

сти импульса. Увеличение  $\lambda$  в три раза на порядок снижает требуемую интенсивность импульса. Одновременное увеличение на порядок длительности импульса  $\tau_p$  и его поперечного размера  $d$  приведет к возрастанию  $\beta$  и  $\nu$  на два порядка, что не является критическим, но, с другой стороны, позволит еще на порядок величины уменьшить интенсивность рентгеновского импульса. Последующее при этом уменьшение параметра  $\delta$  приведет к увеличению на порядок длины фокусировки  $z_0$ . Однако численные значения длины фокусировки будут при этом составлять несколько миллиметров, что вполне достижимо в современных условиях.

Таким образом, проведенные расчеты показывают эффективность использования самофокусировки импульсного рентгеновского излучения в плазме для повышения его интенсивности.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Elton R. C. X-Ray Lasers. N. Y., 1990.
2. Ахманов С. А. Современные проблемы лазерной физики. М., 1991. Т. 4. С. 5.
3. Шен И. Р. Принципы нелинейной оптики. М., 1985.

Поступила в редакцию  
13.07.94

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1995. Т. 36, № 3

УДК. 548.0:532.783

#### РЕФРАКЦИЯ ГОМЕОТРОПНО ОРИЕНТИРОВАННЫХ ПЛЕНОК ГРЕБНЕОБРАЗНОГО ЖК-ПОЛИМЕРА

Т. М. Глушкова, С. А. Иванов, Д. Ф. Киселев, М. М. Фирсова, А. П. Штыркова,  
С. Г. Костромин, В. П. Шябаев

(кафедра общей физики)

Разработан комплекс методик для определения показателей преломления тонких полимерных пленок с гомеотропной ориентацией директора. Определены главные показатели преломления и их дисперсия для чистого гребнеобразного полимера и полимера с примесью азокрасителя. Показано, что примесь азокрасителя (до значений концентрации 0,2) практически не влияет на значения главных показателей преломления полимера, их дисперсию и значения длин волн фундаментальных полос поглощения, которые для обыкновенного и необыкновенного лучей оказались равными 232 и 287 нм соответственно.

Значительные успехи в области синтеза гребнеобразных жидкокристаллических (ЖК) полимеров, изучение их структуры и физических свойств [1, 2] позволяют предвидеть широкие перспективы их использования в качестве материалов для пассивных и управляемых оптических элементов интегральной оптики в системах записи, хранения и обработки оптической информации, включая системы поляризационной голографии [3—6].

Как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения особый интерес представляет возможность реализации поляризационно-фазовой записи оптической информации, при которой поляризованный лазерный луч вызывает в образце полимера наведенное двойное лучепреломление (ДЛП), возникающее за счет цис-транс-изомеризации фрагментов азокрасителя, включенных в состав полимера [5—9].

Для анализа процессов, происходящих при образовании наведенного ДЛП, и в электрооптическом и упруго-оптическом эффектах прежде всего требуются данные о параметрах оптической индикатрисы и их дисперсии, нахождению которых и посвящена настоящая работа.

В качестве объектов исследования использовался акриловый сополимер, содержащий легко ориентирующиеся во внешнем электрическом поле цианобифенильные мезогенные группы и фрагменты азокрасителя, способного к цис-транс-изомеризации при действии внешнего оптического возбуждения [5, 10]. Структурная формула этого ЖК-полимера

приведена на рис. 1. Нами исследовались образцы с концентрацией азокрасителя  $z=y/(x+y)$ , равной 0; 0,1 и 0,2.

В настоящее время разработаны разнообразные методики определения показателей преломления и их анизотропии для низкомолекулярных жидких кристаллов и ЖК-полимеров, содержащих мезогенные группы в составе основных цепей макромолекулы («main-chain» LCP) [11—13].

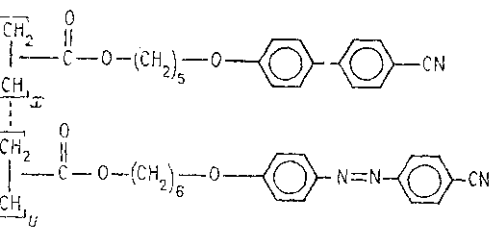


Рис. 1. Структурная формула исследуемого полимера

Однако в случае ЖК-полимеров с мезогенными группами, образующими боковые ответвления («side-chain» LCP), к которым относится и исследуемый нами полимер, ситуация становится более сложной и число публикаций значительно меньше. Это связано в первую очередь с трудностями получения однородных образцов с планарной ориентацией директора. В частности, известная методика получения планарной ориентации с помощью натертых буферных полиимидных покрытий при использовании рефрактометра Джелли—Лейца не дают необходимого эффекта, что приводит к значительным затруднениям при интерпретации результатов измерений [14, 15].

Указанные выше обстоятельства и ряд соображений, связанных с планом дальнейших работ, привели нас к необходимости использования образцов с гомеотропной ориентацией. Такие образцы изготавливались в виде оптических ячеек двух типов: плоскопараллельной и клинообразной. На регулируемый электронагреватель устанавливалась одна из пластин, на которую укладывалась крупинка полимера и две тефлоновые прокладки, определяющие толщину ячейки. При нагревании выше точки просветления  $T_c$  полимер образовывал каплю расплава диаметром  $\sim 5$  мм. После этого сверху укладывалась вторая пластина, положение которой фиксировалось указанными прокладками. Внутренние поверхности пластин были покрыты проводящим слоем  $\text{SnO}_2$ , образующим электроды, к которым прикладывалось переменное напряжение ( $U=30 \div 100$  В,  $f=50$  Гц). Температура ячейки при включенном напряжении многократно циклически менялась вблизи  $T_c$ , а затем ячейка охлаждалась до комнатной температуры. При этом полимер переходил из изотропного в ЖК-состояние с гомеотропной ориентацией.

Для определения главных показателей преломления  $N_o$  и  $N_e$ , а также двулучепреломления  $\Delta N$  гомеотропно ориентированных образцов мы не могли применить указанные выше методики [11—15] и нам пришлось использовать в комплексе три различных метода. Остановимся более подробно на особенностях каждого из них.

В первом методе использовался собранный на базе микроскопа МБИ интерферометр Физо с нормальным падением света на клинооб-

разный образец. Предусматривалась возможность визуального наблюдения интерференционной картины и ее фотографирование. Эта же установка применялась для контроля формирования гомеотропно ориентированных образцов. Источником излучения служил He—Ne-лазер или одна из спектральных ламп серии ДРС. Высокая отражательная способность электродов позволяла получать фотографии интерференционных картин с достаточной степенью контрастности. Из отношения ширины интерференционных полос в воздушном зазоре и в зазоре, заполненном полимером, определялся главный показатель преломления обыкновенного луча  $N_o$ .

Главный показатель преломления необыкновенного луча  $N_e$  гомеотропно ориентированного образца можно получить только из интерференционной картины при наклонном падении света на образец. С этой целью на базе гониометра ГС-5 была создана вторая установка, схема которой изображена на рис. 2. При помощи линзы  $L$  на эк-

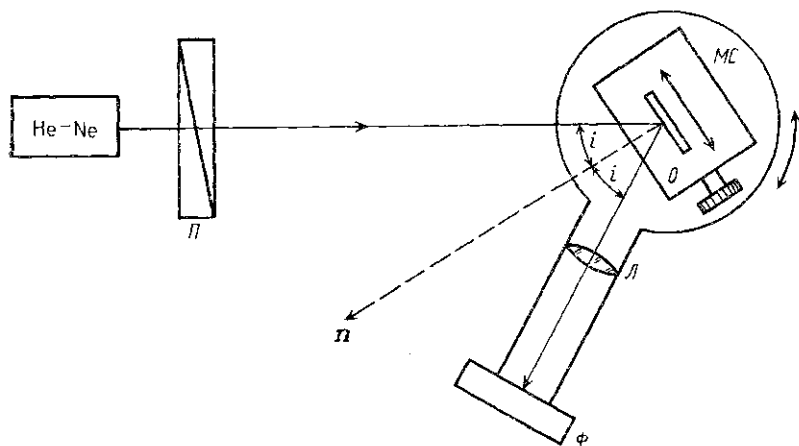


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: He—Ne — лазер, П — поляризатор, МС — микрометрический столик, О — образец, L — объектив, Ф — фотоаппарат или экран

ране отображается передняя поверхность полимерной пленки, на которой локализованы полосы интерференции. Измеряя при помощи микрометра перемещение образца в направлении, перпендикулярном к нормали  $n$ , и подсчитывая при этом число прошедших через центр экрана полос, получаем значение ширины полос для обыкновенного  $\Delta x_{no}$  или для необыкновенного  $\Delta x_{ne}$  лучей в зависимости от положения поляризатора П. Соответствующий расчет, проведенный на основе общей теории распространения света в одноосных кристаллах [16], показывает, что главные показатели преломления в этом случае выражаются формулами

$$N_o^2 = \left( \frac{\Delta x_b}{\Delta x_{no}} \right)^2 \cos^2 i + \sin^2 i,$$

$$N_e^2 = N_o^2 \sin^2 i \left[ N_o^2 - \left( \frac{\Delta x_b}{\Delta x_{ne}} \right)^2 \cos^2 i \right]^{-1},$$

где  $\Delta x_b$  — ширина интерференционных полос для воздушного промежутка,  $i$  — угол падения луча лазера на пластинку. Более точно  $N_e$

определяется при сравнении  $\Delta x_{no}$  и  $\Delta x_{ne}$ , измеренных по одному сечению полимерной пленки при обеих поляризациях. В этом случае

$$N_e^2 = N_o^2 \delta^2 \sin^2 i [N_o^2 (1 - \delta^2) + \sin^2 i]^{-1},$$

где  $\delta = \Delta x_{ne} / \Delta x_{no}$ .

В третьем методе использовалась установка для получения коноскопических фигур в сходящихся поляризованных лучах. При независимом интерференционном определении толщины пленки методом Фабри—Перо эта установка позволяла определить величину двулучепреломления  $\Delta N$ . Далее, с использованием определенных в первом и втором методах значений  $N_o$  определялось значение  $N_e = N_o + \Delta N$ . В связи с тем, что обычно используемое расчетное выражение для  $\Delta N$  [17] получено в приближении малых углов интерференции, что допустимо только для достаточно толстых пластинок, мы в нашем случае тонких пленок ( $d = 15-100$  мкм) использовали для  $N_e$  более точное выражение

$$N_e = N_o \sin \alpha_m (\sin^2 \alpha_m - 2\Delta d^{-1} \sqrt{N_o^2 - \sin^2 \alpha_m - \Delta^2 d^{-2}} - \Delta^2 d^{-2})^{-1/2},$$

где  $\alpha_m$  — угловой размер кольца  $m$ -го порядка,  $\Delta = m\lambda$ ,  $d$  — толщина пленки.

Сочетание трех описанных методик позволило получить согласованные результаты для  $N_o$  и  $N_e$ , которые представлены в таблице. Сле-

Дисперсия главных показателей преломления  $N_o$  и  $N_e$  ЖК-полимера при разных концентрациях красителя

$\lambda$ , нм	$N_o$			$N_e$		
	$z = 0$	$z = 0,1$	$z = 0,2$	$z = 0$	$z = 0,1$	$z = 0,2$
643,8 (Cd)		1,536	1,536		1,732	
632,8 (He — Ne)	1,540	1,540	1,538	1,735	1,741	1,735
589,3 (Na)		1,554				
578,0 (Hg)	1,557	1,557			1,774	
546,1 (Hg)	1,565	1,565	1,564	1,792	1,799	1,797
508,6 (Cd)			1,577			
499,3 (Cd)					1,857	
480,0 (Cd)		1,596	1,599	1,864		
435,8 (Hg)	1,630			1,918	1,966	

Точность составляет  $\pm 0,002$  для  $N_o$  и  $\pm 0,008$  для  $N_e$ .

дует отметить, что эти значения показателей преломления получены на «свободных» образцах полимерных пленок, технология изготовления которых была описана выше. При этом было замечено, что при переходе полимера из расплава в твердое гомеотропно ориентированное состояние полимер расширяется, в результате чего зазор между пластинками, формирующими образец, увеличивается. Если же капля расплава остывает между пластинками, расстояние между которыми строго фиксировано внешним зажимным устройством, то получаются «зажатые» образцы, значения показателей преломления которых отличаются от приведенных в таблице на величину, существенно превышающую величину ошибок измерения.

Результаты дисперсионных измерений  $N_o$  и  $N_e$  (рис. 3) представляют возможность определить параметры полос поглощения и их вклад в показатель преломления данного полимера. Такой анализ был проведен в рамках модели Чандрасекхара [8], согласно которой дисперсионные зависимости могут быть аппроксимированы следующим выражением:

$$N_{(o,e)}^2(\lambda) - 1 = \sum_i A_{(o,e)i} \lambda^2 (\lambda^2 - \lambda_{(o,e)i}^2)^{-1}, \quad (1)$$

где  $\lambda_{o,e,i}$  — характеристические длины волн соответствующих полос поглощения,  $A_{o,e,i}$  — константы, определяющие эффективный вклад этих полос в показатель преломления.

Расчеты показали, что как для чистого полимера, так и для полимера, содержащего примесь красителя, в пределах точности эксперимента дисперсионные зависимости для  $N_o$  и  $N_e$  достаточно хорошо аппроксимируются одночленной формулой (1) со следующими параметрами:  $\lambda_{o,1} = 232 (\pm 2)$  нм,  $A_{o,1} = 1,186 \pm 0,005$  и  $\lambda_{e,1} = 287 (\pm 9)$  нм,  $A_{e,1} = 1,60 \pm 0,01$ . Расчет аппроксимирующей функции по двучленной формуле показал, что вклад второго члена мал ( $A_{o,2}, A_{e,2} < 10^{-4}$ ) и находится за пределами точности измерения.

Результаты проведенных исследований позволяют сделать два важных вывода. 1. Длины волн фундаментальных полос поглощения обыкновенного и необыкновенного лучей существенно отличаются по величине ( $\Delta\lambda \sim 60$  нм), что должно приводить к большой величине анизотропии поглощения исследуемого полимера. 2. Внедрение в струк-

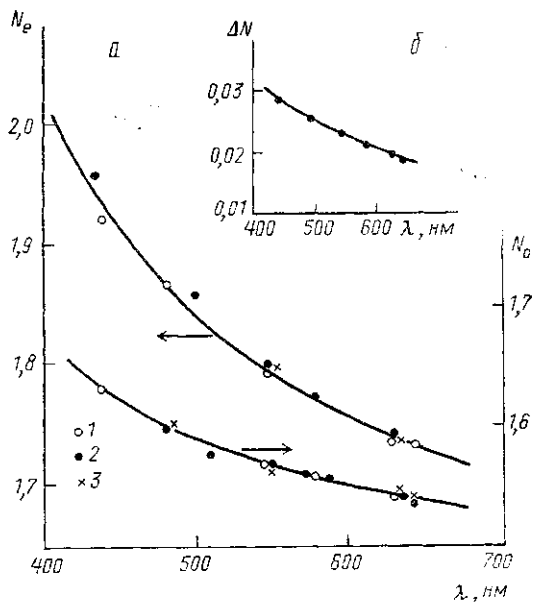


Рис. 3. а — Дисперсионные зависимости главных показателей преломления  $N_o$  и  $N_e$ ; экспериментальные данные для полимера с концентрацией азокрасителя  $z=0$  (1); 0,1 (2); 0,2 (3); сплошные линии — теоретические, рассчитанные по формуле (1). б — Дисперсионная зависимость двулучепреломления  $\Delta N(\lambda)$

туру полимера фрагментов азокрасителя, обладающего в области 350—400 нм сильным поглощением, практически не влияет на величину главных показателей преломления и их дисперсию.

Последнее обстоятельство указывает на то, что в рамках используемой осцилляторной модели требуются дополнительные предположения. Для того чтобы система гармонических осцилляторов, описывающих фрагменты красителя, вносила вклад в рефракцию вещества, необходимым условием является то, что излучение этих осцилляторов, индуцированное внешней световой волной, должно быть когерентным, так как эта волна синхронизирует колебания отдельных диполей. Отсутствие вклада осцилляторов в рефракцию среды указывает на наличие некоего промежуточного процесса, разрывающего случайным образом связь между фазами падающей и переизлученной волн, т. е. приводящего к некогерентному переизлучению. Такими процессами могут быть, например, люминесценция или конформационные обратимые переходы за счет транс-цис-изомеризации фрагментов красителя [19].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Жидкокристаллические полимеры/Под ред. Н. А. Платэ. М., 1988.
2. Side Chain Liquid Crystalline Polymers/Ed. С. В. McArdle. N. Y., 1989.
3. Шибяев В. П., Беляев С. Б.//Высокомолек. соединения. А. 1990. **32**, № 12. С. 2266.
4. Иванов С. А., Яковлев И. А., Ветров В. Ю. и др.//Письма в ЖТФ. 1984. **9**, № 22. С. 448.
5. Шибяев В. П., Яковлев И. В., Костромин С. Г. и др.//Высокомолек. соединения. А. 1990. **32**, № 7. С. 1552.
6. Wendorff J. H., Eich M.//Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1989. **169**. P. 133.
7. Eich M., Wendorff J. H., Reck B., Ringsdorf H.//Macromol. Chem., Rapid Commun. 1987. **B8**. P. 59.
8. Eich M., Wendorff J. H.//Ibid. P. 467.
9. Макушенко А. М., Непорент Б. С., Столбова О. В.//Опт. и спектр. 1971. **21**, № 4. С. 557.
10. Беляев С. В., Зверкова Т. И., Пакарин Ю. П. и др.//Высокомолек. соединения. 1986. **28**, № 10. С. 789.
11. Lauren M., Journeaux R.//Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1976. **36**. P. 171.
12. Zeminger A. K., Paul S., Paul R.//Ibid. 1980. **45**. P. 191.
13. Блинов Л. М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М., 1978.
14. Vaz N. A., Montgomery G. P., Jr.//J. Appl. Phys. 1989. **65**. P. 5043.
15. Vaz N. A., Smith G. W., Montgomery G. P., Jr. et al.//Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1991. **198**. P. 305.
16. Борн М., Вольф М. Основы оптики. М., 1970.
17. Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П. Основы кристаллофизики М., 1975.
18. Chandrasekhar S.//Proc. Roy. Soc. 1961. **259**. P. 531.
19. Гайсенюк А. В., Саржевский А. М. Анизотропия поглощения и люминесценции многоатомных молекул. Минск, 1986.

Поступила в редакцию  
01.07.94