille I. Visualisation d'objets de phase par transformation de Hilbert.— "Nouv. Rev. d'Opt. Appl.", 1971, N 3, p. 149.
3. Арбузов В. А., Федоров В. А. Оптическая реализация изотропного преобразования Гильберта.— «Автометрия», 1975, № 5, с. 27—37.
4. Арбузов В. А., Полещук А. Г. Фотоэлектрический теневой прибор.— Авт. свид-во, № 510684, Б. И., 1976, № 14.
5. Шерклиф У. Поляризованный свет. М., «Мир», 1965.

Поступила в редакцию 22 ноября 1976 г.

УДК 532.547.7 : 621.376.33

**В. Д. СТАРИК, Л. А. СУСЛЕННИКОВ, В. В. ТРЫНИН,
В. М. ФЕДОРОВ**
(Москва)

ШИРОКОПОЛОСНЫЙ СТРОБОСКОПИЧЕСКИЙ ЧМ ДЕМОДУЛЯТОР ДЛЯ ОБРАБОТКИ СИГНАЛА В ЛДИС

Информация, получаемая с помощью лазерных доплеровских измерителей скорости (ЛДИС) при исследовании потоков, скорость которых изменяется по некоторому периодическому закону, содержится в широкополосном частотно-модулированном сигнале, обладающем весьма глубокой хаотической амплитудной и фазовой модуляциями, а также высоким уровнем шумов.

Обработка такого сигнала вызывает значительные трудности и не всегда возможна даже при использовании сложных, специально созданных систем слежения за доплеровской частотой [1].

В связи с этим представляет интерес система обработки доплеровского сигнала (широкополосный стробоскопический ЧМ демодулятор), предложенная в работе [2] и предназначенная, главным образом для изучения периодических процессов. К ее достоинствам следует отнести возможность изучения высокочастотных процессов с большими амплитудами пульсаций, хорошие шумоподавляющие свойства и возможность реализации на базе стандартной радиоэлектронной аппаратуры.

В этой же работе было проведено исследование данной системы на имитаторах с непрерывным сигналом постоянной амплитуды, а в [3] — на реальном потоке, но при малых (≤ 10 м/с) значениях скорости и при низких (< 100 Гц) частотах пульсаций.

В настоящей работе схема стробоскопического ЧМ демодулятора (рис. 1) была собрана на базе спектроанализатора С4-25 8, который