

начальном этапе этого взаимодействия намагниченность составляет с осью z угол θ , больший $\frac{\pi}{2}$, оно сводится к уменьшению θ и увеличению поперечной намагниченности, т.е. возрастанию сигнала эха. Из-за большого значения коэффициента усиления такие углы достижимы и при малых значениях амплитуды возбуждающего поля. Из приведенных простых соображений видно, что ПК может усиливать сигналы эха в магнетиках, в то время как в парамагнетиках из-за большой величины T_R контур не взаимодействует с намагниченностью в экспериментах по спиновому эху [7].

Суммируя, можно сказать, что такие черты наблюдаемого усиления сигналов эха, как: 1) резонансный по настройке ПК характер; 2) уменьшение эффекта при повышении температуры (увеличении T_R из-за уменьшения m_0) свидетельствуют о том, что усиление сигналов эха при включении ПК является результатом стимулированного излучения ядерными моментами.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] B ö s i g e r P., B r u n E., M e i e r D. // Phys. Rev. A. 1978. V. 18. N 2. P. 671-684.
- [2] А б р а г а м А. Ядерный магнетизм. М.: ИЛ, 1963, гл. 3. 552 с.
- [3] К и с е л е в Ю.Ф., П р у д к о г л я д А.Ф., Ш у м о в с к и й А.С., Ю к а л о в В.И. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. В. 2. С. 344-349.
- [4] К у р к и н М.И., С е р и к о в В.В. // ФТТ. 1970. Т. 12. С. 3524-3529.
- [5] B a n c r o f t M.H. // Phys. Rev. B. 1970. V. 2. N 1. P. 182-188.
- [6] П о м е р а н ц е в Н.М., Р ы ж к о в В.Н., С к р о ч к и й Г.В. Физические основы квантовой магнитометрии. М.: Наука, 1972.
- [7] B l o e t b e r g e n N., P o u n d R.V. // Phys. Rev. 1954. V. 95. P. 8-15.

Поступило в Редакцию
10 февраля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 10 26 мая 1989 г.
07; 12

КОМПЬЮТЕРНЫЙ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ МИКРОСКОП

В.П. Т ы ч и н с к и й, А.В. Т а в р о в

Предложен и реализован новый модуляционный метод получения поляризационно-контрастного изображения прозрачных микробиъек-
36

тов. Показана принципиальная возможность получения более высокого латерального разрешения, чем в обычных микроскопах.

В в е д е н и е

Известные [1, 2] поляризационно-чувствительные приборы в соответствии с их назначением можно разделить по пространственному разрешению на два больших класса: одноточечные эллипсометры различных систем и поляризационные микроскопы (ПМ). В отличие от эллипсометров, которые позволяют с высокой точностью определять двулучепреломление δ и азимут θ анизотропной структуры, ПМ широко используются для качественных исследований биологических объектов, магнитно-активных пленок, кристаллических структур [3, 4], световолокон [5] и т.д.

В связи с успешным развитием компьютерных методов анализа микроизображения и появлением нового типа микроскопов – фазовых, конфокальных, дифференциальных [6, 7], обладающих высоким латеральным разрешением, представляет практический интерес анализ перспектив создания компьютерных поляризационных микроскопов (КПМ).

С помощью КПМ может быть получена количественная информация о двумерных „портретах“ анизотропных объектов, в том числе элементов интегральной оптики, полупроводниковых структур, видеодисков. Для этой цели в КПМ (в отличие от классической эллипсометрии [2]) можно ограничиться измерением одной величины, зависящей известным образом от δ и θ , если она с достаточным контрастом будет отражать характерную для объекта пространственную структуру.

Наиболее распространены по известным причинам модуляционные методы. В этих методах переменная составляющая фототока содержит в амплитуде A и фазе ψ информацию δ и θ . Даже если ограничиться только измерением фазы ψ , можно получить изображение в виде некоторой комбинации δ и θ с пространственным разрешением более высоким, чем для амплитудных объектов.

Целью настоящего сообщения является обоснование компьютерного метода получения поляризационного изображения с высоким пространственным разрешением и обсуждение результатов предварительных экспериментов.

А н а л и з с т р у к т у р н о й с х е м ы К П М

Рассмотрим блок-схему модуляционного КПМ, приведенную на рис. 1, где 1 – гелий-неоновый лазер, 2 – ячейка Поккельса, 3 – конденсор, 4 – анизотропный прозрачный объект, 5 – микрообъектив, 6 – анализатор, 7 – координатно-чувствительный фотоприемник (диссектор), 8 – электронный блок, 9 – ЭВМ.

В этой схеме излучение лазера с линейной поляризацией \hat{E}_i проходит последовательно через модулятор с матрицей передачи $\hat{A}(H)$, объект $\hat{\sigma}(\theta, \delta)$ и анализатор \hat{A} . Интенсивность света $I(x, y, t)$

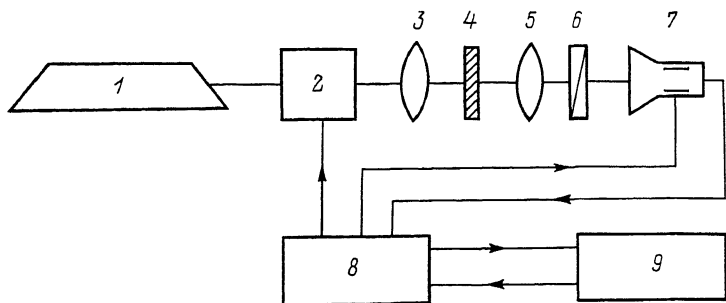


Рис. 1.

в точке с координатами объекта x, y связана с характеристиками элементов оптической схемы известными соотношениями:

$$I(x, y, t) = \frac{1}{2} |E_0(x, y, t)|^2, \quad (1)$$

$$\hat{E}_0(x, y, t) = \hat{p} \cdot \hat{O}(x, y) \hat{M}(t) \hat{E}_i.$$

В переменной составляющей фототока

$$I(x, y, t) \sim \left\{ 1 - A(x, y) \sin[\beta t - \psi(x, y) + \psi_0] \right\} \quad (2)$$

для $\hat{M}(t) \hat{E}_i = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} e^{i\beta t} \\ 1 \end{vmatrix}$ объектная информация содержится в амплитуде $A(x, y)$ и фазе $\psi(x, y)$. Мы в дальнейшем ограничимся только информацией, содержащейся в $\psi(x, y)$, поскольку измерения амплитуды менее надежны и зависят от ряда трудно контролируемых факторов.

Измерения фазы в описываемом КПМ производились методом временного интервала [8], согласно которому локальное значение фазы $\psi(x, y)$ пропорционально длительности стандартных импульсов, формируемых по нулевым значениям переменной составляющей фототока. Можно показать, что измеряемые значения $\psi(x, y)$ связаны с двулучепреломлением объекта $\delta(x, y)$ и азимутом анизотропной структуры $\theta(x, y)$ соотношением

$$tg \psi(x, y) = \cos 2\theta(x, y) tg \frac{\delta(x, y)}{2}. \quad (3)$$

Получаемый указанным методом поляризационный "портрет" объекта неоднозначно характеризует распределение $\theta(x, y)$ и $\delta(x, y)$, но позволяет легко отождествить и измерить координаты анизотропных структур. При $\theta(x, y) \approx \pi/4$ и малых $\delta(x, y)$ из (3) следует, что в "портрет" основной вклад дает двулучепреломление

$$\psi(x, y) \sim \delta(x, y). \quad (4)$$

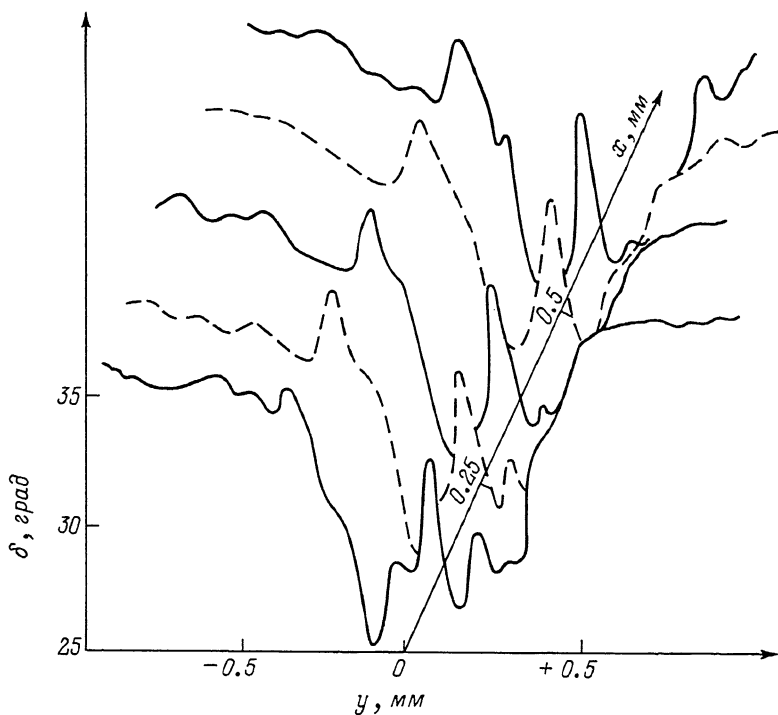


Рис. 2.

Эксперимент

В описываемом ниже КПМ использовался стандартный микроскоп с $40\times$ объективом, гелий-неоновый лазер ОКГ-13, диссектор ЛИ-604А и ЭВМ „Электроника-60“. Периодическое изменение поляризации осуществлялось с помощью модулятора МЛ-201 с удаленным выходным анализатором. Управление модулятором и диссектором, а также формирование временных интервалов, производилось с помощью электронного блока. Топограмма двумерного массива $\Psi(x, y)$ с размерностью 64×64 пиксела отображалась на экране монитора или в виде стереопроекции на экране осциллографа. Один из результатов измерений анизотропного синтетического волокна приведен на рис. 2, где y – поперечная, x – продольная координаты (мм), δ – угол анизотропии $\delta = (n_o - n_e) \frac{2\pi d}{\lambda}$ (град), d – толщина образца.

Из рис. 2 видно характерное изменение анизотропии в поперечном сечении нити и непостоянство ее вдоль координаты.

Перспективы усовершенствования КПМ и возможные области применения

Использование в КПМ более современной элементной базы позволит значительно поднять увеличение микроскопа и улучшить отношение сигнал/шум, которое в описываемых экспериментах было порядка 10. Уже сейчас может быть создан прибор, пригодный для ряда технических применений и биофизических исследований. Одно из его перспективных применений – исследования субмикронных топологических полупроводниковых структур, в которых эффективная анизотропия возникает при дифракции на объекте. Другая интересная область применений КПМ – прижизненная микроскопия биологических объектов. Возможность изменения размеров области сканирования и временного анализа в произвольной точке позволяет исследовать периодические и релаксационные процессы, сопутствующие жизнедеятельности на клеточном уровне.

В связи с этими замечаниями остановимся кратко на возможности реализации в КПМ свехррелеевского латерального разрешения при исследовании анизотропных объектов. Пусть $\hat{O}_+(+d/2)$ и $O_-(-d/2)$ – значения поляризационной матрицы объекта в двух близких точках на расстоянии d по оси x . Поле волны в плоскости такого объекта можно представить в виде

$$E_o(x_o) = (1+\mu)e^{j\psi_+}\delta(x_o - d/2) + (1-\mu)e^{j\psi_-}\delta(x_o + d/2), \quad (5)$$

где $\mu \ll 1$, δ – дельта-функция.

Изображение этих точечных объектов оптической системой с единичным увеличением и аппаратной функцией $\rho(x)$ дается интегралом свертки

$$\begin{aligned} \bar{E}(x)e^{j\bar{\psi}(x)} &= \int_{-\infty}^{\infty} E_o(x_o)\rho(x-x_o)dx_o = (1+\mu)e^{j\psi_+} \\ &+ \rho(u_+) + (1-\mu)e^{j\psi_-} - \rho(u_-), \end{aligned} \quad (6)$$

где $\rho(u) = \frac{2J_1(u)}{u}$ – аппаратная функция объектива, $u = \frac{2\pi ax}{\lambda F}$ – безразмерная координата, $u_{\pm} = u_{\mp} \frac{u_d}{2}$, $u_d = \frac{2\pi ad}{\lambda F}$, a/F – числовая апертура объектива. Критерию Релея соответствует $u_d = 3.83$, при котором $d_p = 0.61 \lambda F/a$.

При уменьшении расстояния d и когерентном освещении объекта вследствие интерференции возникает искажение изображения. Количественной характеристикой искажения изображения может служить функция поляризационного контраста $k_p(u_d)$, которую определяем соотношением

$$k_p(u_d) = [\bar{\psi}(+d/2) - \bar{\psi}(-d/2)][\psi_+ - \psi_-]^{-1}. \quad (7)$$

Из (7) видно, что для $u_d \gg 1$ $k_\psi = 1$ и при $u_d \rightarrow 0$ $k_\psi(0) = 0$. Используя (6), из (7) можно получить в явном виде функцию поляризационного контраста

$$k_\psi(u_d) = [1 - \rho^2(u_d)] [1 + \rho^2(u_d) + 2\rho(u_d) \frac{1 + \mu^2}{1 - \mu^2}]^{-1} \quad (8)$$

или с точностью до μ^2

$$k_\psi(u_d) = [1 - \rho(u_d)] [1 + \rho(u_d)]^{-1}. \quad (9)$$

Формально эти выражения совпадают с функцией фазового контраста, полученной одним из авторов при анализе изображения в компьютерном фазовом микроскопе. Было показано, что для точечных $(d/d\rho)_{min} \approx (S/N)^{-1/2}$ и для протяженных $(d/d\rho)_{min} = (SN)^{-1}$ объектов минимальное разрешаемое расстояние d_{min} уменьшается с увеличением отношения сигнал/шум. Из этого следует вывод о возможности реализации в КПМ (также как и в компьютерном фазовом микроскопе (КФМ)) сверхрелеевого разрешения $d \ll d_p$.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Ш у т о в А. // ОМП. 1985. Т. 11. С. 52.
- [2] А з з а м Р., Б а ш а р а Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981. С. 301-303.
- [3] Б а р а у л я В.И., Б е т е р о в И.М., Д м и т р и е в а Н.И., Ч е б о т а р е в В.П. // Оптика и спектроскопия. 1984. Т. 56. № 1. С. 7-10.
- [4] О h t s u к а К. // Ap. Opt. 1988. V. 27. N 6. P. 1179.
- [5] U r b a n c z y k // Ap. Opt. 1988. V. 27. N 5. P. 973.
- [6] A d a c h i M., M i k i H., N a k a i Y. // Opt. Lett. 1987. V. 12. N 10. P. 792.
- [7] C a r l s s o n K., A s l u n d N. // Ap. Opt. 1987. V. 26. N 16. P. 3232.
- [8] Т ы ч и н с к и й В.П., Е в т и х и е в Н.Н., З а х а р о в В.П., С н е ж к о Ю.А. // Измерительная техника. 1977. № 12.
- [9] Г у д м е н Дж. Введение в Фурье-оптику. М.: Мир, 1970. с. 34-38.

Московский институт
радиотехники, электроники
и автоматики

Поступило в Редакцию
29 января 1989 г.