

07;05,3

©1994

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В ОБЛАСТИ СЕЛЕКТИВНОГО ОТРАЖЕНИЯ ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

А. Ю. Вазнин, И. П. Ильчишин, В. И. Мельник

Определение оптических констант в области полосы селективного отражения (СО) холестерических жидких кристаллов (ХЖК) с малым шагом спирали (< 1 мкм) связано с рядом трудностей технического и принципиального характера. Так, например, определение среднего показателя преломления \bar{n} из полосы селективного отражения ХЖК с использованием известного соотношения $\lambda = P \cdot \bar{n}$, где λ — длина волны максимума селективного отражения, P — шаг спирали, требует точного знания величины P . Измерение P по дисклинациям Кано-Гранжана в планарной текстуре требует точного соответствия толщины образца и P . Определение P другими методами, например методом колец Ньютона, не обеспечивает достаточной точности из-за трудности создания ориентированной текстуры между линзой и плоской поверхностью [1]. Очевидно также, что интерферометрические методы определения \bar{n} в пределах полосы СО неприменимы из-за сильного дифракционного отражения света. Измерение для ХЖК с малым шагом стандартным рефрактометром Аббе также не обеспечивает достаточно надежных значений \bar{n} . Это связано с трудностью создания качественной упорядоченной текстуры между призмами рефрактометра, а также с особенностями его оптической схемы, которая обеспечивает измерения на одной длине волны (589 нм) [2]. Определение точных значений P и \bar{n} актуально при разработке систем отображения информации на основе ХЖК, а также при синтезе различных хиральных ЖК-смесей.

В настоящей работе предлагается метод определения \bar{n} по спектральному составу генерации лазера с распределенной обратной связью (РОС) на основе ХЖК. В таком типе лазера из-за частичной упорядоченности примесного красителя-активатора наряду со стационарной фазовой решеткой показателя преломления возникает также амплитудная решетка коэффициента усиления [3,4]. Вследствие наличия амплитудной решетки в примесном ХЖК генерация возникает, как показано в [4], точно на длине волны

Брэгга (λ_B). Отметим, что при генерации РОС-лазера на основе ХЖК линейно-поляризованное излучение флуоресценции примесного красителя, распространяющееся вдоль оси спирали ХЖК, претерпевает брэгговское рассеяние в среде с показателем преломления $\bar{n} = (n_0 + n_e)/2$, где n_0 и n_e соответственно показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной линейно-поляризованных волн.

Межмодовый зазор в эквидистантном спектре резонансных частот РОС-лазера при пороговых условиях возбуждения определяется следующим соотношением [4]:

$$\lambda_1 - \lambda_B = \frac{\lambda_1 \lambda_B}{2\bar{n}L} \left(1 - \frac{1}{\pi} \arg \kappa \right), \quad (1)$$

где λ_1 — длина волны продольной моды с индексом $N = +1$, L — толщина слоя ХЖК, а величина

$$\kappa = \pi \Delta n / \lambda_B + i \Delta \alpha_{th} / 2 \quad (2)$$

является константой связи усиливаемых волн в ХЖК. Здесь Δn — двулучепреломление ХЖК, $\Delta \alpha_{th}$ — глубина модуляции коэффициента усиления.

Для оценки величины $\arg \kappa$ в формуле (1) при пороговых условиях возбуждения используем очевидное соотношение: $\Delta \alpha_{th} \leq S \alpha_{th}$, где S — степень упорядоченности молекул красителя в ХЖК, α_{th} — пороговое значение коэффициента усиления красителя. Как установлено в [5], степени упорядоченности производных холестерина, используемых в РОС-лазере на ХЖК [3], и нематического жидкого кристалла (4) — метоксибензилиден-4'-бутиланилина (МБА) имеют близкие значения. Это дает основание полагать, что степень упорядоченности примесного красителя, определенная по линейному дихроизму его поглощения в МБА ($S = 0.25$ для применяемого в РОС-лазере фенолового красителя [3]), равна его упорядоченности в каждом квазинематическом слое применяемого ХЖК. Оценка коэффициента порогового усиления с использованием соотношений, приведенных в [6,7], при типичных параметрах РОС-лазера на основе ХЖК: $\Delta n = 0.05$, $\bar{n} = 1.5$, $L = 50$ мкм, $I_e = 60$ кВт/см² дает значение $\alpha_{th} \simeq 10$ см⁻¹. Соответственно $\Delta \alpha_{th} \simeq 1.5$ см⁻¹ и $\arg \kappa = 5 \cdot 10^{-4}$ рад, т. е. вкладом величины $\arg \kappa$ в значение \bar{n} при пороговых условиях возбуждения можно пренебречь.

Изменение температуры в зоне возбуждения за время действия импульса возбуждения [8] составляет:

$$\Delta T \approx E_{th}(1 - \eta)\lambda_e / \lambda_g C_v \rho V, \quad (3)$$

где E_{th} — энергия возбуждения, λ_e и λ_g — длины волн возбуждения и генерации соответственно, η — квантовый выход флуоресценции примесного красителя, C_v — удельная теплоемкость при постоянном объеме, V — объем зоны возбуждения, ρ — плотность ХЖК. При $E_{th} \approx 3 \cdot 10^{-6}$ Дж, $\lambda_e = 530$ нм, $\lambda_g = 600$ нм, $C_v \approx 1$ Дж/г·К, $\rho = 1$ г/см³, $V = 1.5 \cdot 10^{-5}$ см³, $\eta = 0.55$ изменение температуры составляет 0.1 К. Следовательно, нагрев ХЖК при пороговых интенсивностях возбуждения РОС-лазера практически не влияет на точность определения \bar{n} .

Эксперименты проводились с использованием РОС-лазера на основе ХЖК, описанного в [3,8]. ХЖК представлял собой трехкомпонентную смесь производных холестерина: 43.5% холестерилолеата, 30% холестерилпеларгоната, 26.5% холестерилхлорида (по весу). В такой смеси растворялся генерирующий краситель феноленового класса в количестве 0.3%. Спектр пропускания этой смеси аналогичен представленному в [8]. Длина волны максимума поглощения красителя составляет 530 нм, максимум полосы СО ХЖК и спектр генерации РОС-лазера находятся в области 600 нм.

Спектры генерации РОС-лазера, представляющие собой триплет, аналогичный [3], возбуждались 2-й гармоникой лазера на стекле с Nd^{3+} , работающего в режиме одиночных импульсов, с модуляцией добротности пассивным затвором. Спектры регистрировались на спектрографе с дисперсией 0.6 нм/мм. Заполнение и создание планарной текстуры примесного ХЖК осуществлялось на половине площади ячейки. Незаполненная часть ячейки использовалась для определения толщины слоя ХЖК интерференционным методом с погрешностью $\pm 5 \cdot 10^{-2}$ мкм. После серии измерений межмодового интервала в спектре генерации для образца с толщиной слоя 51.55 мкм, значение \bar{n} составляет $1.516 \pm 1 \cdot 10^{-3}$. Соответственно шаг спирали, определенный по центральной линии генерации (λ_B), равен 404.6 ± 0.3 нм.

Так как при пороговых интенсивностях возбуждения РОС-лазера ($40 \div 60$ кВт/см²) отсутствует заметное просветление примесного красителя, необходимо учитывать поправку, вносимую им в величину \bar{n} . При коэффициенте поглощения красителя в максимуме полосы 140 см⁻¹ оценка, согласно [9], изменения \bar{n} вследствие аномальной дисперсии на расстоянии половины полуширины полосы поглощения дает значение $2 \cdot 10^{-4}$. Показатели преломления как чистого, так и примесного ХЖК того же состава определялись нами с помощью рефрактометра Аббе типа УРЛ-1. Для создания гомеотропной текстуры поверхности призм обрабаты-

вались силиконовым эластомером (толщина слоя ≈ 10 нм). Для чистого ХЖК получено: $n_0 = 1.516$, $n_e = 1.498$, $\bar{n} = 1.507$. Изменение \bar{n} вследствие введения красителя такой концентрации по рефрактометрическим измерениям не превышает $1 \cdot 10^{-3}$.

Таким образом, полученные результаты показывают, что при пороговых интенсивностях возбуждения $40 \div 60$ кВт/см², возмущающее действие лазерного излучения на ХЖК можно не учитывать. Такие интенсивности возбуждения характерны для РОС-лазеров с толщинами слоев ХЖК $40 \div 60$ мкм, при которых еще реализуется качественная планарная текстура и межмодовый интервал составляет $3 \div 2$ нм. Это обеспечивает точность определения \bar{n} до $1 \cdot 10^{-3}$. Реальная точность рефрактометрического метода для таких рассеивающих сред такого же порядка, однако данные рефрактометрии представляются недостаточно надежными в связи с трудностями создания качественной гомеотропной текстуры для ХЖК с малыми шагами спирали.

Список литературы

- [1] *Беляков В.А., Сонин А.С.* Оптика холестерических жидких кристаллов. М.: Наука, 1982. С. 360.
- [2] *Аронишидзе С.Н., Кушниренко М.Н., Осадчий С.М., Чилая Г.С.* // Сообщения АН Гр. ССР. 1984. Т. 114. № 3. С. 517-519.
- [3] *Ильчишин И.П., Титонов Е.А., Шпак М.Т.* // УФЖ. 1988. Т. 33. № 1. С. 10-16.
- [4] *Kogelnik H., Shank S.V.* // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. N 5. P. 2327-2335.
- [5] *Collings P.J., McColl J.R.* // Sol. St. Comm. 1979. V. 88. N 12. P. 997-999.
- [6] *Кухтарев Н.В.* // Квантовая электроника. 1978. Т. 5. № 6. С. 1360-1362.
- [7] *Кожеевникова И.Н., Ляхов Г.А.* // Труды ИОФ АН СССР. 1987. Т. 6. С. 3-32.
- [8] *Ильчишин И.П., Титонов Е.А., Шпак М.Т.* // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. № 12. С. 2461-2466.
- [9] *Пантел Р., Путхов Г.* // Основы квантовой электроники. М.: Мир. 1972. С. 384.

Институт физики АН Украины
Киев

Поступило в Редакцию
8 февраля 1994 г.