

В. К. ПОЛЯНСКИЙ, А. Г. УШЕНКО

(Черновцы)

**ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ,
ПРОШЕДШЕГО СКВОЗЬ ПЛОСКИЙ РАССЕИВАЮЩИЙ СЛОЙ
С РАЗЛИЧНЫМ СОСТОЯНИЕМ ПОВЕРХНОСТИ РАЗДЕЛА
С ВНЕШНЕЙ СРЕДОЙ**

Большинство окружающих нас сред являются светорассеивающими. Влияние рассеяния сводится к «зашумлению» объектного поля. Возможности голографического снижения вуалирующего влияния рассеянного фона в случае нестационарных рассеивателей обсуждаются в работах [1—4].

Рассеивающая среда (независимо от ее природы) оказывает существенное влияние на поляризационную структуру поля рассеянного излучения [5]. В голографическом эксперименте регистрируется только одна «поляризационная проекция» объектного поля — координатная поляризации референтного пучка [6]. Поэтому задача исследования поляризационных характеристик объектного поля рассеивающих сред весьма актуальна.

Наиболее полно результат процесса светорассеяния (изменение энергетических и поляризационных характеристик) описывается матрицей преобразования параметров Стокса — матрицей рассеяния [5]. Настоящая работа посвящена исследованию матрицы рассеяния плоского рассеивающего слоя с целью выявления влияния поверхности раздела с внешней средой и процессов рассеяния внутри слоя на поляризационную структуру света, прошедшего сквозь него. В основу модельных представлений о процессах светорассеяния на исследуемом объекте положены следующие предположения.

1. Рассеивающие включения, внедренные в диэлектрическую среду, считаем достаточно крупными, имеющими четко выраженные грани. Показатель преломления окружающей среды $n_1 = 1$, показатель преломления «связующей» среды-носителя n_2 , показатель преломления вещества рассеивающих центров n_3 . В зависимости от соотношения между n_2 и n_3 могут иметь место следующие акты рассеяния.

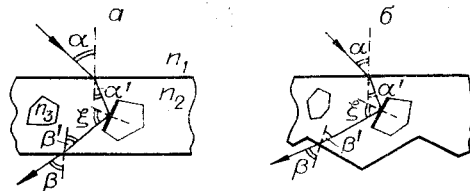
1. Однократное взаимодействие луча с рассеивающими включениями: а) отражение от микрограницы рассеивающего центра, если $\sin \xi < n_3/n_2$ (ξ — угол падения луча на микрогрань); б) «полное» отражение от микрограницы рассеивающего центра, если $\sin \xi > n_3/n_2$ и $n_3 < n_2$. Обозначим эти механизмы рассеяния как механизм 1 и механизм 2 соответственно.

2. Рассеяние в результате кратных актов взаимодействия — многократное рассеяние. Неправильность формы рассеивающих образований должна привести к весьма большой степени деполяризации соответствующего потока в силу статистического осреднения ориентаций поляризации. Обозначим такие акты рассеяния, как механизм 3.

Можно полагать, что акты полного отражения на микрогранях включений приведут к эффекту фазового вращения — возникновению разности фаз δ между p - и s -компонентами соответствующих парциальных потоков. Выполнив расчеты с учетом прохождения плоской границы раздела с

Рис. 1. Схема взаимодействия луча с рассеивающим центром и поверхностью раздела с внешней средой:

a — прохождение луча сквозь рассеивающий слой с полированной границей раздела; *б* — с шероховатой границей раздела.



внешней средой (рис. 1, *a*), разность фаз (на основании формул Френеля) можно определить из следующего соотношения:

$$\operatorname{tg} \frac{\delta}{2} = \frac{\sin \frac{\alpha' + \beta'}{2}}{\cos^2 \frac{\alpha' + \beta'}{2}} \sqrt{\cos^2 \frac{\alpha' + \beta'}{2} - \left(\frac{n_3}{n_2}\right)^2}. \quad (1)$$

Здесь α' и β' связаны с α и β следующими соотношениями: $\sin \beta = n_2 \sin \beta'$, $n_3 < n_2$, $\xi = \pi/2 - (\alpha' + \beta')/2$, $\cos \frac{\alpha' + \beta'}{2} > \frac{n_3}{n_2}$, $\sin \alpha = n_2 \sin \alpha'$, где α — угол падения, β — угол наблюдения, α' — угол преломления, β' — угол падения луча, отраженного рассеивающим центром, на границу раздела с внешней средой.

Анализ соотношений, связывающих углы α , β , α' , β' , показывает, что в обычных условиях ($n_1 = 1$, $n_2 > 1$) в прошедшем рассеянном пучке присутствуют парциальные потоки, соответствующие действию механизма 2, и нет потоков, обусловленных механизмом 1. Естественно, что поле рассеянного излучения формируется многократно рассеянными лучами (механизм 3).

II. В случае неровной (шероховатой) поверхности раздела в прошедшем потоке могут присутствовать все три составляющих (механизмы 1–3).

Исследовав соотношение (1) на экстремум (полагая, что освещение ведется перпендикулярно тыльной полированной грани объекта, т. е. $\alpha = 0^\circ$), можно считать, что максимум эллиптичности формируется при условии

$$\sin \xi = \sqrt{\frac{n_2^2 - 1}{n_2^2 + 1}}. \quad (2)$$

В реальном распределении микроплощадок шероховатой поверхности образца всегда найдется совокупность таких, которые будут формировать наилучшие условия выхода луча, претерпевшего полное отражение на микрогранице рассеивающего центра и приобретшего максимальную разность фаз. На рис. 1, *б* они показаны штрихом. Поэтому для таких объектов может наблюдаться максимум (при некотором значении угла β) эллиптичности.

Таким образом, посредством поляризационных измерений можно:

1) обнаружить акты полного отражения на веществе рассеивающих включений (эффект фазового вращения) путем исследования соответствующих матриц рассеяния;

2) подтвердить предположение о влиянии поверхности раздела с внешней средой на поляризационные характеристики поля рассеянного излучения;

3) оценить деполаризующее влияние рассеивающего слоя на поляризационную структуру прошедшего потока.

Экспериментальные исследования выполнены на стоксполяриметре [7]. Источником излучения служил гелий-неоновый лазер ЛГ-56, $\lambda = 0,63$ мкм. Освещение велось коллимированным «узким» пучком света

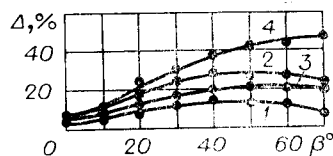
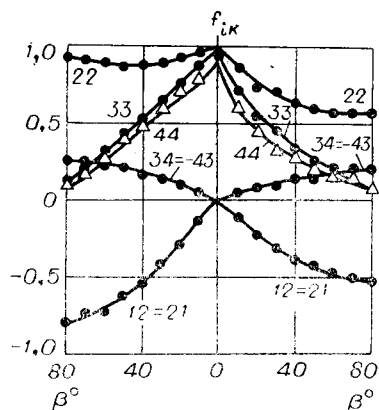


Рис. 3. Степень деполаризации прошедшего потока:

1, 2 — плоскопараллельные образцы ($\tau_r = 0,15$ и $0,00$ соответственно); 3, 4 — эти же образцы, шлифованные абразивом М-28.

Рис. 2. Приведенные матрицы рассеяния полированных образцов опалового плексигласа

($\tau_r = 0,15$ — левая часть, $\tau_r = 0,00$ — правая часть рисунка). Индексами ik обозначены соответствующие элементы матрицы рассеяния.

диаметром 5 мм. Линейно-поляризованный лазерный пучок преобразовывался в циркулярный с помощью кристаллической пластинки $\lambda/4$. Погрешность пластинки (отклонение поляризации от циркулярной) составляла 2 %. Объектом исследования служили образцы опалового плексигласа (плоскопараллельные пластинки толщиной 3,5 и 6 мм, $n_2 = 1,52$) как с полированной, так и с односторонне матированной поверхностью раздела с внешней средой. Матирование полированной грани осуществлялось механическим способом с применением абразива со средними размерами микрочастиц 28 мкм. Коэффициент направленного пропускания (отношение светового потока, прошедшего сквозь образец и не претерпевшего рассеяния, к световому потоку, упавшему на него) полированных образцов $\tau_r = 0,15$ и $0,00$ соответственно. Угол рассеяния отсчитывался от нормали к поверхности образца. Ошибка при определении матричных элементов (без использования пластинки $\lambda/4$) составляла 2 %. Погрешность измерения других элементов матрицы рассеяния не превышала 4 %.

Результаты исследования матриц рассеяния плоскопараллельных полированных образцов опалового плексигласа представлены на рис. 2.

Приведенные матрицы рассеяния имеют вид

$$\begin{pmatrix} 1 & f_{12} & 0 & 0 \\ f_{21} & f_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & f_{33} & f_{34} \\ 0 & 0 & f_{43} & f_{44} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где $f_{12} = f_{21}$, $f_{34} = -f_{43}$.

Наличие «нулевых» матричных элементов и равенство параметров f_{12} , f_{21} , f_{34} , f_{43} обусловлены статистической симметрией неоднородностей, из которых состоит объект [5].

Отличие элемента f_{22} (в широкой области углов рассеяния) и элементов $f_{12} = f_{21}$ (около угла $\beta = 90^\circ$) от единицы свидетельствует о деполаризации прошедшего потока.

Наличие не равных нулю элементов f_{34} , f_{43} , указывающих на частичную эллиптичность рассеянного потока, подтверждает предположение о имеющих место актах полного отражения на рассеивающих центрах. Рассеивающими образованиями в опаловом плексигласе являются включения воздуха в виде прожилок разной формы, которые легко наблюдаются при микроскопическом исследовании его скола. Отсутствие максимума индикатрис элементов $f_{34} = -f_{43}$ связано с тем, что, начиная с угла $\beta'_0 =$

$= 41^\circ (\beta'_0 = \arcsin \frac{1}{n_2})$, лучи, приобретшие разность фаз (1), не выходят во внешнюю среду. Претерпев полное отражение на плоской границе раздела с внешней средой, они вновь попадают внутрь рассеивающего слоя и выходят во внешнюю среду существенно деполаризованными.

Из сравнения матриц рассеяния обоих образцов опалового плексигласа видно, что величина матричных элементов и «ход» их угловых зависимостей заметно отличаются между собой. Такое различие наиболее выражено проявляется в области больших углов рассеяния. Это связано с тем, что образцы характеризуются неодинаковой «деполаризирующей способностью». Графики угловых зависимостей степени деполаризации Δ для этих образцов показаны на рис. 3 (кривые 1 и 2). Степень деполаризации определялась по формуле

$$\Delta = (2m/(M + m))100\%, \quad (4)$$

где m — минимальный отсчет ($0-90^\circ$), M — максимальный отсчет ($0-0^\circ$) для положений поляризатора и анализатора соответственно.

Из приведенных зависимостей следует, что с ростом угла рассеяния увеличивается вклад в поле рассеянного излучения парциального потока, обусловленного действием механизма 3. Некоторое уменьшение деполаризации рассеянного потока для больших β связано с тем, что многократно рассеянные лучи частично поляризуются в процессе выхода во внешнюю среду сквозь плоскую границу раздела. Степень поляризации этой части потока определится соотношением

$$P = -\frac{\Phi_0}{\Phi_0 + \Phi_*} = -\frac{\sin^2(\beta - \beta')}{1 + \cos^2(\beta - \beta')} \quad (5)$$

Φ_* — полностью деполаризованная часть, Φ_0 — плоскополяризованная часть с азимутом поляризации, равным нулю).

Вклад деполаризованной составляющей в рассеянный поток «зашумляет», сглаживает поляризационные характеристики поля рассеянного излучения, о чем свидетельствует малая величина соответствующих матричных элементов образца с $\tau_r = 0,00$. В предельном случае матрица рассеяния вырождается в матрицу идеально деполаризирующего слоя [8].

Приведенные матрицы рассеяния односторонне шлифованных образцов опалового плексигласа представлены на рис. 4. Структура (симметрия) матрицы рассеяния остается прежней и имеет вид (3).

Наличие шероховатой поверхности раздела с внешней средой оказывает значительное влияние на величину и характер изменения индикатрис ненулевых матричных элементов. Из сравнения матриц рассеяния (см. рис. 2, 4) видно, что с ростом угла рассеяния индикатрисы матричных элементов образцов со шлифованной поверхностью уменьшаются быстрее, чем соответствующие индикатрисы матрицы рассеяния полированных образцов. Это связано с тем, что шероховатая поверхность сама оказывает деполаризирующее влияние на рассеянный поток [9]. Возрастание степени деполаризации потока, прошедшего через такие образцы, иллюстрируется полученными зависимостями (см. рис. 3, кривые 3 и 4).

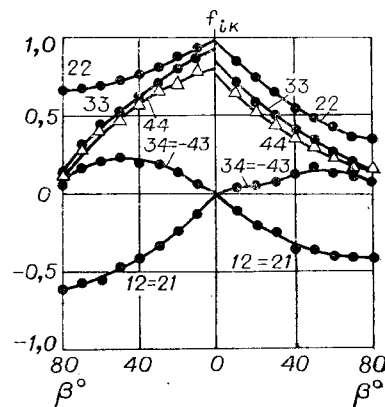


Рис. 4. Приведенные матрицы рассеяния шлифованных образцов опалового плексигласа. (Обозначения те же, что и для рис. 2).

го из соотношения (2).

Выполненные исследования позволяют заключить:

1. Поле рассеянного излучения, прошедшего сквозь рассеивающий слой (при условии $\sin \xi > n_3/n_2$, $n_3 < n_2$), содержит поляризованную компоненту, обусловленную актами полного отражения света на рассеивающих включениях, внедренных в однородную диэлектрическую среду.

2. Форма поверхности раздела рассеивающего слоя с внешней средой оказывает существенное влияние на поляризационные характеристики поля рассеянного излучения, проявляющееся как в различном «ходе» индикатрис матричных элементов, так и в их относительной величине.

3. Описанная методика может быть полезна в задачах, связанных с вопросами голографирования различных рассеивающих объектов и сред.

ЛИТЕРАТУРА

1. Stetson K. A. Holographic for Penetration.—J. Opt. Soc. Am., 1967, vol. 57, p. 1060—1062.
2. Spitz E. Reconstruction Holographique des Objects a Travers un Milieu Diffusant en Movement.—Compt. Rend. B., 1967, vol. 264, p. 1449—1452.
3. Гальперн А. Д. Об улучшении качества изображения при наблюдении через рассеивающую среду.—Опт. и спектр., 1973, т. 35, № 1.
4. Гальперн А. Д., Сударушкин Д. С. Эксперименты по наблюдению объектов через рассеивающие среды с помощью метода накопления голограмм.—Опт. и спектр., 1976, т. 40, № 2.
5. Ван де Хюлет Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: ИЛ, 1961.
6. Полянский В. К., Ковальский Л. В. К вопросу о полном измерении в голографии.—Опт. и спектр., 1971, т. 31, № 5.
7. Полянский В. К., Рвачев В. П. К вопросу об отражении света шероховатыми поверхностями.—Опт. и спектр., 1966, т. 20, № 4.
8. Войшвилло Н. А. Матрицы рассеяния плоского рассеивающего слоя при различной кратности рассеяния.—Опт. и спектр., 1977, т. 42, № 3.
9. Полянский В. К., Танащук М. П. Влияние трещиноватого слоя на поляризационные свойства шлифованной поверхности стекла.—Опт. и спектр., 1978, т. 45, № 3.

Поступила в редакцию 24 апреля 1980 г.

УДК 539.216.2 : 537.525.92

Э. Г. КОСЦОВ, З. В. ШАПОЧАНСКАЯ

(Новосибирск)

ИМПУЛЬСНЫЙ ФОТООТКЛИК ПРИ МОНОПОЛЯРНОЙ ИНЖЕКЦИИ В ДИЭЛЕКТРИК

1. В [1] рассмотрен переходный ток в диэлектрике с ловушками, вызванный импульсным освещением, при этом образец снабжен инжектирующими контактами, время пролета электронами межэлектродного расстояния $t_0 = d/\mu E_0$ значительно меньше, чем время их захвата $\tau_{зах} = 1/\sigma v N_t$, а напряжение V приложено к нему задолго до светового воздействия (d — толщина диэлектрического слоя, N_t — концентрация центров захвата, μ , v , σ — подвижность, тепловая скорость электронов, сечение их захвата центром). Освобожденный в тонком слое импульсом света заряд Q незначителен: $Q \ll \epsilon \epsilon_0 V$, $\epsilon \epsilon_0$ — диэлектрическая проницаемость. В работах [2, 3] описано изменение полного тока $I(t)$ при генерации светом носи-