

ПЕРЕХОД ФРЕДЕРИКСА В КРИСТАЛЛЕ МББА, ВЫЗВАННЫЙ ПОЛЕМ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ

А.С. Золотько, В.Ф. Китаева, Н. Кроо,
Н.Н. Соболев, Л. Чиллаи

Изучен эффект Фредерикса в поле световой волны в кристалле МББА. Проведено сравнение результатов эксперимента с теорией аберационной самофокусировки. Обнаружен переход Фредерикса в поле световой волны круговой поляризации и эффект вращения плоскости поляризации в световом пучке при самофокусировке.

Переход Фредерикса под действием электрического поля световой волны впервые был обнаружен в работе [1] в гомеотропно ориентированном жидком кристалле ОЦБФ. Он сопровождался интенсивной самофокусировкой вызвавшего его светового пучка. Несколько позже переход Фредерикса наблюдался в ЖК МББА [2]. Теоретическое рассмотрение перехода Фредерикса в поле световой волны было проведено в работах [3, 4], в частности в [4] построена аберационная теория самофокусировки светового пучка при этом переходе. Целью настоящей работы является детальное экспериментальное изучение эффекта Фредерикса в гомеотропном хорошо ориентированном кристалле МББА под действием света линейной и круговой поляризации, а также сравнение экспериментальных результатов с теоретическими. Особое внимание уделено исследованию поляризации света, прошедшего через кристалл.

Схема экспериментальной установки приведена в [2]. Свежеприготовленный гомеотропный хорошо ориентированный кристалл МББА толщиной ~ 120 мкм помещался в перетяжку пучка аргонового лазера ($\lambda = 5145 \text{ \AA}$), созданную объективом ($f = 270$ мм). Напряженность электрического поля E в перетяжке пучка $\sim 10^5$ В/м при мощности падающего излучения $P = 50$ мВт. Упругие постоянные кристалла МББА при $t = 25^\circ \text{C}$: $K_1 = 6 \cdot 10^{-7}$ дин, $K_2 = 4 \cdot 10^{-7}$ дин, $K_3 = 7,5 \cdot 10^{-7}$ дин [5]. Показатели преломления n_e и n_o в широком интервале температур, включающем нематическую фазу ($20^\circ \text{C} < t < 46^\circ \text{C}$), измерены нами по методу, описанному в [6]. При $t = 24^\circ \text{C}$ $n_o = 1,56$, $n_e = 1,80$. За кристаллом перпендикулярно лазерному пучку располагался экран, на котором наблюдалось распределение интенсивности в поперечном сечении пучка света, прошедшего через кристалл.

В экспериментах изменялись мощность P (и, тем самым, E) температура образца t , угол α между волновым вектором \mathbf{k} падающего излучения и директором \mathbf{n} , лежащими в горизонтальной плоскости.

1. При $\alpha = 0$ наблюдаемая картина, как и в случае кристалла ОЦБФ, зависит от мощности лазерного излучения. При любой его поляризации при малых мощностях ($P \sim 50$ мВт) пучок, прошедший через кристалл, однороден по поперечному сечению и расходимость его невелика. С увеличением мощности при некотором ее значении $P_{\text{пор}}$ расходимость пучка θ резко, скачком, увеличивается и он приобретает сложную структуру: в плоскости экрана появляются кольца. Их число N растет

с ростом мощности, но при достаточно больших мощностях ($P \sim 100$ мВт) рост замедляется и наступает насыщение.

2. При H -поляризации (H – горизонтальное направление) и $\alpha \neq 0$ порог отсутствует.

3. При V -поляризации падающего излучения (V – вертикальное направление) и $\alpha > 10^\circ$ кольца не наблюдались совсем.

4. Как и в случае кристалла ОЦБФ кольца имеют неправильную форму, они несколько вытянуты: их размер в направлении, задаваемом полем E , несколько меньше ($\sim 20\%$), чем в направлении, перпендикулярном E .

5. При круговой поляризации падающего пучка ($\alpha = 0$) в МББА и ОЦБФ также наблюдались кольца, однако при значительно больших P , чем для линейной. $P_{\text{пор}}$ в этом случае приблизительно в два раза больше. Вблизи порога картина нестабильна. Она появляется и схлопывается. Период пульсаций для МББА ~ 1 мин при $P \sim 100$ мВт, для ОЦБФ ~ 5 мин при $P \sim 150$ мВт. Вдали от порога картина становится стабильной. Для МББА при $P = 150$ мВт $N \sim 43$, $\theta \sim 25^\circ$.

6. Времена задержки T_3 (время, через которое после начала освещения появляется кольцевая картина) ~ 10 сек ± 10 мин, времена установления стационарной картины $T_{\text{ст}} \sim 5$ сек ± 5 мин.

7. Угловая расходимость пучка, вышедшего из кристалла, достигает $\sim 40^\circ$, а число колец – 60, т.е. больше, чем в ОЦБФ.

8. Существенную роль играет температура образца. С ее увеличением пороговая мощность, максимальные расходимости и число колец уменьшаются.

9. В скрещенных поляризаторах кольца гасятся только вблизи центрального пятна. На внешних кольцах наблюдается вращение плоскости поляризации и оно тем больше, чем дальше кольцо удалено от центра (больше расходимость пучка). Следует отметить, что вращение разное в разных точках каждого кольца. Так при H -поляризации падающего излучения для внешнего кольца в горизонтальном направлении вращения нет, поляризация остается H . В вертикальном направлении во внешнем кольце плоскость поляризации уже не горизонтальна и угол поворота плоскости поляризации растет с ростом θ . Максимальный угол поворота ϕ_{max} при больших θ зависит от угла α . При $\alpha = 30^\circ$ $\phi_{\text{max}} \sim 45^\circ$, при $\alpha = 0$ $\phi_{\text{max}} \sim 90^\circ$. Поворот плоскости поляризации в верхней и нижней точках внешнего кольца происходит в разные стороны.

10. В случае круговой поляризации в центре картины наблюдается яркое пятно. Это пятно и центральные кольца поляризованы линейно, причем плоскости их поляризации взаимно перпендикулярны. В процессе пульсаций направление векторов поляризаций пятна и колец изменяются, оставаясь взаимно перпендикулярными.

Таким образом, в кристалле МББА, помещенном в световом поле, также, как и в ОЦБФ [1], наблюдаются основные черты перехода Фредерикса – при $\alpha = 0$ существует пороговое значение поля $E_{\text{пор}}$, при больших полях наступает насыщение, при $\alpha \neq 0$ порог исчезает. Проявлением эффекта Фредерикса является также зависимость вытянутости колец от направления вектора поляризации и периодический характер картины при круговой поляризации (при $P \sim 120$ мВт).

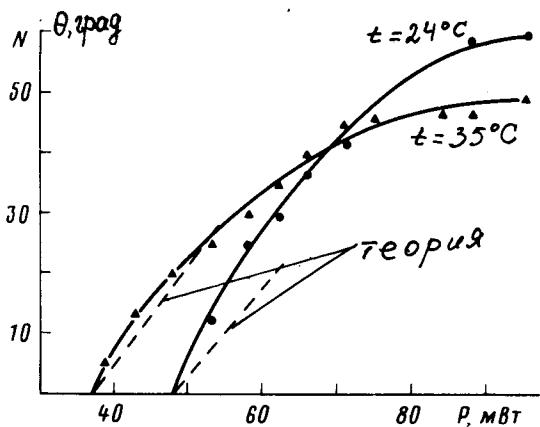


Рис.1. Экспериментальные и теоретические зависимости расходимости пучка θ от мощности лазерного излучения P при разных температурах

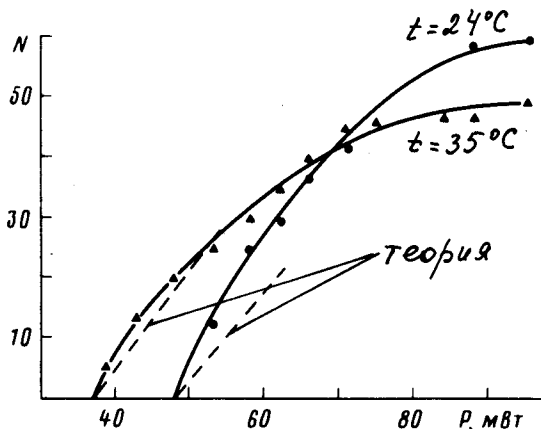


Рис.2. Экспериментальные и теоретические зависимости числа абберационных колец N от мощности лазерного пучка при разных температурах

На рис.1 приведены экспериментальные зависимости расходимости θ , а на рис.2 числа наблюдаемых колец N от мощности падающего излучения для двух значений температуры МБА. На рис.3 – зависимость N от P при разных значениях α . На рис.1 и рис.2 представлены также теоретические зависимости, полученные на основе работы [4]. Для построения теоретических зависимостей необходимо знать величину перетяжки w . Она оценивалась из $P_{\text{пор}}$ при $t = 24^\circ\text{C}$ и оказалась $w \sim 27 \mu\text{м}$. Из рис.1 и рис.2 видно, что теоретические кривые качественно правильно передают характер зависимости N и θ от P при P мало превышающем порог ($P_{\text{пор}} < P < 1,3 P_{\text{пор}}$), т.е. там, где справедлива теория, развивая в [4].

Число колец в области насыщения N_{max} при $\alpha = 0$ согласно [4] определяется простым соотношением: $N_{\text{max}} = (n_e - n_o) (L/\lambda) (L - \text{толщина кристалла})$ и для температур 24 и 35°C оказывается равным 56 и 47 соответственно. Экспериментальные значения N составляют при этом 61 и 50 (см. рис.2).

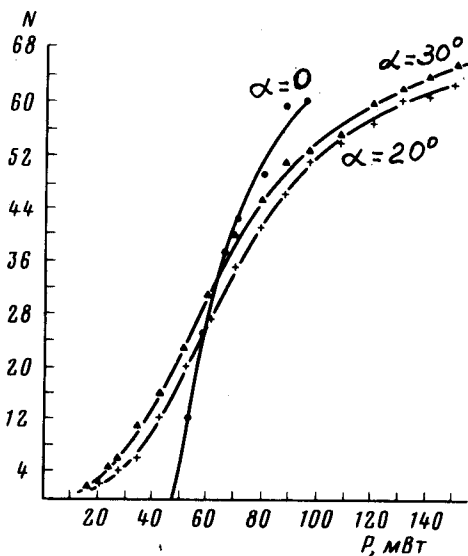


Рис.3. Зависимость числа абберационных колец от мощности лазерного пучка при $t = 23^\circ \text{C}$ и разных углах α

Поясним причину вращения плоскости поляризации. В случае $\alpha > 10^\circ$ при H -поляризации падающего света в кристалле возбуждается необыкновенная волна. Независимость распространения нормальных волн в анизотропной среде приводит к тому, что каждый луч, выходящий из кристалла, будет лучом необыкновенной волны [7]. Поскольку вектор поляризации необыкновенной волны лежит в плоскости, определяемой директором и направлением луча, то для лучей, не лежащих в горизонтальной плоскости, будет происходить вращение плоскости поляризации. Из простых оценок следует, что максимальный угол поворота для лучей, лежащих в вертикальной плоскости $\phi_{max} \sim 50^\circ$ при $\alpha = 30^\circ$. Экспериментальное значение $\phi_{max} \sim 45^\circ$. Условием независимости распространения нормальных волн является неравенство

$$\frac{2\pi}{\lambda} L (n_e - n_o) \sin^2 \alpha \gg 1,$$

которое выполняется для исследуемого образца МББА при $\alpha > 10^\circ$. Если угол меньше этого значения, то условие независимости распространения обыкновенной и необыкновенной волн нарушается [7]. Однако оно будет выполняться, если угол отклонения луча θ достаточно велик. При $\alpha = 0$ для лучей отклоняющихся вверх и вниз поляризация необыкновенной волны при выходе из кристалла вертикальна. Поэтому в этом случае поворот плоскости поляризации может достигать 90° .

При падении на кристалл света с круговой поляризацией директор стремится расположиться в плоскости, в которой вращается E . При этом переориентация директора может происходить в любой плоскости, параллельной оси пучка. Этот случай аналогичен переходу Фредерикса в гомеотропно ориентированном НЖК с отрицательной диэлектрической проницаемостью, когда электрическое поле приложено перпендикулярно стенкам кюветы [8]. Поляризационные свойства пучка света с круговой поляризацией, прошедшего НЖК, подтверждают ориентационный характер самовоздействия. Действительно, возникающая в кристалле

необыкновенная волна (ее вектор поляризации лежит в плоскости переориентации директора) испытывает самофокусировку, в то время, как обыкновенная волна проходит не взаимодействуя с кристаллом, давая яркое пятно в центре.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
2 июля 1981 г.

Литература

- [1] *Золотъко А.С., Китаева В.Ф., Кроо Н., Соболев Н.Н., Чиллаг Л.* Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, 170.
 - [2] *Золотъко А.С., Китаева В.Ф., Кроо Н., Соболев Н.Н., Чиллаг Л.* КСФ, 1980, 12, 39.
 - [3] *Зельдович Б.Я., Табириян Н.В., Чилингарян Б.С.* ЖЭТФ, 1981, 81, 7.
 - [4] *Золотъко А.С., Китаева В.Ф., Соболев Н.Н., Сухоруков А.П.* ЖЭТФ, 1981, 81, 9.
 - [5] *Блинов Л.М.* Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М., 1978.
 - [6] *Csillag L., Kitaeva V.F., Kroo N., Sobolev N.N., Brillouin –*
– Mandelshtam light scattering studies and index of refraction
of liquid crystalline MВАВ, preprint KFKJ, 1979 – 77, Budapest.
 - [7] *Кравцов Ю.А.* Геометрическая оптика неоднородных сред. М., 1980.
 - [8] *де Жен П.* Физика твердых кристаллов. М., 1977.
-