

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

06;07

Журнал технической физики, т. 64, в. 2, 1994

© 1994 г.

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРООПТИКИ  
СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СМЕКТИКОВ  $C^*$   
ПРИ МОДУЛЯЦИИ БЕЛОГО СВЕТА

Т.А.Давидович, А.Г.Некрасов, Г.Л.Некрасов

После известной работы Кларка и Лагервала [1], в которой было продемонстрировано неожиданно высокое быстродействие сегнетоэлектрических жидких кристаллов в электрических полях, резко возрос интерес к их практическому применению. Наличие бистабильности в новых материалах сделало их еще более привлекательными и в значительной степени расширило возможный диапазон их использования. Чисто в оптическом смысле механизм модуляции светового пучка в геометрии указанной работы связан с изменением двухлучепреломления жидкокристаллического слоя, помещенного между скрещенными поляризаторами, с помощью электрического поля.

Если пренебречь слабой двуосностью сегнетоэлектрических смектиков  $C^*$  и рассмотреть прохождение света через плоскопараллельный слой (в геометрии Кларка-Лагервала), то изменение интенсивности светового пучка, прошедшего через такой слой, будет определяться известным законом Малюса

$$I = I_0 \sin^2(2\Theta) \sin^2 \left( 2\pi d \frac{\Delta n}{\lambda} \right), \quad (1)$$

где  $I_0$  — интенсивность падающего света,  $\lambda$  — длина волны,  $\Theta$  — угол между вектором  $\mathbf{E}$  падающей волны и главной плоскостью кристалла,  $d$  — толщина слоя,  $\Delta n$  — оптическая анизотропия ЖК ( $\Delta n = n_e - n_0$ ), где  $n_e$  и  $n_0$  — показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн соответственно, причем  $n_{ee}$  определяется известной эллиптической зависимостью

$$n_e = \frac{n_0 n_{ee}}{(n_0^2 \cos^2 \Theta_1 + n_{ee}^2 \sin^2 \Theta_1)^{1/2}}, \quad (2)$$

где  $\Theta_1$  — угол между директором жидкого кристалла и волновой нормалью,  $n_{ee}$  — максимальное значение показателя преломления необыкновенной волны.

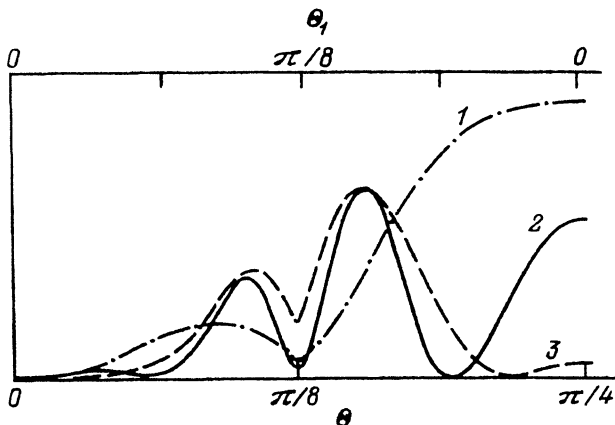


Рис. 1. Изменение относительной интенсивности световой волны, прошедшей через систему поляризатор-ячейка-анализатор при одном цикле переориентации директора жидкого кристалла слоя.

1 — для  $\lambda = 632.8$  нм,  $d = 10$  мкм; 2 —  $\lambda = 440$  нм,  $d = 20$  мкм; 3 — для  $\lambda = 632.8$  нм,  $d = 20$  мкм.

В большинстве случаев используется жидкий кристалл, у которого оптический угол наклона локального директора смектического слоя к нормали составляет 22.5 град. При этом обычно поляризаторы скрещены и оптическая ось одного из них совмещена с проекцией директора жидкокристаллического слоя на поверхность подложки при воздействии на слой электрического поля, напряженность которого превышает некоторую пороговую величину. В этом положении пропускание структуры равно нулю. Инверсия знака электрического напряжения приводит к другой ориентации директора слоя, которая соответствует максимальному пропусканию света описанной структурой. Это максимальное пропускание, согласно выражению (1), может в зависимости от входящих в него параметров меняться от 0 до 1, что и определит глубину модуляции света данной структурой. Меняя ориентацию при инверсии знака электрического поля, директор слоя, переходя от одного бистабильного состояния к другому, движется по конической поверхности внутри смектического слоя. При этом меняются оба угла:  $\Theta$  в выражении (1) и  $\Theta_1$  в выражении (2), определяющий значение показателя преломления необыкновенной волны для локальной ориентации директора в данный момент времени. Изменение  $n_e$ , а следовательно, и  $\Delta n$  в выражении (1) определяет наряду с другими величинами ( $d$ ,  $\lambda$ ) количество осцилляций интенсивности, в то время как изменение угла  $\Theta$  определяет амплитуду. За время переориентации директора угол  $\Theta$  изменится от 0 до  $\pi/4$ , а угол  $\Theta_1$  — от 0 до  $\pi/8$  и снова вернется к первоначальному значению. Характер изменения интенсивности света при этом для разных толщин слоя и длин волн показан на рис. 1. В качестве сегнетоэлектрических жидких кристаллов, параметры которых использовались в расчетах, были взяты такие материалы как ЖКС-227, ЖКС-76Г, ЖКС-95К, ЖКС-234, ЖКС-170, ЖКС-225 производства НИОПиК. Значение оптической анизотропии у них одинаково и равно 0.16 на длине волны 0.633 мкм.

Как видно из приведенного рисунка, относительная интенсивность прошедшего света на выходе системы поляризатор-ячейка-

анализатор определяется несколькими параметрами и если их специально не согласовывать, может носить совершенно случайный характер. Согласование же этих параметров на больших участках требует высокоточной и довольно дорогой технологии. Это создает определенные трудности для практического использования данной геометрии и является, по-видимому, одной из причин, мешающих использовать сегнетоэлектрические смектики в конкретных устройствах. Тем не менее, как следует из выражений (1) и (2), можно подобрать оптимальные величины толщины слоя, чтобы получить максимальную глубину модуляции для световых волн, лежащих вблизи полос излучения промышленных лазеров (см., например, таблицу). В таблице типичные для ячеек жидких кристаллов толщины слоев 5, 10, 15 мкм. Максимальные значения интенсивностей прошедшего света для  $d = 5$  мкм соответствуют длине волны 0.53 мкм, для  $d = 10$  мкм — 0.46 и 0.64 мкм, для  $d = 15$  — 0.44, 0.53 и 0.69 мкм, и т.д. Анализ таблицы показывает, что меньшей толщине соответствует более широкая полоса длин волн, для которой наблюдается высокое пропускание системы поляризатор-ячейка-анализатор. Особенно это заметно в последней колонке, соответствующей толщине слоя  $d = 2$  мкм.

При работе с лазерными пучками необходим довольно точный подбор толщины слоя на всей рабочей площади, что, как говорилось выше, влечет за собой дополнительные технологические трудности.

Один из путей преодоления этой проблемы был предложен авторами работы [2]. Они первыми получили однородную ориентацию этих материалов на достаточно больших участках жидкокристаллической ячейки простыми традиционными методами (почти на уровне нематиков) главным образом за счет объединения усилий физиков и химиков. Результатом явилось изготовление надежно ориентированных образцов при сравнительно больших толщинах слоя жидкого кристалла. Переход к белому свету подволил авторам получить высококонтрастные бистабильные модуляторы света на жидких кристаллах.

Действительно, проинтегрируем по длине волны выражение (1) для интенсивности в диапазоне видимого света. Полученные после нормирования зависимости относительной интенсивности  $I/I_0$  прошедшего света от толщины слоя  $d$  для максимального значения угла  $\theta$  представлены на рис. 2,а. Как видно из рисунка, по мере увеличения толщины слоя для белого света амплитуда осцилляций уменьшается и максимальное значение интенсивности прошедшего пучка приближается к 0.5. Здесь  $I_0$  — интенсивность светового пучка после прохождения через первый поляризатор. Если учесть, что проходя через него падающий свет уже потерял половину своей интенсивности, то станет ясно, что процент пропускания такой структуры в открытом состоянии в идеальном случае может достигать лишь 25%.

Представляет интерес более внимательно взглянуть на участок кривой, где амплитуда осцилляций максимальна (он выделен на рис. 2,б). Из рисунка следует, что при толщине слоя 1.7 мкм относительная интенсивность прошедшего белого света близка к 1 и тоже в узком диапазоне толщин почти не зависит от длины волны (рис. 3). На этом участке значение разности оптических толщин ячейки для обыкновенной и необыкновенной волн  $d \cdot \Delta n$  является наиболее оптимальным.

Максимальное пропускание системы ПЯА для различных длин волн при различных толщинах ячейки

$\lambda$	$I\lambda$	$I\lambda$	$I\lambda$	$I\lambda$
0.4	0.713	0.594	0.469	0.345
0.41	0.759	0.647	0.527	0.405
0.42	0.8	0.697	0.582	0.463
0.43	0.836	0.742	0.634	0.518
0.44	0.868	0.782	0.681	0.571
0.45	0.896	0.819	0.725	0.621
0.46	0.92	0.851	0.766	0.667
0.47	0.94	0.88	0.802	0.71
0.48	0.957	0.905	0.835	0.75
0.49	0.97	0.926	0.864	0.786
0.5	0.981	0.944	0.889	0.819
0.51	0.989	0.959	0.912	0.848
0.52	0.995	0.972	0.931	0.874
0.53	0.998	0.982	0.948	0.897
0.54	1	0.989	0.961	0.918
0.55	1	0.994	0.973	0.935
0.56	0.998	0.998	0.982	0.95
0.57	0.995	1	0.989	0.963
0.58	0.991	1	0.994	0.974
0.59	0.985	0.999	0.998	0.982
0.6	0.979	0.996	1	0.989
0.61	0.971	0.992	1	0.994
0.62	0.963	0.988	0.999	0.997
0.63	0.955	0.982	0.997	0.999
0.64	0.946	0.976	0.994	1
0.65	0.936	0.968	0.99	0.999
0.66	0.926	0.961	0.985	0.998
0.67	0.915	0.952	0.979	0.995
0.68	0.905	0.943	0.973	0.991
0.69	0.894	0.934	0.966	0.987
0.7	0.882	0.925	0.958	0.982
0.71	0.871	0.915	0.95	0.976
0.72	0.86	0.905	0.941	0.97
0.73	0.848	0.894	0.933	0.963
0.74	0.837	0.884	0.924	0.956
0.75	0.825	0.873	0.914	0.948
0.76	0.814	0.862	0.905	0.94
0.77	0.802	0.851	0.895	0.931
0.78	0.791	0.841	0.885	0.923
0.79	0.779	0.83	0.875	0.914
0.8	0.768	0.819	0.864	0.905
	$d_1 = 5 \text{ мкм}$	$d_2 = 10 \text{ мкм}$	$d_3 = 15 \text{ мкм}$	$d_4 = 2 \text{ мкм}$

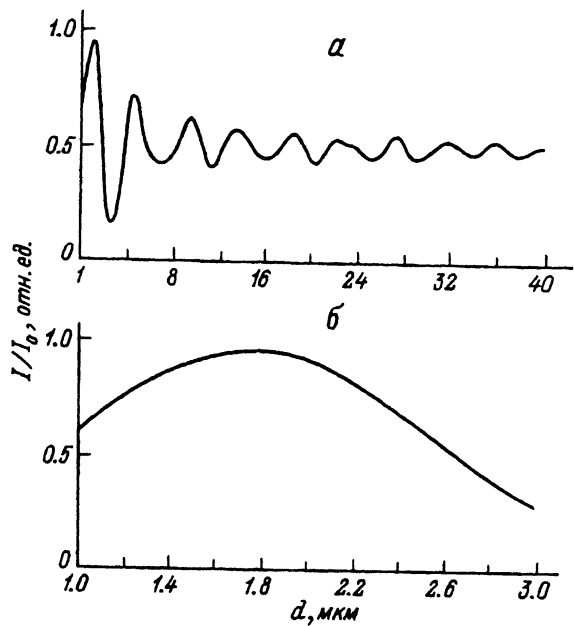


Рис. 2. Зависимость максимального пропускания системы поляризатор-ячейка-анализатор для белого света от толщины слоя жидкого кристалла ( $\Delta n = 0.16$ ).  
 а —  $d = 0-40$ , б — 1-3 мкм.

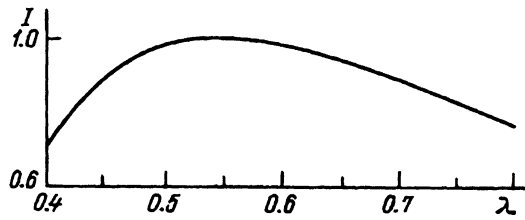


Рис. 3. Зависимость максимального пропускания системы поляризатор-ячейка-анализатор (в открытом состоянии) от длины волны для  $d = 1.7$  мкм.

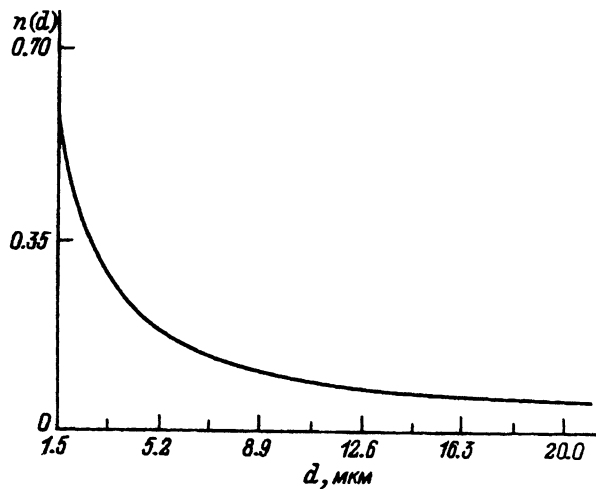


Рис. 4. Зависимость оптимального значения оптической анизотропии от толщины слоя жидкого кристалла.

На рис. 4 приведена кривая оптимальных соотношений  $d$  и  $\Delta n$  для получения максимального пропускания структуры ПЯА в открытом состоянии для белого света в геометрии Кларка-Лагервала.

Как видно из приведенной таблицы, в данном случае при подборе (или при синтезе) сегнетоэлектрических смектиков не всегда следует стремиться к получению высокой оптической анизотропии материала. Так, при  $n = 0.056$  оптимальная толщина слоя равна 5 мкм, что не представляет технологических затруднений при изготовлении конкретных устройств на жидких кристаллах.

Таким образом, при оптимизации таких параметров, как оптическая анизотропия и толщина слоя жидкого кристалла, с помощью сегнетоэлектрических смектиков  $C^*$  в геометрии Кларка-Лагервала можно получить модулятор на жидком кристалле, близкий по своим оптическим параметрам к получившим широкое признание твистовым структурам, но с более высоким (почти на три порядка) быстродействием и с огромными возможностями наращивания информационной емкости (за счет бистабильности).

#### Список литературы

- [1] *Clarc N.A., Lagerwal S.T.* // Appl. Phys. Lett. 1980. Vol. 36. P. 899-901.  
[2] *Pojidaev E.P., Panarin Yi.P., Barnic M.I.* // Proc. the SID. 1991. Vol. 32/4. P. 1-2.

Институт электроники  
Минск

Поступило в Редакцию  
28 июня 1993 г.

04;09  
© 1994 г.

Журнал технической физики, т. 64, в. 2, 1994

## ИНИЦИАТОРЫ АНТЕННОГО ТИПА И НИЗКОПОРГОВЫЙ ШАРОВОЙ СВЧ РАЗРЯД

*В.Г.Бровкин, Ю.Ф.Колесниченко*

Изучение структурообразования инициированного СВЧ разряда в свободном пространстве в электромагнитных пучках с линейной и круговой поляризацией излучения остро поставило вопрос о пространственно-временной стабильности воспроизведения элементов его структуры [1], т.е. о качестве инициатора. Используя до последнего времени инициаторы, такие как иглы, металл-диэлектрические мишени, "метелки" и др., не во всем удовлетворяли необходимым для экспериментов требованиям, особенно в области низких значений напряженности электрического поля электромагнитной волны.

Поиск инициаторов с качественно новыми характеристиками привел нас к идее использования инициаторов, изготовленных в виде так называемых базовых элементов — в данном случае конфигураций разрядных каналов, на основе которых формируется структура разрядов в целом [1-3]. Нами были проведены исследования условий возникновения разрядов на двух инициаторах, изготовленных из тонкой металлической проволоки в виде синусоиды и спирали с размерами соответствующих базовых элементов [1,2].