

ЛИТЕРАТУРА

- центрациях рассеивателей.— В кн.: Когерентно-оптические доплеровские устройства в гидроаэродинамическом эксперименте. Новосибирск, Изд. ИАЭ СО АН СССР, 1975.
4. W. George, J. Bergman. Doppler ambiguity in laser Doppler velocimeters.— "Appl. Phys. Lett.", 1973, vol. 23, № 5.
 5. Б. Р. Левин. Теоретические основы статистической радиотехники. М., «Сов. радио», 1966.
 6. В. С. Соболев. О спектре «фазового» шума на выходе лазерного доплеровского измерителя скорости потоков.— «Автометрия», 1974, № 6.

Поступила в редакцию 24 апреля 1975 г.

УДК 621.375.826:531.775.1

Г. А. ЛЕНКОВА

(Новосибирск)

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ЛАЗЕРНЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРАХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ

Для построения оптической схемы интерферометра, оптимальной в отношении светосилы, необходимо направление поляризации излучения источника света согласовать с положением отражающих поверхностей. Например, из анализа формул Френеля известно, что коэффициент отражения достигает максимального значения при ориентации вектора поляризации перпендикулярно плоскости падения. Кроме того, в этом случае исключается возможность преобразования излучения в эллиптически поляризованное при отражении от покрытых поверхностей и при полном внутреннем отражении.

В лазерных интерферометрах, предназначенных для измерения перемещений, линейно-поляризованное излучение обычно преобразуется с помощью фазовой пластинки в поляризованное по кругу. На выходе интерферометра двумя скрещенными относительно друг друга поляроидами выделяют две интерференционные картины, не совпадающие по фазе на 90° , наличие которых обеспечивает чувствительность интерферометра к направлению перемещения [1]. Введение поляризационных элементов (фазовых пластинок и поляроидов) изменяет соотношение интерферирующих лучей по интенсивности, а следовательно, изменяет контраст полос. Подобное же действие могут оказывать и другие оптические элементы интерферометра, например, светоделительная пластина, уголко-вая призма и т. д.

Влияние каждого оптического элемента удобно характеризовать с помощью матричного метода, разработанного Джонсом [2]. Метод основан на представлении любого поляризованного колебания составляющими вдоль двух ортогональных осей с определенными амплитудами и фазами (вектор Джонса), а действия оптических элементов — как преобразования электрического вектора некоторым матричным оператором. Тогда состояние поляризации выходных лучей можно определить как

произведение вектора Джонса входящего света на матричные операторы оптических элементов, расположенных по ходу лучей в интерферометре.

Матричный оператор светоделительной поверхности. Обычно на светоделительную поверхность наносится один слой диэлектрического покрытия, например, ZnS . Такое покрытие на основании экспериментальных данных имеет коэффициенты пропускания и отражения при падении света под углом 45° , соответственно равные для излучения с вектором поляризации, лежащим в плоскости падения, 0,8 и 0,2; для излучения с вектором поляризации, перпендикулярным первому, 0,5 и 0,5. В системе координат, оси которой параллельны этим векторам, матрица светоделительной пластины может быть представлена для проходящего света в виде

$$\begin{vmatrix} \sqrt{0,8} & 0 \\ 0 & \sqrt{0,5} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0,8944 & 0 \\ 0 & 0,7071 \end{vmatrix}, \quad (1)$$

для отраженного света в виде

$$\begin{vmatrix} \sqrt{0,2} & 0 \\ 0 & \sqrt{0,5} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0,4472 & 0 \\ 0 & 0,7071 \end{vmatrix}. \quad (2)$$

Элементы матриц выражаются через амплитуды проходящего и отраженного света.

Матричный оператор поверхности полного внутреннего отражения. Как следует из формул Френеля, при полном внутреннем отражении наблюдается фазовый скачок γ для колебания в плоскости падения и скачок, равный ϕ , для колебания, перпендикулярного первому. Для боросиликатного кронстекла (показатель преломления равен 1,517), из которого изготавливались оптические детали разработанных нами интерферометров, γ и ϕ соответственно равны 125° и $79^\circ 42'$, и, следовательно, матрицу поверхности полного внутреннего отражения можно представить как

$$\begin{vmatrix} e^{i125^\circ} & 0 \\ 0 & e^{i79^\circ 42'} \end{vmatrix}. \quad (3)$$

Матричный оператор уголкового призмы. В работе [3] получена матрица уголкового призмы полного внутреннего отражения

$$\begin{vmatrix} \frac{a}{8} [(a+b)^2 + 4b(a-b)] \frac{\sqrt{3}b}{8} (a+b)^2 \\ \frac{\sqrt{3}a}{8} (a+b)^2 & \frac{b}{8} [4a(a-b) - (a+b)^2] \end{vmatrix}, \quad (4)$$

где $a = e^{i\phi}$, $b = e^{i\gamma}$.

Матрица (4) построена относительно координатных осей p и q . Ось q лежит в плоскости падения на первую грань призмы, ось p — в плоскости, перпендикулярной первой. Матрица призмы сохраняет вид при условии, что ортогональная система единичных векторов qpr (r — единичный вектор направления луча) правовращательная, когда луч последовательно проходит грани призмы в направлении против часовой стрелки, и левовращательная, когда луч проходит грани в направлении часовой стрелки.

Для количественного анализа поляризационных свойств уголкового призмы необходимо знать матричный оператор в явном виде. Нами были рассчитаны элементы матрицы для $\phi = 79^\circ 42'$ и $\gamma = 125^\circ$ и получено следующее выражение:

$$\begin{vmatrix} 0,6752e^{i252^\circ 36'} & 0,7376e^{i329^\circ 40'} \\ 0,7376e^{i284^\circ 22'} & 0,6752e^{i181^\circ 25'} \end{vmatrix}. \quad (5)$$

Для рассмотрения конкретных схем интерферометров удобнее иметь матричные операторы уголкового призмы, полупрозрачной пластины и других отражающих поверхностей в одной и той же системе координат. Будем считать, что все отражающие поверхности перпендикулярны, а свет распространяется параллельно относительно основания интерферометра. Для матриц (1)—(3) одна ось координат (Ox) лежит в плоскости падения, а другая (Oy)— в плоскости, перпендикулярной первой. Расположим одно из ребер уголкового призмы в плоскости, проходящей через Oy и перпендикулярной xOy . Тогда матричный оператор призмы (4) в системе координат xy будет иметь вид

$$\begin{vmatrix} 0,9585e^{i317^{\circ}15'} & 0,2840e^{i192^{\circ}20'} \\ 0,2840e^{i12^{\circ}20'} & 0,9585e^{i67^{\circ}27'} \end{vmatrix}. \quad (6)$$

Поляризационное действие уголкового призмы зависит от ее ориентации относительно направления вектора колебаний в падающем пучке света. Проведенный нами анализ матрицы призмы (5) показал, что при некоторых углах поворота призмы вокруг оптической оси (проходящей

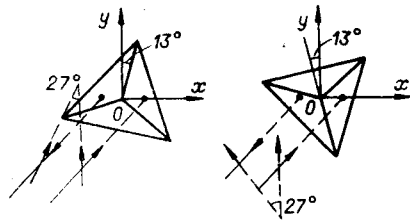


Рис. 1. Два положения уголкового призмы, при которых свет после отражения остается линейно-поляризованным.

через вершину призмы перпендикулярно плоскости xOy), а именно, на угол 13° по часовой или против часовой стрелки, колебание после отражения в призме остается линейным, а направление колебаний поворачивается на угол 27° (рис. 1). Подобное положение призмы в схеме предпочтительно, так как в этом случае для получения поляризованного по кругу излучения достаточно ввести в пучок, выходящий из призмы, фазовую пластинку $\lambda/4$, одна из главных осей которой распо-

ложена под углом 45° к направлению вектора световых колебаний.

Рассмотренное выше положение уголкового призмы не является оптимальным, если падающий и отраженный от призмы лучи лежат в одной плоскости, проходящей через Ox и перпендикулярной xOy . Из-за несимметричного положения призмы относительно этих лучей накладываются большое ограничение на ширину пучка, так как при широких пучках возможна дифракция одного из них на ребрах призмы. В связи с этим желательно располагать призму так, чтобы одно из ребер лежало выше или ниже оптической оси в плоскости, перпендикулярной плоскости лучей. В этом случае при падении на призму света с вектором поляризации, параллельным Oy , из призмы выходит эллиптически-поляризованный свет.

На рис. 2 показана форма эллиптической поляризации излучения, выходящего из призмы, когда одно ребро направлено вдоль положительной части Oy (выше оптической оси), а вектор поляризации падающего света параллелен ему. Картина получена путем действия матрицы (6) на линейно-поляризованное излучение. При расположении ребра призмы ниже оптической оси картина преобразования излучения представляет зеркальное отражение относительно оси Oy .

Для преобразования эллиптической поляризации в круговую достаточно установить фазовую пластинку на пути луча, выходящего из призмы. Параметры пластинки легко определить с помощью сферы Пуанкаре [2] (рис. 3). Состояние поляризации света, выходящего из призмы, обозначено на сфере точкой P с координатами $2\theta = 80^{\circ}25'$ и $2\omega = 26^{\circ}30'$ (θ —

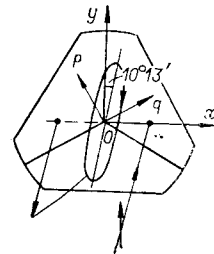


Рис. 2. Проекция уголкового призмы и форма выходящего, эллиптически поляризованного излучения.

угол наклона большой оси эллипса относительно оси P , ω — отношение малой и большой полуосей эллипса. Действие фазовой пластинки соответствует перемещению точки P на сфере в полюс. Параметры пластинки должны быть следующими: наклон быстрой оси R равен $85^{\circ}13'$, фазовый сдвиг, равный углу поворота сферы по часовой стрелке, составляет $63^{\circ}30'$, что соответствует $\lambda/5,6$ для излучения He—Ne-лазера (длина волны $\lambda = 0,6328$ мкм).

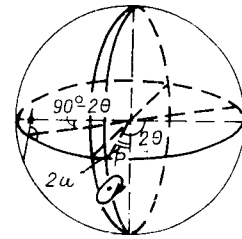


Рис. 3. Определение параметров фазовой пластинки на сфере Пуанкаре.

Используя матричные операторы отдельных оптических элементов, рассмотрим поляризационные явления в двух практических интерференционных схемах. Первая схема представлена на рис. 4. Это

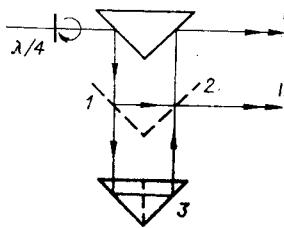


Рис. 4. Оптическая схема интерферометра ИПЛ-2.

оптическая схема интерферометра ИПЛ-2 [1], положенная в основу промышленных разработок ФОРУ-1 и ИПЛ-7. Интерферометр состоит из двух полупрозрачных пластин 1 и 2, расположенных под углом 90° друг к другу, и уголкового призмы 3, которая связывается обычно с перемещающимся объектом. Интерференционная картина регистрируется в двух направлениях I и II. Фазовая пластинка, необходимая для получения сдвига 90° между этими картинами, может располагаться на входе интерферометра, как показано на рис. 4, или в одном из его плечей. На рис. 5, 6 показано преобразование поляризованного по кругу (против и по часовой стрелке) излучения в измерительном плече интерферометра последовательно после прохождения каждого оптического элемента: а — после полупрозрачной пластины 1 в направлении к уголкового призмы, б — после уголкового призмы, если смотреть навстречу лучу, в — I — после прохождения пластины 2, г — I — после отражения от пластины 2. На рис. 5, в, г, 6, в, г под номером 2 показаны также картины преобразования излучения для опорного плеча, полученные

путем действия матриц (1), (2) на вектор Джонса, соответствующий излучению, поляризованному по кругу. Векторы Джонса на всех рисунках даны в системе координат xy . Расчетным путем можно определить, что при установке поляроидов в направлениях I и II параллельно пунктирным линиям (см. рис. 5, в, г, 6, в, г) сдвиг по фазе в интерференционных картинах составит 90° . Рассчитанные распределение интенсивности I , контраст полос k и отношение переменной составляющей интерференционного сигнала к постоянной составляющей n для случая, представленного на рис. 5, равны

$$I_1 = 0,2060 + 0,0200 + 0,1284 \cos(-145^{\circ} + \delta); \quad (7)$$

$$k_1 = 0,57; \quad n_1 = 2,6;$$

$$I_{11} = 0,0636 + 0,2050 + 0,2284 \cos(-55^{\circ} + \delta); \quad (8)$$

$$k_{11} = 0,85; \quad n_{11} = 11,5;$$

и для случая, представленного на рис. 6, равны

$$I_1 = 0,1518 + 0,0328 + 0,1411 \cos(-90^{\circ} + \delta); \quad (9)$$

$$k_1 = 0,76; \quad n_1 = 7;$$

$$I_{11} = 0,0488 + 0,1074 + 0,1448 \cos(-180^{\circ} + \delta); \quad (10)$$

$$k_{11} = 0,93; \quad n_{11} = 29.$$

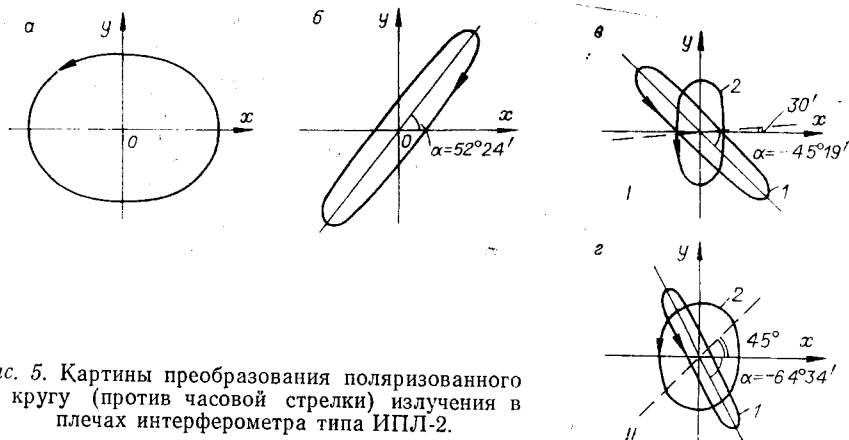


Рис. 5. Картины преобразования поляризованного по кругу (против часовой стрелки) излучения в плечах интерферометра типа ИПЛ-2.

Векторы Джонса, соответствующие видам поляризации:

$$\begin{aligned}
 a - \begin{vmatrix} x \\ y \end{vmatrix} &= e^{i\varphi} \begin{vmatrix} 0,6324 \\ 0,5e^{-i90^\circ} \end{vmatrix}; & b - \begin{vmatrix} x \\ y \end{vmatrix} &= e^{i\varphi} \begin{vmatrix} 0,4967e^{-i33^\circ18'} \\ 0,6351e^{-i13^\circ18'} \end{vmatrix}; \\
 c - \begin{vmatrix} x_1 \\ y_1 \end{vmatrix} &= e^{i\varphi} \begin{vmatrix} 0,4443e^{i(180^\circ-33^\circ18')} \\ 0,4491e^{-i13^\circ18'} \end{vmatrix}, & \begin{vmatrix} x_2 \\ y_2 \end{vmatrix} &= e^{i\varphi} \begin{vmatrix} 0,1414 \\ 0,3536e^{-i90^\circ} \end{vmatrix}; \\
 d - \begin{vmatrix} x_1 \\ y_1 \end{vmatrix} &= e^{i\varphi} \begin{vmatrix} 0,2221e^{i(180^\circ-33^\circ18')} \\ 0,4491e^{-i13^\circ18'} \end{vmatrix}, & \begin{vmatrix} x_2 \\ y_2 \end{vmatrix} &= e^{i\varphi} \begin{vmatrix} 0,2828 \\ 0,3536e^{-i90^\circ} \end{vmatrix}.
 \end{aligned}$$

В формулах (7)—(10) первые два члена соответствуют интенсивностям интерферирующих пучков I_1 и I_2 , третий — амплитуде переменной составляющей интерференционного сигнала как функции разности хода δ . Интенсивности пучков рассчитывались из предположения, что ин-

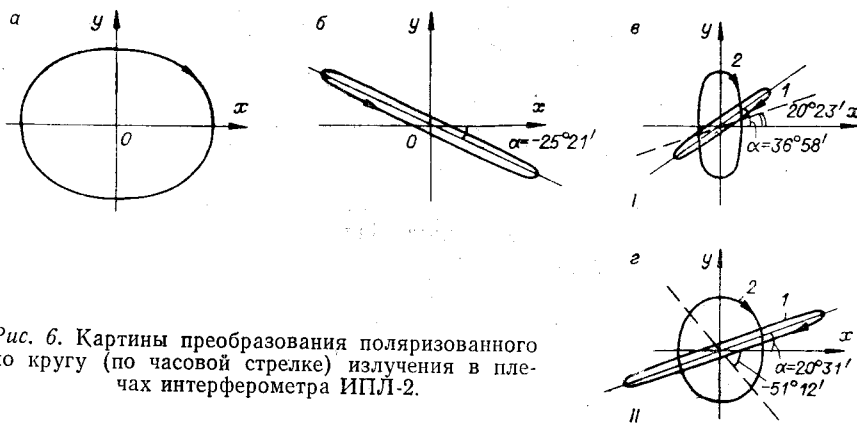


Рис. 6. Картины преобразования поляризованного по кругу (по часовой стрелке) излучения в плечах интерферометра ИПЛ-2.

Векторы Джонса, соответствующие видам поляризации:

$$\begin{aligned}
 a - \begin{vmatrix} x \\ y \end{vmatrix} &= e^{i\varphi} \begin{vmatrix} 0,6324 \\ 0,5e^{i90^\circ} \end{vmatrix}; & b - \begin{vmatrix} x \\ y \end{vmatrix} &= e^{i\varphi} \begin{vmatrix} 0,7272e^{-i49^\circ10'} \\ 0,3475e^{i(180^\circ-39^\circ50')} \end{vmatrix}; \\
 c - \begin{vmatrix} x_1 \\ y_1 \end{vmatrix} &= e^{i\varphi} \begin{vmatrix} 0,3252e^{i(180^\circ-49^\circ10')} \\ 0,2457e^{i(180^\circ-39^\circ50')} \end{vmatrix}, & \begin{vmatrix} x_2 \\ y_2 \end{vmatrix} &= e^{i\varphi} \begin{vmatrix} 0,1414 \\ 0,3536e^{-i90^\circ} \end{vmatrix}; \\
 d - \begin{vmatrix} x_1 \\ y_1 \end{vmatrix} &= e^{i\varphi} \begin{vmatrix} 0,6504e^{i(180^\circ-49^\circ10')} \\ 0,2457e^{i(180^\circ-39^\circ50')} \end{vmatrix}, & \begin{vmatrix} x_2 \\ y_2 \end{vmatrix} &= e^{i\varphi} \begin{vmatrix} 0,2828 \\ 0,3536e^{-i90^\circ} \end{vmatrix}.
 \end{aligned}$$

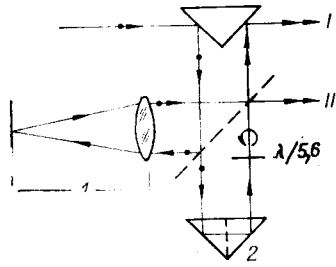


Рис. 7. Оптическая схема интерферометра для измерения перемещений.

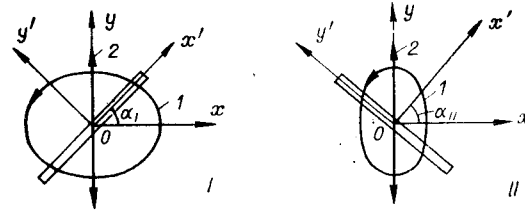


Рис. 8. Форма поляризации света в направлениях I и II после прохождения интерферометра: I — для измерительного плеча, 2 — для опорного плеча.

тенсивность света, входящего в интерферометр, равна 1. Коэффициенты k и n определялись соответственно по формулам

$$k = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}; \quad (11)$$

$$n = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\min}}, \quad (12)$$

где I_{\max} и I_{\min} — максимальное и минимальное значения интенсивности I .

Из анализа рис. 5, 6 и формул (7) — (10) видно, что при расположении фазовой пластинки на входе интерферометра возникает значительное неравенство интерферирующих пучков по интенсивности и в одном из направлений получаются полосы низкого контраста.

Рассмотрим распределение интенсивности и контраст полос при расположении фазовой пластинки в одном из плечей интерферометра на примере второй схемы, представленной на рис. 7. В опорном плече интерферометра установлена афокальная система 1 , состоящая из объектива и зеркала в его фокусе; в измерительном плече — уголкового призмы 2 . Интерференционная картина регистрируется в направлениях I и II . В измерительном плече после уголкового призмы установлена фазовая пластинка $\lambda/5,6$ в соответствии с приведенными выше расчетами.

Если в интерферометр входит линейно-поляризованный свет с вектором колебания, ориентированным вдоль оси Oy , то в опорном плече он изменяется только по амплитуде и сдвиг по фазе между интерференционными картинами в направлениях I и II может быть получен только за счет составляющих света, отраженного от уголкового призмы. На рис. 8 показана форма поляризации света, пришедшего из измерительного плеча интерферометра в направлениях I и II . Эти состояния поляризации характеризуются следующими векторами Джонса, полученными путем действия матричных операторов (1), (2) на свет, поляризованный по кругу:

$$\begin{vmatrix} x_I \\ y_I \end{vmatrix} = e^{i\varphi} \begin{vmatrix} 0,4472 \\ 0,3536e^{-i90^\circ} \end{vmatrix}; \quad \begin{vmatrix} x_{II} \\ y_{II} \end{vmatrix} = e^{i\varphi} \begin{vmatrix} 0,2236 \\ 0,3536e^{-i90^\circ} \end{vmatrix}. \quad (13)$$

Амплитудные коэффициенты векторов рассчитаны из предположения, что интенсивность света, входящего в интерферометр, равна 1.

Используя выражения (13) и обычную матрицу поворота, можно легко найти взаимосвязь между положениями систем координат $x'_I y'_I$

и $x_{II} y_{II}$, для которых разность фаз колебаний, например, вдоль осей x_I и y_{II} составляет 90° :

$$\operatorname{tg} \alpha_{II} = \frac{0,3536^2}{0,4472 \cdot 0,2236} \operatorname{tg} \alpha_I. \quad (14)$$

Из (14) следует, что если $\alpha_I = 45^\circ$, то $\alpha_{II} = 51^\circ 21'$.

Располагая поляроиды вдоль осей Ox'_I и Oy'_{II} соответственно в направлениях I и II , получим следующие распределения интенсивностей в интерференционных картинах, контраст полос и отношение переменной и постоянной составляющих интерференционного сигнала:

$$I_I = 0,1624 + 0,1253 + 0,2850 \cos \delta; \quad (15)$$

$$k_I = 0,99; \quad n_I = 190;$$

$$I_{II} = 0,0789 + 0,1525 + 0,2194 \cos (+90 + \delta); \quad (16)$$

$$k_{II} = 0,95; \quad n_{II} = 36.$$

Экспериментально были получены значения $k_I = 0,98$ и $k_{II} = 0,93$, которые хорошо согласуются с расчетными данными.

Из сравнения формул (7)—(10) и (15)—(16) можно заключить, что для оптимального преобразования падающего света в полезный сигнал предпочтительнее устанавливать фазовую пластинку в плечо интерферометра, причем вблизи места встречи интерферирующих лучей. Действительно, из формул видно, что переменный сигнал, который несет информацию о перемещении, возрастает в одном из направлений (1) в $\sim 1,5$ —2 раза, а его отношение к постоянной составляющей в ~ 30 —60 раз.

Следует заметить, что при установлении в направлении I поверхности полного внутреннего отражения в качестве поворотного элемента вводится дополнительный фазовый сдвиг между составляющими по оси Ox и Oy в результате действия матричного оператора (3) и наблюдается ослабление полезного сигнала. Если последнее существенно влияет на построение электронно-счетной части интерферометра, то на поверхность полного внутреннего отражения можно нанести диэлектрическое покрытие. Таким же образом можно исключить при необходимости поляризационное влияние уголкового призмы.

Результаты работы могут быть использованы при расчетах поляризационных эффектов и контраста полос в интерферометрах различных конструкций.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Коронкевич, Г. А. Ленкова. Лазерный интерферометр для измерения длины.— «Автоматрия», 1971, № 1.
2. У. Шерклиф. Поляризованный свет. М., «Мир», 1965.
3. Е. Р. Реск. Polarization properties of corner reflectors and cavities.— "J. Opt. Soc. Am.", 1962, т. 52, № 3.

Поступила в редакцию 24 апреля 1975 г.