

скости поляризации за счет дополнительного набега фаз или компенсация фазового сдвига, возникающего в активном элементе. Изменяя угол поворота пластины, а следовательно, и фазовую задержку в ней, можно менять фазовую задержку в резонаторе, являющуюся суммой задержек в активном элементе $\Gamma_{\Delta\theta}$ (1) и анизотропном поляризаторе Γ_{Π} (2). То, что такой поляризатор является и компенсатором фазового сдвига, подтверждается также тем, что при использовании в качестве поляризатора стопы из двух стеклянных и одной кварцевой пластин (см. таблицу) происходит увеличение не только степени поляризации, но и выходной мощности.

Зависимость фазового сдвига в резонаторе от угла поворота анизотропного поляризатора вокруг нормали к его поверхности приводит к тому, что возможен такой режим работы лазера, когда плоскость поляризации выходного излучения не будет совпадать с плоскостью, задаваемой поляризатором. Поэтому следует тщательно контролировать плоскость и степень поляризации излучения.

Таким образом, использование в качестве внутррезонаторного поляризатора анизотропной пластины из кристаллического кварца под углом Брюстера позволяет увеличить мощность поляризованного излучения и степень поляризации излучения на выходе лазера. Поворот такого поляризатора дает возможность подстраивать выходную мощность лазера при изменении условий накачки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Foster J. D., Osterink L. M.—J. Appl. Phys., 1970, v. 41, № 9, p. 3656.
2. Koechner W., Rice D. K.—IEEE J. Quant. Electronics., 1970, v. 6, № 9, p. 557.
3. Kagg M. A.—Appl. Opt., 1971, v. 10, № 4, p. 893.
4. Дишингтон, Хук, Хилберг.—ТИИЭР, 1967, т. 55, № 11, с. 289.
5. Евдокимова В. Г., Мак А. А., Сомс Л. Н., Шафаростов А. И.—Квантовая электроника, 1975, т. 2, № 9, с. 1915.
6. Scott W. C., de Wit M.—Appl. Phys. Lett., 1971, v. 18, № 1, p. 3.
7. Михалевич В. Г., Шипуло Г. П.—Квантовая электроника, 1971, т. 1, № 2, с. 455.
8. Ландсберг Г. С. Оптика.—М., 1976.
9. Шерклифф У. Поляризованный свет / Под ред. Н. Д. Жевандрова.—М., 1965 (пер. с англ.).

Поступила в редакцию
28.04.81.

НИИ ПФП

УДК 535

Т. А. ПЕРКОВСКИЙ

ОТРАЖЕНИЕ И ПРОПУСКАНИЕ СВЕТА СЛОЕМ ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА ПРИ НОРМАЛЬНОМ ПАДЕНИИ

Многообразные оптические свойства холестерических жидких кристаллов (ХЖК), широкие возможности их практического использования привлекают постоянное внимание исследователей [1—5]. Необычные оптические свойства ХЖК можно объяснить на основе плосковинтовой модели [6—8], однако детальный анализ закономерностей взаимодействия света с ХЖК даже в случае нормального падения, для которого получены точные решения [5, 9], требует численных расчетов.

В настоящей статье проведено численное исследование зависимости коэффициентов отражения и пропускания и поляризации отраженного и прошедшего света от длины волны и поляризации света, падающего нормально на слой ХЖК. Для вывода расчетных формул использованы результаты теоретического исследования плоскослоистых анизотропных и гиротропных сред, полученные в [9—11] с помощью обобщенных тензорных операторов поверхностных импедансов. Слой ХЖК можно рассмат-

ривать как систему, состоящую из большого числа тонких, плоских, анизотропных слоев, повернутых друг относительно друга вокруг оптической оси на некоторый угол. Соответствующие тензоры отражения r и пропускания d [9—11] позволяют выразить напряженность магнитных полей отраженной \bar{H}^r и прошедшей \bar{H}^d волн через напряженность магнитного поля \bar{H}^i падающей волны, определить коэффициенты отражения R и пропускания D слоя ХЖК и поляризацию отраженной и прошедшей волн:

$$\bar{H}^r = r\bar{H}^i, \quad \bar{H}^d = d\bar{H}^i; \quad (1)$$

$$R = \frac{|\bar{H}^r|^2}{|\bar{H}^i|^2}, \quad D = \frac{|\bar{H}^d|^2}{|\bar{H}^i|^2}; \quad (2)$$

$$\zeta_i = \frac{H_y^i}{H_x^i}, \quad \zeta_r = \frac{H_y^r}{H_x^r}, \quad \zeta_d = \frac{H_y^d}{H_x^d}. \quad (3)$$

Поляризацию волн описывает комплексная величина ξ [12]: правой (левой) поляризации соответствует $\text{Im } \xi > 0$ ($\text{Im } \xi < 0$), при круговой поляризации $\xi = \pm i$, при линейной поляризации ξ — действительное число. В формулах (3) ξ_i , ξ_r , ξ_d — комплексные величины, характеризующие поляризацию падающей, отраженной и прошедшей волн соответственно, H_x^i , H_y^i , H_x^r , H_y^r , H_x^d , H_y^d — проекции векторов \bar{H}^i , \bar{H}^r , \bar{H}^d на оси OX и OY выбранной прямоугольной декартовой системы координат, ось OZ которой направлена перпендикулярно к слою ХЖК, вдоль оси спирали. В этом базисе тензор диэлектрической проницаемости ХЖК записывается в виде [13] (спираль ХЖК левая):

$$\epsilon(z) = \begin{pmatrix} \epsilon_\tau(1 + \delta \cos 2\Theta), & -\epsilon_\tau \delta \sin 2\Theta, & 0 \\ -\epsilon_\tau \delta \sin 2\Theta, & \epsilon_\tau(1 - \delta \cos 2\Theta), & 0 \\ 0, & 0, & \epsilon_3 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где $\epsilon_\tau = \frac{\epsilon_1 + \epsilon_3}{2}$; $\delta = \frac{\epsilon_1 - \epsilon_3}{\epsilon_1 - \epsilon_2}$; $\Theta = \frac{2\pi}{P}$; ϵ_1 , ϵ_2 , ϵ_3 — главные значения тензора диэлектрической проницаемости; P — шаг спирали ХЖК.

Исследования проводились как для отдельного слоя ХЖК, так и для слоя ХЖК, помещенного между двумя одинаковыми прозрачными плоскопараллельными пластинками толщиной $l = 1$ мм, абсолютный показатель преломления которых $n = 1,5$ (что обычно имеет место при проведении экспериментов), в интервале длин волн от $\lambda_1 = 0,3$ мкм до $\lambda_2 = 0,8$ мкм с шагом $\Delta\lambda_0 = 0,001$ мкм для двух значений толщины $l_1 = 20 \cdot P$ и $l_2 = 20,1 \cdot P$ слоя ХЖК. Численные значения констант, входящих в тензор диэлектрической проницаемости (4), выбраны равными $\epsilon_\tau = 2,7225$, $\delta = 0,05$ (как у смеси, состоящей из 42 % МББА и 58 % холестерилолеилкарбоната [14]), $P = 0,4$ мкм (при таком выборе P область селективного отражения находится в видимой области спектра). Предполагалось, что главные значения тензора диэлектрической проницаемости, шаг спирали и показатель преломления пластинок не зависят от длины волны падающего света. Расчеты выполнены на ЭВМ ЕС-1022, время счета для одного набора параметров ~ 2 с.

Результаты проведенного исследования, наряду с известными оптическими свойствами ХЖК (наличие области селективного отражения, осциллирующий характер коэффициентов отражения и пропускания и т. д., рис. 1—3) [1—5, 15], позволили выявить особенности оптических свойств исследованной модели ХЖК. Так, установлено, что в области длин волн от 0,647 до 0,672 мкм (область селективного отражения) падающий свет с левой круговой поляризацией отражается не полностью (см. рис. 1); около 5 % его проходит через кристалл, при этом прошедший свет имеет правую эллиптическую поляризацию. В отраженном свете изменение поляризации с левой на правую происходит в нескольких полосах длин волн: главная полоса расположена в интервале длин волн

0,638 — 0,682 мкм; слева и справа от нее расположены побочные полосы, ширина которых убывает при удалении от главной полосы. Коэффициент прохождения света, имеющего правую круговую поляризацию, в области селективного отражения составляет около 95 % (см. рис. 1). Для всех исследованных длин волн падающего света круговой поляризации отраженный и прошедший свет имеет эллиптическую поляризацию.

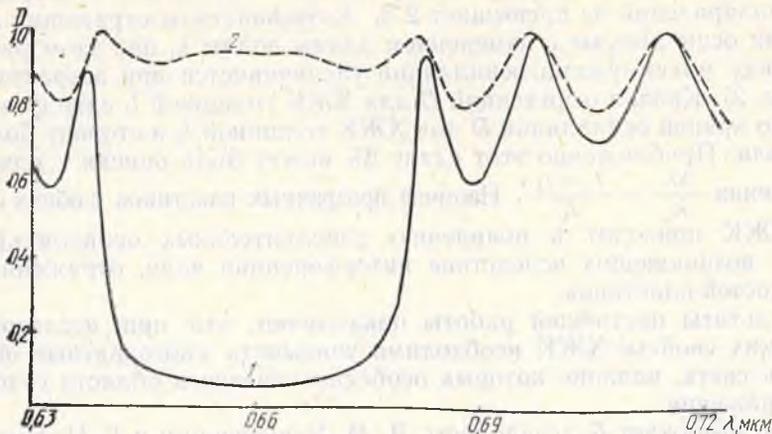


Рис. 1. Зависимость коэффициентов прохождения света круговой поляризации через слой ХЖК от длины волны:

1 — правая, 2 — левая поляризация (спираль ХЖК левая. $P=0,4$ мкм, толщина слоя ХЖК $l_1=8$ мкм; то же на рис. 2—3)

Как известно, эллиптически поляризованную волну можно представить в виде суммы левой и правой круговых волн. Следовательно, независимо от направления круговой поляризации падающей волны отраженный и прошедший свет состоит из двух круговых волн, поляризованных в противоположных направлениях. Приведенные результаты показывают, что при нормальном падении света на слой ХЖК в последнем происходит возбуждение круговой волны, направление поляризации которой противоположно направлению поляризации падающей волны. Если направление поляризации падающего света совпадает с направлением вращения спирали ХЖК, то в области селективного отражения амплитудно-

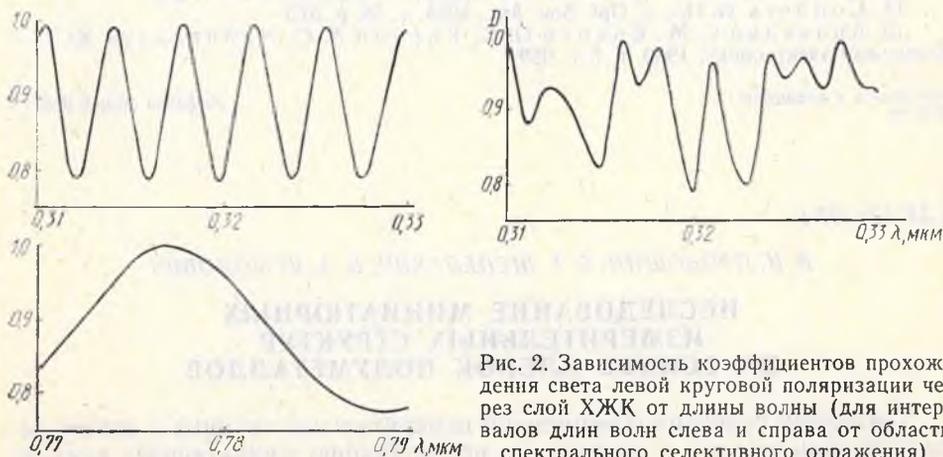


Рис. 2. Зависимость коэффициентов прохождения света левой круговой поляризации через слой ХЖК от длины волны (для интервалов длин волн слева и справа от области спектрального селективного отражения)

Рис. 3. Зависимость коэффициента прохождения света левой круговой поляризации через слой ХЖК, помещенный между двумя прозрачными пластинами, от длины волны (толщина пластинок $l=1$ мм)

ды отраженной и прошедшей круговых волн, имеющих противоположное направление круговой поляризации, возрастают. Это явление можно, по-видимому, объяснить влиянием многократных переотражений света внутри слоя ХЖК.

Вне области селективного отражения коэффициенты отражения R и пропускания D мало зависят от поляризации падающего света, максимальное различие коэффициентов пропускания для левой и правой круговых поляризаций не превышает 2%. Коэффициенты отражения и пропускания осциллируют с изменением длины волны λ , при этом расстояние между максимумами осцилляций увеличивается при возрастании λ (см. рис. 2). Кривая осцилляций D для ХЖК толщиной l_1 сдвинута относительно кривой осцилляций D для ХЖК толщиной l_2 в сторону больших длин волн. Приблизительно этот сдвиг $\Delta\lambda$ может быть описан с помощью соотношения $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{l_2 - l_1}{l_1}$. Наличие прозрачных пластинок с обеих сторон слоя ХЖК приводит к появлению дополнительных осцилляций (см. рис. 3), возникающих вследствие интерференции волн, отраженных от поверхностей пластинок.

Результаты настоящей работы показывают, что при исследовании оптических свойств ХЖК необходимо учитывать многократные переотражения света, влияние которых особенно заметно в области селективного отражения.

Автор выражает благодарность Л. М. Барковскому и Г. Н. Борздову за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Блинов Л. М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов.— М., 1978.
2. Де Жен П. Физика жидких кристаллов.— М., 1977.
3. Капустин А. П. Экспериментальные исследования жидких кристаллов.— М., 1978.
4. Чандрасекар С. Жидкие кристаллы.— М., 1980.
5. Беляков В. А., Дмитриенко В. Е., Орлов В. П.— УФН, 1979, т. 127 вып. 2, с. 221.
6. Mauguin C.— Bull. Soc. fr. Miner. Crystallogr., 1911, v. 34, p. 3.
7. Oseen C. W.— Trans. Faraday Soc., 1933, v. 29, p. 833.
8. De Vries H.— Acta Cryst., 1951, v. 4, p. 219.
9. Борздов Г. Н., Барковский Л. М.— Вестн АН БССР. Сер. физ.-мат. наук, 1975, т. 5, с. 109.
10. Барковский Л. М., Федоров Ф. И.— Опыт и спектр., 1974, т. 36, с. 1140.
11. Барковский Л. М., Борздов Г. Н.— ЖСП, 1974, т. 20, с. 1107; 1975, т. 23, с. 143.
12. Федоров Ф. И. Теория гиротропии.— Минск, 1976.
13. Wright J. J., Dawson J. D.— J. Opt. Soc. Am., 1974, v. 64, p. 250.
14. Conners G. H.— J. Opt. Soc. Am., 1968, v. 58, p. 875.
15. Аракелян С. М., Ерицян О. С., Караян А. С., Чилингарян Ю. С.— Квантовая электроника, 1980 т. 7, с. 959.

Поступила в редакцию
07.05.81.

Кафедра общей физики

УДК 621.317.4

В. И. ПРОКОШИН, В. Г. ШЕПЕЛЕВИЧ, В. А. ЯРМОЛОВИЧ

ИССЛЕДОВАНИЕ МИНИАТЮРНЫХ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ПЛЕНОК ПОЛУМЕТАЛЛОВ

Тенденции развития современной измерительной техники и автоматизации повысили интерес к созданию и исследованию миниатюрных измерительных структур, способных работать, например, как преобразователи Холла. В качестве материалов для изготовления такого рода датчиков применяются пленки из $A^{III}-B^V$ [1], а также из висмута [2]. Хотя ми-