

ментальные значения РС в ряде случаев [6, 8, 9]) меньше значения РС этой линии в газовой фазе ($PC_{762}^{газ} = 14 \cdot 10^{-8} \text{ см}^4/\text{г}$ [4]). Это кажется странным, так как сейчас общепринято считать, что ММВ увеличивает интенсивность при переходе от газа к жидкости.

Для оценки РС можно было бы привлечь данные по абсолютным дифференциальным сечениям КР, однако для хлороформа экспериментальных данных по сечениям КР в жидкости найти в литературе не удалось.

Из уравнений (2) и (3) следует, что ММВ должно в одинаковой степени влиять на линии, относящиеся к одному типу симметрии, так как коэффициенты L_{ij} , учитывающие ММВ, будут одинаковыми для всех линий одной и той же симметрии. Этот вывод является общим для всех молекул, что легко видеть из уравнения (1). Данное заключение является следствием учета симметрии [1, 2] в модели жидких диэлектриков. Предлагаемые ранее теории [13] предсказывали одинаковое влияние ММВ на все линии данной молекулы.

В заключение отметим, что предлагаемый в настоящей работе метод проверки теории [1, 2] решением прямой электрооптической задачи является более простым, чем предлагаемый в работе [2]. Однако при этом способе проверки нужно иметь сведения об ЭОП, полученные из экспериментов в газе. Такие данные получены Свердловым с сотрудниками для галоидозамещенных метана. К сожалению, для этих же соединений нами не найдено данных для экспериментальных значений РС в жидкостях, наличие которых позволило бы проверить развиваемый метод для большего числа молекул.

Автор благодарен Л. М. Свердлову и В. Г. Мохнаткину за предоставление данных об ЭОП хлороформа и Н. К. Сидорову за полезные обсуждения.

Литература

- [1] О. Г. Боков. Опт. и спектр., 36, 885, 1974.
- [2] Н. В. Богачев. Опт. и спектр., 36, 1003, 1974.
- [3] С. К. Потапов, Н. В. Богачев. Опт. и спектр., 36, 371, 1973.
- [4] W. Holzer. J. Molec. Spectr., 25, 123, 1968; H. W. Schötte, H. J. Bernstein. J. Molec. Spectr., 12, 1, 1964.
- [5] О. Г. Боков. Опт. и спектр., 34, 1000, 1973.
- [6] H. J. Bernstein, G. Allen. J. Opt. Soc. Am., 45, 237, 1955.
- [7] D. A. Long, D. C. Milner, A. G. Thomas. Proc. Roy Soc., A237, 197, 1956.
- [8] D. H. Rank. J. Chem. Phys., 16, 700, 1948.
- [9] K. Venkateswarlu, G. Thyagarajan. Z. Phys., 154, 70, 1959.
- [10] H. L. Welsh, M. F. Crawford, T. R. Thomas, G. R. Love. Canad. J. Phys., 30, 577, 1952.
- [11] L. Brandmüller, E. W. Schrötter. Z. Phys., 149, 131; 1957; H. W. Schütter. Z. Elektrochem., 64, 853, 1960.
- [12] И. Брандмюллер, Г. Мозер. Введение в спектроскопию комбинационного рассеяния света. М., Изд. «Мир», 1964.
- [13] В. М. Пивоваров. Опт. и спектр., 9, 226, 1960; P. Mirone. Spectrochim. Acta, 22, 1867, 1966.

Поступило в Редакцию 6 июня 1973 г.

УДК 535.41.06

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ОБЪЕКТОВ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЕЙ СДВИГА

Н. Г. Власов, Ю. П. Пресняков и Э. Г. Семёнов

Интерферометрия сдвига широко применяется для исследования геометрических параметров объектов с зеркально отражающими поверхностями. Однако для диффузно отражающих объектов применение сдвиговой интерферометрии как в классическом, так и в голографическом варианте считается принципиально невозможным. Действительно микроструктура поверхности диффузно отражающего объекта описывается как реализация стационарного случайного процесса, зависящего от пространственных координат. При сдвиге на величину, превышающую радиус корреляции (т. е. на величину, превышающую разрешение оптической системы сдвигового интерферометра), функция автокорреляции, описывающая контраст интерференционных полос, становится равной нулю. По этой же причине считается невозможным и интерференционное сравнение различных диффузно отражающих объектов. В нашей предыдущей работе [1] была предложена сдвиговая интерферометрия интенсивности в диффузно когерентном излучении и рассмотрено исследование деформаций на ее основе. В настоящей работе впер-

выс будет показано, что для упомянутого выше направления интерферометрии рассмотренное выше ограничение не действительно. Метод основан на том, что двойная экспозиция на квадратичный детектор позволяет записать функцию взаимной интенсивности волновых полей, отраженных от исследуемых объектов, которая изменяется между экспозициями только на фазовый множитель, несущий информацию о различии между объектами.

Освещающее излучение рассеивается поверхностью объекта диффузно, поэтому два сдвинутых изображения одного и того же объекта или совмещенные изображения различных объектов могут быть построены сдвиговым интерферометром как делением по амплитуде, так и делением по волновому фронту. Последнее наиболее просто сделать, используя билинзу.

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Исследуемые объекты O_1 и O_2 освещаются параллельным пучком когерентного излучения и дважды фотографируются билинзой на одну и ту же фотопластинку. Сдвиг частей билинзы A и B выбирается таким, чтобы изображения объектов были совмещены. Между экспозициями освещающий пучок с волновым вектором $k_1 = (2\pi/\lambda)(-\sin\psi; 0; -\cos\psi)$ поворачивается на малый угол θ так, что во время второй экспозиции волновой вектор $k_2 = (2\pi/\lambda)(-\sin(\psi+\theta); 0; -\cos(\psi+\theta))$, причем угол ψ между осью Z и k_1 отсчитывается от оси против часовой стрелки. Билинза диафрагмирована экраном \mathcal{E} с двумя отверстиями, каждое из которых приходится на одну из ее частей. В области наложения изображений интенсивность во время 1-й и 2-й экспозиций равна

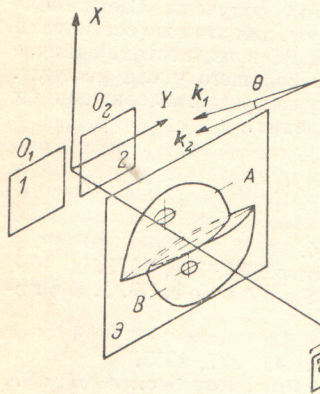


Рис. 1. Схема эксперимента.

где $V_{i,j}$ — комплексная амплитуда изображения i -го объекта во время j -й экспозиции, $\omega_{A,B}r = (2\pi/\lambda d_i)(X_{A,B}X + Y_{A,B}Y)$, λ — длина волны освещающего излучения, d_i — расстояние от плоскости билинзы до плоскости изображения, $(X_{A,B}; Y_{A,B})$ — координаты центров отверстий в экране, $\Delta k = k_2 - k_1 = (2\pi/\lambda)(\sin\psi - \sin(\psi+\theta); 0; \cos\psi - \cos(\psi+\theta))$; $R_{1,2} = [x; y; Z_{1,2}(X, Y)]$ — радиус-векторы поверхностей, $Z_{1,2}(X, Y)$ — их уравнения. Различные индексы у комплексных амплитуд во время 1-й и 2-й экспозиций вызваны тем, что в общем случае микроструктура изображений зависит от направления освещения объекта из-за конечного размера его микронеоднородностей, причем эта зависимость сказывается только на контрасте интерференционных полос.

Считая, как обычно, амплитудное пропускание проявленной фотопластинки $T(X, Y)$ пропорциональным зарегистрированной интенсивности

$$T(X, Y) \sim \mathcal{I}_1(X, Y) + \mathcal{I}_2(X, Y),$$

получим, что при восстановлении комплексная амплитуда изображения в одном из первых порядков дифракции (в направлении, определяемом вектором $\omega_A - \omega_B$) равна

$$U(X, Y) = V_{11}V_{21}^* + V_{12}V_{22}^* \exp(i\Delta k(R_1 - R_2)). \quad (1)$$

В голографической интерферометрии диффузно отражающих объектов контраст интерференционных полос следует понимать как интегральную величину, усредненную по координатам [2]. В нашем случае усреднение квадрата модуля выражения (1) дает для контраста полос величину, пропорциональную пространственной корреляции интенсивности $\langle V_{11}V_{12}^*V_{21}V_{22}^* \rangle$, где угловые скобки означают усреднение по координатам. Пренебрегая зависимостью амплитуд V_{12} , V_{22} от Δk (т. е. $V_{11} = V_{12}$, $V_{21} = V_{22}$), получим, что интенсивность восстановленного изображения равна

$$I(X, Y) = |U(X, Y)|^2 \sim 1 + \cos[\Delta k(R_1 - R_2)]. \quad (2)$$

Раскрывая скобки в (2), найдем

$$I(X, Y) \sim 1 + \cos[\Delta k_x p + \Delta k_z(Z_1(X, Y) - Z_2(X, Y))], \quad (3)$$

где p — величина относительного сдвига изображений.

Таким образом, уравнение (3) описывает интерференционную картину, которая характеризует макроскопическое различие поверхностей сравниваемых объектов.

Считая $\theta \ll 1$ и опуская несущественную постоянную Δk_{XP} в аргументе косинуса в (3), получим

$$I(X, Y) \sim 1 + \cos \left\{ \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{\theta^2 \cos \psi}{2} + \theta \sin \psi \right) [Z_1(X, Y) - Z_2(X, Y)] \right\}.$$

При освещении по нормали к оптической оси ($\psi = \pi/2$)

$$I(X, Y) \sim 1 + \cos \left\{ \frac{2\pi}{\lambda} \theta [Z_1(X, Y) - Z_2(X, Y)] \right\}. \quad (4)$$

В этом случае поверхности объектов должны быть повернуты вокруг оси Y . Экспериментальные результаты, полученные по схеме рис. 1 и соответствующие уравнению (4), приведены на рис. 2, а, б.

На рис. 2, а показана интерферограмма сдвига куска мела, на котором выточена цилиндрическая ложбинка. На рис. 2, б — интерферограмма сравнения двух различных кусков мела, поверхности которых повернуты на угол $\approx \pi/4$ около оси Y и на угол $\approx 10^{-2}$ относительно друг друга. Освещающий пучок поворачивался на угол $\theta \approx 2 \cdot 10^{-2}$



Рис. 2. Интерферограмма сдвига куска мела (а) и интерферограмма сравнения двух различных кусков мела (б).

при получении интерферограммы рис. 2, а и на угол $\theta \approx 10^{-2}$ при получении интерферограммы рис. 2, б.

Возможно также изменение волнового вектора Δk между экспозициями не только по направлению, но и по величине, например, изменяя показатель преломления среды, окружающей исследуемые объекты или изменяя длину волны освещающего излучения. При изменении показателя преломления между экспозициями на величину Δn выражение (2) преобразуется следующим образом:

$$I(X, Y) \sim 1 + \cos \left\{ \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n [Z_1(X, Y) - Z_2(X, Y)] \right\}, \quad (5)$$

а при изменении длины волны

$$I(X, Y) \sim 1 + \cos \left\{ \frac{2\pi \Delta \lambda}{\lambda_1 \lambda_2} [Z_1(X, Y) - Z_2(X, Y)] \right\}, \quad (6)$$

где $\Delta \lambda = |\lambda_1 - \lambda_2|$, λ_1 — длина волны освещения во время 1-й экспозиции, λ_2 — во время 2-й экспозиции.

Сравним описанный метод с методами интерференционных контурных карт, показывающих удаление частей одного и того же объекта по глубине сцены [3, 4]. В отличие от них настоящий метод дает интерференционную картину, математически описываемую (4)–(6) линиями уровня разности между уравнениями поверхностей двух сравниваемых объектов, т. е. метод позволяет регистрировать различие объектов по размерам и форме.

В заключение перечислим кратко возможные применения описанной методики для диффузно отражающих объектов, а также зеркально отражающих и фазовых объектов, освещенных через диффузный рассеиватель: определение локальных неоднородностей поверхности и производной от формы поверхности дифференциальной интерферометрией сдвига, сравнение различных объектов и сравнение различных сторон одного и того же объекта (толщинометрия) интерферометрией полного сдвига.

Литература

- [1] Н. Г. В л а с о в, Ю. П. П р е с н я к о в. Квантовая электроника, № 2 (14), 80, 1973.
- [2] L. H. T a n n e r. J. Sci. Instrum. (J. of Phys. E), 1, Ser. 2, 517, 1968.
- [3] В. Р. Н и л д е б р а н д т, К. А. Н а и н е с. J. Ont. Soc. Am., 57, 155, 1967.
- [4] N. S h i o t a k e at al. Japan J. Appl. Phys., 7, 2107, 1968.

Поступило в Редакцию 3 июня 1973 г.