

мощью разработанного авторами имитатора потоков. Длительность рабочего диапазона в стоп-канале $T_2 - T_1 \sim 500$ нс, в старт-канале — 1500 нс. Среднее число импульсов в отдельном вторичном потоке $\sim 1,5$ в рабочем диапазоне; старт-поток — стационарный, близкий к пуассоновскому, R — число циклов измерения.

Оценка одного параметра

| $10^{-3} \cdot R$ | 2 | 4 | 6 | 8 | 10 | 12 | 14 | 20 |
|---------------------------|----------|----------|----------|----------|-------|-------|-------|-------|
| $\tilde{\alpha}/\alpha_0$ | 1,02 | 1,004 | 0,988 | 0,994 | 0,998 | 1,016 | 1,004 | 0,998 |
| Δ_-/α_0 | $>0,03$ | 0,03 | $>0,006$ | $>0,006$ | 0,008 | 0,003 | 0,003 | 0,003 |
| Δ_+/α_0 | $>0,008$ | $>0,006$ | 0,02 | 0,016 | 0,006 | 0,008 | 0,002 | 0,003 |

Измерение времени в одном канале, амплитуды — в другом. Как отмечалось, такой режим можно использовать для увеличения эффективного числа точек стробирования. Кроме того, этот режим можно применить для анализа интенсивной радиoluminesценции, фиксируя моменты прихода импульсов возбуждения и экспериментальные значения φ_{Σ}^2 функции (1). Для независимых погрешностей в разных точках стробирования с одинаковым и известным распределением ошибок измерения $P(\epsilon)$ можно принять

$$l(\alpha) = \sum_j \sum_i \ln P(\varphi_{\text{НЭ}}^2(\tau_i) - \varphi_{\text{НЭ}}(\tau_i, \alpha)),$$

где τ_i — точки стробирования; для нормировки $\varphi_{\Sigma}^2(\tau)$ необходимо дополнительно измерять $\int_0^{\tau} \varphi_{\Sigma}^2(\tau) d\tau$ для каждой реализации, так что в (2) $i \leq 9$, а одна ячейка используется для нормировки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Blatt S. L., Mahieux J., Kohler D.— Nucl. Instrum. and Methods, 1968, v. 60, p. 221.
2. Новиков Б. С., Максименко А. С.— ПТЭ, 1981, № 3, с. 7.
3. Демчук М. И., Иванов М. А. Статистический одноквантовый метод в оптико-физическом эксперименте.— Минск, 1981.
4. Спектроскопия оптического смещения и корреляция фотонов / Под ред. Г. Камминса и Э. Пайка.— М., 1978.
5. Chu V. Laser light scattering.— New York, 1974.
6. Сверхкороткие импульсы света / Под ред. С. Шапиро.— М., 1980.
7. Прохоренко В. И., Мелищук М. В., Тихонов Е. А. Измерение ультракоротких времен релаксации красителей методом зондирования.— Киев, Препринт Ин-та физики АН УССР, 1983, № 1.
8. Демчук М. И., Денисенко В. Н., Кузнецов В. П. Аналоговое запоминающее устройство. А. с. 756487 (СССР).— Оpubл. в БИ, 1980, № 30.
9. Демчук М. И., Хайминов В. Н.— ПТЭ, 1979, № 3, с. 103.

УДК 548.0:532.783

А. З. АБДУЛИН, А. И. КОМЯК, А. А. МИНЬКО,
А. А. МУРАВСКИЙ, В. С. РАЧКЕВИЧ

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЗАКРУЧЕННЫХ НЕМАТИЧЕСКИХ СЛОЕВ

Одним из широко применяющихся на практике электрооптических эффектов, происходящих в жидких кристаллах, является твист-эффект [1—3]. Важнейшими характеристиками устройств отображения инфор-

мации, использующих этот эффект, считаются временные и контрастные характеристики получаемого изображения, поэтому выбор оптимальных параметров жидкокристаллического материала и ячейки является важной и актуальной задачей.

Цель данной работы — анализ оптических свойств реальных жидкокристаллических ячеек, определяющих контрастные характеристики индикаторов, использующих твист-эффект.

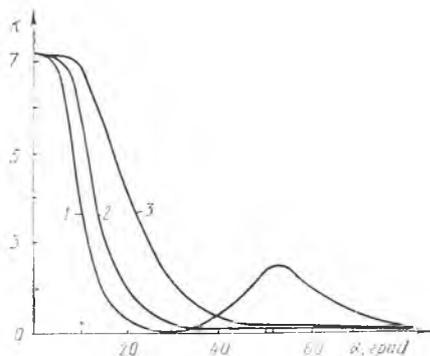
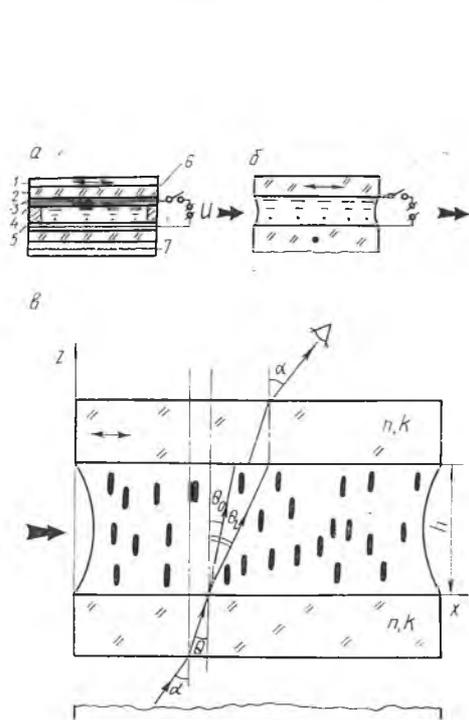


Рис. 1, а — Реальная жидкокристаллическая ячейка, работающая в режиме отражения;

1 — поляризатор; 2 — удерживающая стеклянная подложка; 3 — прозрачный электрод; 4 — ориентирующее покрытие; 5 — прокладки, задающие толщину поля; 6 — жидкий кристалл; 7 — матовый экран; б — Схема рассчитываемой жидкокристаллической ячейки, в — Ход лучей в рассчитываемой ячейке

Рис. 2. Зависимость коэффициента контраста ячейки от угла наблюдения при различных толщинах:

1 — $h=20$ мкм; 2 — 10 мкм; 3 — 5 мкм; $n_0=1.531$; $n_e=1.746$; $n=1.5$; $k=0.84$; длина волны падающего света $\lambda=0.5$ мкм

Схема реального устройства, работающего на отражение, показана на рис. 1, а. Контраст данной ячейки (свойство границы раздела свет — темнота) определяется как отношение интенсивностей отраженного дисплея света в выключенном и включенном состояниях. Введем упрощающие расчет допущения:

1. Свет рассеивается матовым экраном по всем направлениям с одинаковой интенсивностью.

2. Будем считать удерживающие жидкий кристалл стеклянные пластинки поляридными с коэффициентом преломления n и коэффициентом ослабления линейно поляризованного света данной длины волны $k(\lambda)$ (рис. 1, б).

3. Во включенном состоянии молекулы жидкого кристалла переходят от исходной закрученной планарной ориентации (характеризуется углом поворота директора жидкокристаллического слоя $\pi/2$ при переходе от одной удерживающей подложки к другой) к гомеотропным во всем объеме образца (рис. 1, в). Реально это возможно, если приложенное напряжение значительно превышает пороговое напряжение перехода Фредерикса.

При этих предположениях интенсивность света, засвечивающего экран, будет $I_1=k^2 I_{\text{пад}}$, где $I_{\text{пад}}$ — интенсивность света, падающего на ячейку; k^2 — коэффициент ослабления света при прохождении через два поляроида. Далее будем рассматривать только распространение света от экрана через слой жидкого кристалла.

Пусть главное направление пропускания поляроида составляет с плоскостью падения света угол β . Тогда при включенном управляющем напряжении после прохождения первого поляроида будем иметь следующую

щие компоненты линейно поляризованного света: $E_{\parallel} = |E_1| \sqrt{k} \cos \beta'$, $E_{\perp} = |E_1| \sqrt{k} \sin \beta'$, где $\beta' = \arctg \frac{\operatorname{tg} \beta}{\cos \alpha}$; α — угол падения; E_{\parallel} и E_{\perp} — компоненты линейно поляризованной волны, падающей на слой жидкого кристалла, а E_1 — амплитуда волны, идущей от экрана. Волна, прошедшая слой жидкого кристалла, будет определяться следующим образом:

$$E'_{\parallel} = E_{\parallel} e^{i\chi n_{\parallel} l_{\parallel}} = |E_{\perp}| \sqrt{k} \cos \beta' e^{i\chi n_{\parallel} l_{\parallel}}, \quad E'_{\perp} = E_{\perp} e^{i\chi n_{\perp} l_{\perp}} = |E_{\perp}| \sqrt{k} \sin \beta' e^{i\chi n_{\perp} l_{\perp}},$$

где, согласно [4], $\chi = 2\pi/\lambda$, $n_{\parallel} = \sqrt{\epsilon(1 - \epsilon_0/\epsilon_l) \sin^2 \alpha + \epsilon_0}$, $n_{\perp} = n_0 = \sqrt{\epsilon_0}$,

$$l_{\parallel} = \frac{h}{\cos \theta_l}, \quad l_{\perp} = \frac{h}{\cos \theta_0}, \quad \theta_0 = \arctg \left(\frac{\sin \alpha}{\sqrt{\epsilon_0 - \sin^2 \alpha}} \right), \quad \theta_l = \arctg \times \\ \times \left(\frac{\sin \alpha}{\sqrt{\epsilon_0 \left(1 - \frac{1}{\epsilon_l} \sin^2 \alpha \right)}} \right). \quad h — \text{толщина слоя жидкокристаллического ве-}$$

щества, ϵ , ϵ_0 , ϵ_l — диэлектрические проницаемости стекла и жидкого кристалла в оптической области спектра.

После прохождения светом второго поляроида имеем: $E_{\text{вых.}} = |E'_{\parallel}| \sin \beta'' + E'_{\perp} \cos \beta'' | \sqrt{k}$, где $\beta'' = \arctg \frac{\operatorname{ctg} \beta}{\cos \alpha}$.

Интенсивность прошедшего света:

$$I_{\text{вых.}} = |E_{\text{вых.}}|^2 = 1/2 I_{\text{пад.}} k^4 | \sin \beta' \cos \beta'' e^{i\chi n_{\perp} l_{\perp}} + \cos \beta' \sin \beta'' e^{i\chi n_{\parallel} l_{\parallel}} |^2.$$

Для получения реального значения контраста необходимо учесть свет, который отражается на границе стекло — воздух. Этот свет смешивается с выходящим и тем самым понижает максимальный контраст. Интенсивность света, распространяющегося к наблюдателю, следует записать следующим образом: $I = I_{\text{отр.}} + I_{\text{вых.}}$; $I_{\text{отр.}} = (R_{\perp} + R_{\parallel}) I_{\text{пад.}}$, где $I_{\text{отр.}}$ — интенсивность света, отраженного в направлении к наблюдателю, а R_{\perp} , R_{\parallel} — френелевские коэффициенты отражения света, поляризованного перпендикулярно и параллельно плоскости падения. Контраст, как мы уже определяли, есть отношение интенсивностей света, идущего от индикатора в выключенном и включенном состояниях, т. е.

$$K = \frac{I_{\text{выкл.}}}{I_{\text{вкл.}}} = \frac{I_{\text{отр.}} + 1/2 k^4 I_{\text{пад.}}}{I_{\text{отр.}} + I_{\text{вых.}}}$$

Таким образом, с учетом полученных формул можем проанализировать степень контраста реальных жидкокристаллических ячеек. На рис. 2 изображены зависимости контраста ячейки от угла наблюдения при различных толщинах. Как видно из графиков, с уменьшением толщины характеристики ячейки улучшаются. Однако при очень малых толщинах плоскость поляризации света, прошедшего слой жидкого кристалла в выключенном состоянии, не поворачивается им [5] и гасится вторым поляризатором. В результате в выключенном состоянии свет не проходит через ячейку и контраст падает. Для реально возможных технологических толщин ~ 10 мкм это явление не наблюдается и им можно пренебречь.

Известно [6—8], что при создании твист-структуры в образце жидкого кристалла вероятность закрутки вещества вправо и влево одинакова. Появление таких «площадок с обратным кручением» приводит к тому, что возникают стенки между площадками противоположной закрутки, а это существенно ухудшает оптические характеристики индикатора. Чтобы избежать такого эффекта, в нематическую матрицу добавляют небольшое количество хиральной примеси. Вопрос о выборе оптимального количества этой примеси остается открытым.

Из теории упругости [1, 9] следует, что минимум плотности упругой энергии искажения Франка (F_h) для случая деформации кручения при строго планарной ориентации молекул жидкого кристалла на удержи-

вающих подложках будет достигаться в случае нематика с хиральной добавкой, когда будет минимальна величина $F_k = 1/2k_{22} \left(\frac{\partial \xi}{\partial z} - q_0 \right)^2$, где ξ — угол поворота директора в плоскости XV относительно его расположения на удерживающей подложке, а $q_0 = 2\pi/P_0$, где P_0 — равновесный шаг спирали, индуцированной хиральной примесью (см. рис. 1). Это произойдет тогда, когда $d\xi/dz = q_0 = 2\pi/P_0$. Если направления ориентации молекул на удерживающих подложках соответствуют твист-эффекту ($0 \leq \xi \leq \pi/2$ и $0 \leq z \leq h$), то, интегрируя предыдущее уравнение в указанных пределах, получим соотношение между шагом спиральной структуры и толщиной жидкокристаллического слоя для такой равновесной конфигурации $h = P_0/4$.

С другой стороны [10], для небольших концентраций оптически активного вещества в нематической матрице выполняется соотношение $P_0 c = \text{const}$, где c — концентрация оптически активной добавки (см^{-3}). Из микроскопической теории дальнедействующих искажений [9], вызванных хиральными добавками в нематической матрице, следует, что $q_0 = 2\pi/P_0 = 4\pi a c$, где a — константа, зависящая от природы оптически активной добавки и, в значительно меньшей степени, от природы матрицы. Обычно ее называют микроскопической силой кручения [9].

Теперь можно определить, какое количество добавки с силой кручения необходимо добавить в нематическую матрицу для получения равновесной конфигурации директора. Так как $1/P_0 = 2ac$, то $c = 1/2P_0 a$ и при $P_0 = 4h$ получим $c = 1/8ha$ (моль/ см^3).

Таким образом, получены критерии выбора как толщины слоя жидкокристаллического вещества, так и концентрации хиральной примеси. Отметим то обстоятельство, что предлагаемый способ оценки необходимой концентрации хиральной добавки в значительной мере учитывает природу хиральной примеси. Полученные результаты, несомненно, должны корректироваться соответственно требуемым электрооптическим и динамическим параметрам рассматриваемого электрооптического эффекта.

ЛИТЕРАТУРА

1. Блинов Л. М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов.— М., 1978, с. 333.
2. Цветков В. А., Гребенкин М. Ф.— В сб.: Жидкие кристаллы / Под ред. С. И. Жданова.— М., 1979, с. 160.
3. Индикаторные устройства на жидких кристаллах / Под ред. З. Ю. Готры.— М., 1980.
4. Федоров Ф. И., Филлипов В. В. Отражение и преломление света прозрачными кристаллами.— Минск, 1976, с. 52.
5. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет.— М., 1981.
6. Цветков В. А., Морозов Н. А., Вистинь Л. К.— Кристаллография, 1974, т. 19, с. 305.
7. Ranes E. P.— Electron. Lett., 1973, v. 9, p. 101; 1974, v. 10, p. 141.
8. Gerrisma C. J., Klerk de J., Zanten van P.— Sol. St. Comm., 1975, v. 17, p. 1077.
9. Жен де П. Физика жидких кристаллов.— М., 1977.
10. Чплая Г. С., Лисецкий Л. Н.— УФН, 1981, т. 134, № 2, с. 181, 279.