

можно зарегистрировать с помощью прибора РХ-1, составят: при энергиях 25 кэВ $\sim 3 \cdot 10^{-5}$ квант·см⁻²·с⁻¹·кэВ⁻¹, при энергиях 50 кэВ $\sim 3 \cdot 10^{-6}$ квант·см⁻²·с⁻¹·кэВ⁻¹.

Для сравнения отметим, что типичные из зарегистрированных в настоящее время источников жесткого рентгеновского излучения имеют потоки $\sim 10^{-3} \div 10^{-4}$ квант·см⁻²·с⁻¹·кэВ⁻¹ при энергиях 20÷30 кэВ [5, 6].

Таким образом, и при изучении периодических рентгеновских источников эксперимент с использованием прибора РХ-1 может дать новые данные.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Правда, 1983, 3 июля. [2] Гордсеев Ю. П., Кудрявцев М. И. В кн.: Новые приборы, устройства, методики, материалы и технологические процессы, разработанные учеными МГУ, предлагаемые для внедрения в народное хозяйство и науку. М.: Изд-во МГУ, 1982, с. 36. [3] Мазец Е. П., Голенецкий С. В. В кн.: Астрофизика и космическая физика. М.: Наука, 1982, с. 216. [4] Мазец Е. П. и др. Письма в Астрон. журн., 1980, 6, с. 609. [5] Dolan J. F. et al. Astrophys. J., 1981, 250, p. 355. [6] Pietsch W. et al. Astrophys. J., 1980, 237, p. 964.

Поступила в редакцию
27.12.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 5

УДК 535.36

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

И. А. Яковлев, А. И. Федорова, Т. Г. Черневич, О. А. Шустин

(кафедра физики кристаллов)

Одним из наиболее интересных и важных направлений в физике жидких кристаллов (ЖК) является изучение в них фазовых превращений, механизм которых исследован недостаточно тщательно. Мало экспериментальных данных в температурной области, непосредственно примыкающей к температуре фазового превращения. А именно в этой области жидкий кристалл особенно чувствителен к различным внешним воздействиям (например, к световому облучению). Кроме того, так как фазовый переход нематик $\rightleftharpoons$ изотропная жидкость является фазовым переходом первого рода, то эти две фазы могут сосуществовать. Поэтому представляется интересным более подробно изучить механизм зарождения новой фазы и исследовать поведение физических параметров жидкого кристалла непосредственно на границе зародыша изотропной жидкости.

Разработанный авторами интерференционный метод применяется для изучения кинетики фазовых превращений в НЖК, для определения влияния подложки и освещения на характер перехода $N \rightleftharpoons I$. Метод позволяет исследовать поведение показателей преломления и, независимо, двулучепреломления на границе раздела фаз, что дает возможность изучить поведение параметра порядка S в нематической фазе и получить скачок ΔS при переходе из одной фазы в другую.

На рис. 1 показана принципиальная схема установки, в которой пучок света от гелий-неонового ($\lambda = 6329 \text{ \AA}$) или аргонового ($\lambda = 5145 \text{ \AA}$) лазера с помощью разделительной пластинки *РП* делится на два: предметный, проходящий сквозь образец с ЖК, находящийся в печке, и

объектив 01 , образующий в плоскости фотоаппарата ΦA увеличенное изображение кристалла, и опорный, который системой объективов $02, 03$ расширяется, образуя плоскую волну. $Bp1$ и $Bp2$ — вращатели плоскости поляризаций, Π — поляроид. Использовались слабые лазерные пучки: плотность мощности падающего на ЖК света составляла $0,1 \div 0,2$ Вт/см². Температура образца измерялась с помощью термомпары и потенциометра с точностью $\sim 0,01^\circ\text{C}$. Были исследованы планарно ориентированные НЖК МББА и ЖК-440 (смесь А), помещенные в стеклянную кювету толщиной $30 \div 100$ мкм. Внутренние поверхности стекол кюветы покрывались поливиниловым спиртом и натирались.

Исследование фазового перехода $I \rightarrow N$ показало, что зародыши нематической фазы возникают вблизи опорных стекол, где велико ориентирующее действие подложки, и достигают значительных размеров в направлениях вдоль опорных стекол ($\sim$ в 10 раз больше толщины ячейки), прежде чем все пространство между опорными стеклами станет заполненным нематической фазой. При фазовом переходе $N \rightarrow I$ зародыши изотропной фазы образуются в толще образца.

Отметим также, что фазовый переход $N \rightarrow I$ начинается в более освещенных частях образца. Например, если направить на ЖК-ячейку приблизительно перпендикулярно ее поверхности две плоские когерентные световые волны, составляющие малый угол между собой, то на поверхности ячейки образуется интерференционная картина в виде чередующихся светлых и темных интерференционных полос. В этом случае переход $N \rightarrow I$ начинается в максимумах освещенности, и в кристалле возникает периодическая структура, образованная зародышами новой фазы. Это обстоятельство демонстрируется на рис. 2. При пере-

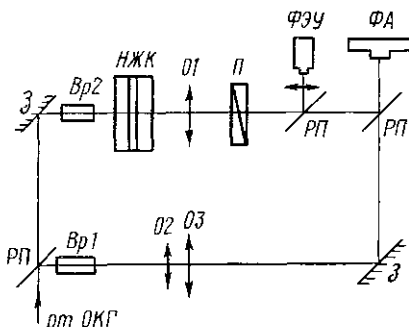


Рис. 1. Оптическая схема экспериментальной установки

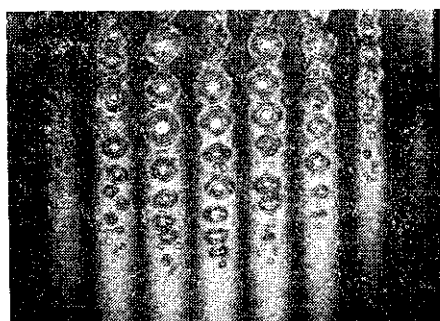


Рис. 2. Картина фазового превращения при пространственно-периодическом освещении кристалла

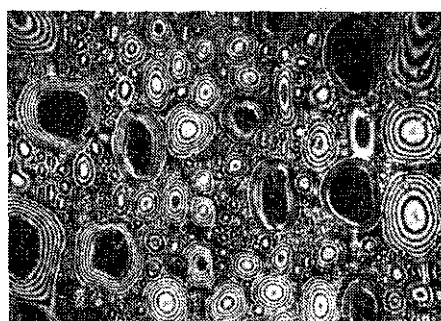


Рис. 3. Изображение кристалла в области фазового превращения (поляроиды скрещены)

ходе $I \rightarrow N$ зародыши нематической фазы начинают образовываться в менее освещенной области. Эти процессы наблюдаются даже при малой интенсивности падающего света (средняя плотность мощности двух пучков составляла $0,1$ Вт/см²).

Для определения скачка двулучепреломления $\delta\Delta n$ и зависимости $\Delta n(T)$ в интервале температур $[T_{\text{ном}}, T_{\text{перех}}]$ образец помещался между скрещенными поляроидами так, чтобы оптическая ось ЖК находилась в диагональном положении. Тогда во время фазового перехода $N \rightarrow I$ на увеличенном изображении зародыша изотропной фазы становится видна система замкнутых интерференционных полос равной толщины зародыша (рис. 3). В тот момент, когда зародыш соприкасается с двумя опорными стеклами, на его изображении появляется темное пятно, т. е. в этом месте свет проходит сквозь изотропную фазу. Подсчитав максимальное число полос M , которое возникает на поверхности зародыша при данной толщине ячейки, зная толщину ячейки d и длину волны λ , легко получить скачок двулучепреломления $\delta\Delta n$ непосредственно на границе зародыша новой фазы по формуле

$$\delta\Delta n = M\lambda/d.$$

Скачок двулучепреломления для МББА составил $0,13 \pm 0,01$ и для ЖК-440 $0,14 \pm 0,01$. При изменении температуры изменяются показатели преломления жидкого кристалла, следовательно, интенсивность света, прошедшего через скрещенные поляроиды и находящийся между

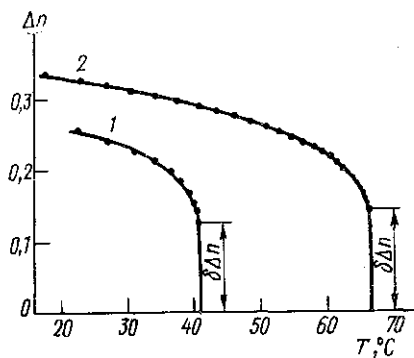


Рис. 4. Зависимость двулучепреломления Δn от температуры для МББА (1) и ЖК-440 (2)

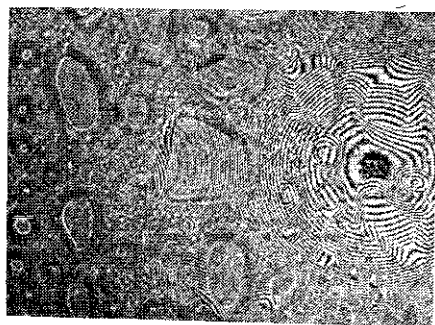


Рис. 5. Изображение кристалла в области фазового превращения при наложении опорной волны

ними в диагональном положении образец, будет периодически меняться и проходить через ряд максимумов, которые соответствуют разности фаз между обыкновенной и необыкновенной волнами, равной $2\pi n$ (n — целое). Считая число максимумов $k(T)$ от температуры $T_{\text{перех}}$ до некоторой $T < T_{\text{перех}}$, получаем абсолютное значение $\Delta n(T)$ по формуле

$$\Delta n(T) = [k(T) + M]\lambda/d.$$

На рис. 4 изображен график зависимости $\Delta n(T)$ для МББА и ЖК-440 (2).

Для измерения скачков показателей преломления обыкновенной и необыкновенной волн δn_o и δn_e на границе зародыша новой фазы на увеличенное изображение кристалла накладывалась плоская опорная волна, совпадающая по направлению распространения с волной, формирующей изображение кристалла. Для получения скачка δn_o на кристалл направлялся свет, поляризованный перпендикулярно директору НЖК, а для измерения δn_e — параллельно.

Интерференционная картина до фазового перехода представляла собой систему концентрических окружностей. Во время фазового перехода на зародышах новой фазы происходило искривление окружностей,

что хорошо видно на рис. 5. По этим искривлениям считались скачки δn_0 и δn_e на границе зародыша. Было получено, что скачок δn_e значительно превосходит δn_0 и составляет 0,09 и 0,04 для МБА и 0,09 и 0,05 для ЖК-440.

На основании полученных экспериментальных данных был рассчитан скачок параметра порядка ΔS для МБА при фазовом переходе $N \rightleftharpoons I$ по формуле из работы [1], которая справедлива вблизи фазового перехода:

$$\delta \Delta n = \frac{4\pi}{3} \frac{N_A \rho}{m} (\gamma_e - \gamma_0) \frac{\bar{n}^2 + 2}{n_e + n_0} \Delta S,$$

где N_A — число Авогадро, m — молекулярный вес, ρ — плотность, $(\gamma_e - \gamma_0)$ — анизотропия поляризуемости,

$$\bar{n}^2 = (n_e^2 + 2n_0^2)/3; \quad n_e = n_i + \delta n_e, \quad n_0 = n_i - \delta n_0,$$

n_i — показатель преломления изотропной жидкости вблизи фазового перехода.

При использовании данных других авторов:

$$N_A \rho / m = 2,38 \cdot 10^{24}, \quad \Delta \gamma = 28,1 \cdot 10^{-24} \text{ [2]}, \quad n_i = 1,63 \text{ [3]},$$

был получен скачок параметра порядка для МБА $\Delta S = 0,35 \pm 0,02$. Учет анизотропии локального поля меняет скачок ΔS приблизительно на 1%.

Таким образом, разработанный метод позволил впервые определить скачки показателей преломления непосредственно на границе сосуществования двух фаз и рассчитать величины скачка параметра порядка, что существенно для выяснения характера фазового превращения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Аверьянов Е. М., Шабанов В. Ф. Кристаллография, 1978, **23**, с. 320.
[2] Блинов Л. М. и др. Кристаллография, 1975, **20**, с. 1245. [3] Блинов Л. М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1978, с. 49.

Поступила в редакцию
29.12.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 5

УДК 533.9.02:53.072

ДИАМАГНИТНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЦИКЛОТРОННЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ

Л. В. Бородачев, А. К. Некрасов

(кафедра математики)

1. Введение. В настоящее время широко проводятся эксперименты по циклотронному нагреву плазмы с использованием волн большой интенсивности [1], что повышает роль нелинейных эффектов. Одним из таких эффектов, впервые рассмотренным в работе [2] и названным там высокочастотным диамагнетизмом, является образование ям магнитного поля в области локализации циклотронных колебаний подобно тому, как образуются ямы плотности в области локализации ленгмюровских колебаний [3]. Нелинейное уменьшение магнитного поля связано с появлением поперечного к нему квазистационарного электрического тока