

УДК 532.783

А. М. Паршин

ОТКЛИК ГИБРИДНО-УПОРЯДОЧЕННОГО НЕМАТИКА С ПОВЕРХНОСТНОЙ ЛИНИЕЙ ДИСКЛИНАЦИИ НА ИМПУЛЬС МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Институт физики им. Л. В. Киренского, ФИЦ «Красноярский научный центр
Сибирского отделения РАН», Академгородок 50, 660036 Красноярск, Россия,
Сибирский Федеральный университет, пр. Свободный, д. 79, 660041 Красноярск, Россия
E-mail: parshin@iph.krasn.ru

Исследовано оптическое пропускание гибридно-упорядоченного нематического слоя с поверхностной линией дисклинации, деформированного импульсным магнитным полем. Получены выражения для времен реакции на полевое воздействие и релаксации жидкого кристалла к недеформированному состоянию. Время реакции оказалось существенно больше расчетного значения и сопоставимым с длительностью импульса магнитного поля. Выведены зависимости интенсивности света от разности фаз между обычными и необыкновенными лучами с учетом рассеяния. Для процесса релаксации получено хорошее совпадение экспериментальной и расчетной временных зависимостей интенсивности лазерного излучения, прошедшего через весь слой жидкого кристалла, за исключением тонкого переходного приповерхностного слоя. Аномалия хода кривой релаксации в переходном слое рассмотрена в рамках известных модельных представлений.

Ключевые слова: нематический жидкий кристалл, поликарбонат, гибридно-упорядоченный слой, интерференция света, рассеяние света, импульсное магнитное поле.

DOI: 10.18083/LCAppl.2021.3.60

A. M. Parshin

RESPONSE OF A HYBRID-ALIGNED NEMATIC WITH A SURFACE DISCLINATION LINE TO A MAGNETIC FIELD PULSE

Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS,
50 Akademgorodok, Krasnoyarsk, 660036, Russia
Siberian Federal University, 79 Svobodny Ave., Krasnoyarsk, 660041, Russia
E-mail: parshin@iph.krasn.ru

The optical transmission of a hybrid-ordered nematic layer with a surface disclination line, strained by a pulsed magnetic field, is studied. The expressions for the reaction times to the field action and relaxation of a liquid crystal to an unstrained state are obtained. The experimental reaction time turned out to be significantly longer than its calculated value and comparable to the magnetic field pulse duration. The light intensity dependences on the phase difference between the ordinary and extraordinary rays, taking into account scattering are derived. For the relaxation process, good agreement is obtained between the experimental and calculated time dependences of the laser radiation intensity transmitted through the entire liquid crystal layer, with the exception of a thin transitional near-surface layer. The anomaly in the course of the relaxation curve run in the transition layer is considered within the framework of the known model concepts.

Keywords: nematic liquid crystal, polycarbonate, domain structure, light interference, light scattering, magnetic field.

Введение

Изучение динамики жидких кристаллов (ЖК) оптическими методами в настоящее время представляет интерес как с теоретической, так и практической точек зрения [1, 2]. В первых ключевых исследованиях [3, 4] были определены основные динамические характеристики нематических ЖК в однородных слоях. Был установлен экспоненциальный закон затухания оптического пропускания при деформации в магнитном поле однородного слоя нематика. Изучены колебания, обусловленные двулучепреломлением ЖК в скрещенных поляризаторах, получены выражения, из которых определены времена нарастания и спада интенсивности пропущенного через слой ЖК лазерного излучения. В дальнейшем исследовался оптический отклик директора ЖК с учетом рассеяния при ориентации его электрическим [5, 6] или магнитным [7] полем. Времена реакции и релаксации в однородном слое ЖК с учетом конечной энергии сцепления ЖК с поверхностью в электрическом поле определялись в [8]. Позднее было проведено исследование неоднородно ориентированных слоев ЖК в каплях нематиков, капсулированных в полимерных матрицах в электрическом [9] и магнитном [10] полях. Использование магнитного поля обуславливалось стремлением избежать побочных эффектов, связанных с возможным проявлением зарядов в электрическом поле при больших отклонениях директора ЖК [11, 12]. При этом существенным недостатком всех цитированных исследований явилась сложность получения аналитических выражений для описания динамических характеристик, анализ которых проводился в приближениях малых углов или с применением численных методов [13]. Недавно мы изучили интерференцию света при распространении его в HANL-слое ЖК в медленно сканируемом электрическом [14] и магнитном [15] полях. Интерференция обуславливалась суперпозицией обыкновенных и необыкновенных лучей при их девиации на радиальной структуре ЖК, являющейся основой HANL, и проявлялась в виде экстремумов на зависимости интенсивности света от прикладываемого поля.

Целью данной работы является исследование оптического пропускания ЖК в динамике HANL-слоя в сильном импульсном магнитном поле. Модельные рассуждения предполагается провести с

применением аналитических методов как в приближении малых углов, так и в большом диапазоне отклонения директора ЖК от равновесной ориентации с использованием полуэмпирических методов.

Теоретическая часть

На рисунке 1 представлено распределение поля директора ЖК в домене HANL-слоя, возбуждаемого магнитным полем H . В начале процесса (рис. 1, а) $H = 0$, магнитная длина когерентности [1] $\xi_H = 1/H \cdot (K/\Delta\chi)^{1/2} = \infty$, где K – модуль упругости нематика в одноконстантном приближении, $\Delta\chi$ – анизотропия магнитной восприимчивости.

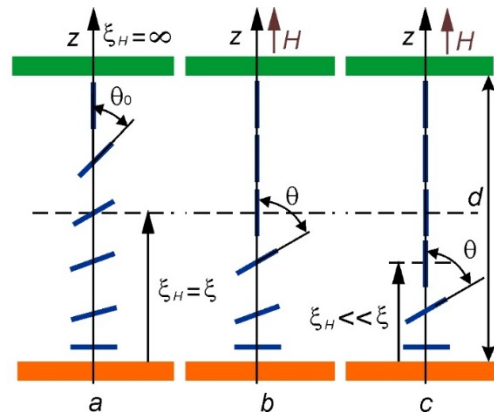


Рис. 1. Ориентация директора нематика в гибридно-упорядоченном слое, возбуждаемым магнитным полем, при различных значениях магнитных длин когерентности $\xi_H = \infty$ (а), $\xi_H = \xi$ (б), $\xi_H \ll \xi$ (с)

Fig. 1. Orientation of nematic director in a hybrid-aligned layer excited by a magnetic field at different values of the magnetic coherence lengths $\xi_H = \infty$ (а), $\xi_H = \xi$ (б), $\xi_H \ll \xi$ (с)

Директор имеет равновесную конфигурацию, соответствующую планарной радиальной структуре с линией дисклинации на нижней поверхности, которая постепенно стремится к однородной планарной ориентации на расстоянии ξ в объеме ЖК [16]. С этим влиянием конкурирует гомеотропная ориентация, заданная на верхней поверхности ЖК-ячейки, и в HANL-слое возникает упорядочение с углом распределения поля директора θ_0 . При включении магнитного поля H директор ЖК на длине ξ_H ориентируется вдоль H [1]. Если значение H соответствует случаю $\xi_H = \xi$, то на этой длине должна реализоваться гомеотропная ориентация (рис. 1, б), так как влияние на директор ЖК верхней

поверхности и магнитного поля согласованы, а воздействие нижней поверхности в толстой ЖК-ячейке быстро затухает. В области $z < \xi$ директор составляет угол θ относительно оси z . В сильном магнитном поле $\xi_H \ll \xi$ и весь слой нематика становится гомеотропным, за исключением тонкого приповерхностного слоя (рис. 1, *c*).

Свободную энергию ЖК с директором \mathbf{n} в объеме V домена запишем в виде [1]

$$F = \frac{1}{2} \int \left\{ K \left[(\operatorname{div} \mathbf{n})^2 + (\operatorname{rot} \mathbf{n})^2 \right] - \Delta \chi H^2 \cos^2 \theta \right\} dV \quad (1)$$

Задавая компоненты директора $n_\rho = -\sin\theta$, $n_\varphi = 0$, $n_z = \cos\theta$ в цилиндрических координатах (ρ, φ, z) и определяя минимум свободной энергии вариационным методом, получим уравнение баланса упругого и магнитного моментов. При использовании импульсного магнитного поля эти моменты необходимо сопоставить с моментом трения ЖК. В пренебрежении инерционными и гидродинамическими членами [2] запишем

$$\nabla^2 \theta - \left(\frac{A^2}{\xi^2} + \frac{1}{\xi_H^2} \right) \sin \theta \cos \theta = \frac{\gamma_1}{K} \frac{\partial \theta}{\partial t}, \quad (2)$$

где $\nabla^2 \theta = \partial^2 \theta / \partial \rho^2 + (1/\rho^2)(\partial^2 \theta / \partial \varphi^2) + \partial^2 \theta / \partial z^2$ – лапласиан, $A = [(\pi^3/12 - \pi^2/4 + 1)/2\pi \ln(l/b)]^{1/2}$ [15], l , b – длина и ширина линии дисклинации, γ_1 – коэффициент вращательной вязкости ЖК. Полагая $\rho = r$ – радиус домена, $\partial \theta / \partial \rho = 0$, $\partial^2 \theta / \partial \varphi^2 = 0$, и в приближении малых углов θ , уравнение (2) можно привести к виду

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} - \left(\frac{A^2}{\xi^2} + \frac{1}{\xi_H^2} \right) \theta = \frac{\gamma_1}{K} \frac{\partial \theta}{\partial t}. \quad (3)$$

Это уравнение решалось методом разделения переменных по координате и времени как стандартная задача для уравнения теплопроводности в ограниченной области $0 \leq z \leq d$ с неоднородными граничными условиями $\theta(0, t) = \pi/2$, $\theta(d, t) = 0$. Решая эту задачу для случая $H = 0$ (рис. 1, *a*) с соответствующими коэффициентами Фурье для функции $\theta(z)$ при разложении ее в ряд по синусам на интервале $(0, d)$ и ограничиваясь первым членом ряда, получим

$$\theta(z, t) = \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{z}{d} \right) - \exp \left(-\frac{\pi a}{d} \right)^2 \sin \left(\frac{\pi z}{d} \right). \quad (4)$$

Определив параметр $a = (K/\gamma_1)^{1/2}$ и решая уравнение (3) совместно с (4), получим выражения для времени реакции ЖК на импульс магнитного поля

$$\tau_R = \frac{\gamma_1}{K \left(\frac{A^2}{\xi^2} + \frac{B^2}{\xi_H^2} - \frac{\pi^2}{d^2} \right)}, \quad (5)$$

где $B^2 = 1 - \pi/2(1 - z/d)/e \sin(\pi z/d)$ при $t = t_R$.

Время релаксации директора нематика к равновесному распределению (рис. 1, *a*) от гомеотропной ориентации (рис. 1, *c*) после выключения магнитного поля

$$\tau_D = \frac{\gamma_1}{K \left(\frac{\pi^2}{d^2} - \frac{A^2}{\xi^2} \right)}. \quad (6)$$

Приближение малых углов позволяет получить выражения только для времен реакции и релаксации. Однако для исследования динамики оптического отклика на импульс магнитного поля необходимо знать изменение угла ориентации θ директора ЖК \mathbf{n} во всем диапазоне его отклонения. Можно допустить, что рассматриваемая система подчиняется свойству релаксации, согласно которому угловая скорость приближения \mathbf{n} к состоянию равновесия пропорциональна степени отклонения от него. Такое допущение подтверждается экспериментальными результатами работ [3, 4] и данной статьи. В этом случае можно записать $\partial \theta / \partial t = -\kappa \cdot \theta$, соотнося коэффициент κ со скоростью релаксации директора ЖК за время $\tau = \ln(\theta_0/\theta)/\kappa$ от угла θ , заданным магнитным полем H , к равновесному значению θ_0 при $H = 0$. Можно предположить также, что подобное допущение будет выполняться и для реакции, поскольку скорость вращения директора ЖК должна определяться магнитным моментом, который также пропорционален углу θ . Это также согласуется с результатами работ [3, 4]. С учетом этих допущений, оставляя приближения для лапласиана прежними, после дифференцирования уравнения (2) получим

$$\left(\frac{d\theta}{dz} \right)^2 = \left(\frac{A^2}{\xi^2} + \frac{1}{\xi_H^2} \right) \sin^2 \theta + \frac{\gamma_1}{K} \kappa \theta^2. \quad (7)$$

Обыкновенная и необыкновенная волны \mathbf{E}_{o1} и \mathbf{E}_{e2} , прошедшие через HANL-слой, интерферируют [14, 15]. Между волнами возникает разность фаз, интегральное значение которой определится как

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^{\xi_H} [n_e^*(z) - n_o] dz, \quad (8)$$

где λ – длина волны света, $n_e^*(z) = n_e n_o (n_e^2 \cos^2 \theta + n_o^2 \sin^2 \theta)^{-1/2}$ – эффективный показатель преломления

$$\delta = \frac{2\pi n_o}{\lambda} \int_0^{\theta} \left[(1 - v \sin^2 \theta)^{-1/2} - 1 \right] \frac{1}{\sqrt{\left[\frac{A^2}{\xi^2} + \frac{1}{\xi_H^2} \right] \sin^2 \theta + \frac{\gamma_1}{K} \kappa \theta^2}} d\theta, \quad (9)$$

где $v = (n_e^2 - n_o^2)/n_e^2$.

Интенсивность прошедшего через HANL-слой света с волновым вектор \mathbf{k} , обусловленная суперпозицией волн $I = \Sigma \langle (\mathbf{E}_{o1} + \mathbf{E}_{e2})^2 \rangle$, должна содержать интерференционный член $J = 2\Sigma \langle \mathbf{E}_{o1} \mathbf{E}_{e2} \rangle$, периодически изменяющийся в зависимости от разности фаз и монотонно убывающий вследствие рассеяния. В работе [15] для учета рассеяния на неоднородностях HANL-слоя в J добавлялся экспоненциальный множитель, содержащий магнитную ξ_H и структурную ξ длины когерентности, обеспечивающий согласование аналитической и экспериментальной зависимостей интенсивности света от магнитного поля в статическом режиме. В динамике изменения ξ_H и вращения директора ЖК происходят с разными скоростями, поэтому корректнее учитывать рассеяние не параметром ξ_H , связанным с магнитным полем, а углом θ ориентации директора. В работе [17] для учета рассеяния неоднородно ориентированных слоев в каплях нематиков, капсулированных в полимерных матрицах, в интенсивность I добавлялся член, содержащий сечение рассеяния, имеющий связь с параметром порядка осей капель через полиномы Лежандра. Рассеяние в HANL-слое, обусловленное пространственной неоднородностью оптической анизотропии нематика $\Delta n = n_e - n_o$, определяется упорядоченностью линий дисклинации \mathbf{l} на поверхности ПК, которая передается в объем на расстояние ξ [15]. Магнитное поле устраняет неоднородность при достижении $\xi_H = \xi$, переориентируя ЖК в гомеотропное состояние, и устанавливает угол θ в HANL-слое при $\xi_H < \xi$. В таком случае можно ввести поперечное сечение рассеяния, усредненное по HANL-слою $\sigma = f(\mathbf{l} \cdot \mathbf{k}) = \sin \theta$, поскольку директор нематика \mathbf{n} ориентируется перпендикулярно линиям дисклинации [16]. Сечение рассеяния удобно разложить по полиномам Лежандра $\sigma = \sum_{n=1}^n a_{2n} P_{2n}(\sin \theta)$, и в J добавится множитель $\exp(-\sigma z)$. Коэффициенты разложения должны учитывать рассеяние, связанное с искажением формы доменов, а также другие виды

для необыкновенной (n_e) и обыкновенной (n_o) волн. Подставляя dz из выражения (7) в (8), получим

рассеяния, например, на флуктуациях параметра порядка (1) или обусловленные взаимодействием нематика с поверхностью [18, 19]. В этом случае выражение для интенсивности света запишется как

$$I = \frac{1}{2} I_0 \left(1 + \frac{2}{\pi} \exp(-\sigma z) \cos \delta \right). \quad (10)$$

Экспериментальная часть

Для исследований изготавливалась ЖК-ячейка, состоящая из двух плоскопараллельных стеклянных пластин размером 10x12 мм. На нижнюю пластину в центрифуге наносилась пленка поликарбоната (ПК) из 2 % раствора в дихлорметане, а верхняя покрывалась пленкой из 4 % раствора лецитина. Пластины складывались со сдвигом через две тефлоновые полоски толщиной 30 мкм и склеивались по краям эпоксидной смолой. Зазор между пластинами заполнялся нематиком 4-н-пентил-4'-цианобензил (5ЦБ), и в течение ~ 20 мин в поляризационный микроскоп можно было наблюдать, как на пленке ПК формируется ансамбль доменов ЖК [20–22] (рис. 2). Средний радиус доменов составил $r \approx 75$ мкм.

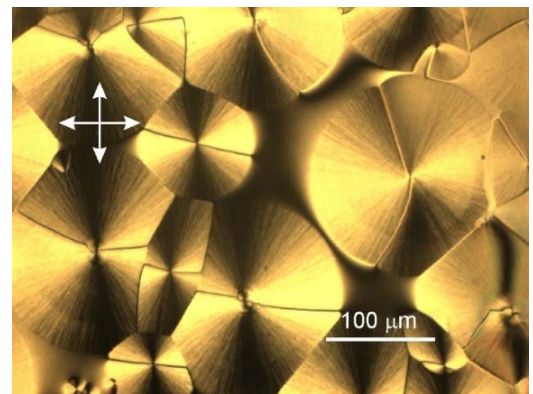


Рис. 2. Микрофотография HANL-слоя. Направления поляризаторов показаны стрелками
 Fig. 2. Microphotograph of the HANL-layer. Arrows show directions of polarizers

Ячейка помещалась в термостат, который устанавливался в цилиндрический канал многослойного импульсного соленоида [23] так, чтобы плоскости пластин были перпендикулярны силовым линиям магнитного поля. Луч He-Ne лазера с длиной волны $\lambda = 0,633$ мкм проходил вдоль оси соленоида через ячейку, и его интенсивность регистрировалась с помощью фотодиода, сигнал с которого поступал на один из каналов осциллографа. Величина магнитного поля регистрировалась с помощью датчика Холла на другом канале осциллографа. Для получения импульса соленоид подключался к батарее конденсаторов, которая могла заряжаться до любого напряжения U вплоть до 1000 В и разряжаться через тиристор. Приготовление ячеек и все измерения выполнялись при 23 °С.

Результаты и их обсуждение

На рисунке 3 представлено несколько зависимостей $I(t)$, полученных при амплитудах импульса магнитного поля H_m от 14 до 90 кЭ. Кривые $I(t)$, регистрируемые при $H_m > 90$ кЭ, практически совпадали, поэтому эксперимент был ограничен значением $H_m = 90$ кЭ как предельным. Зависимости имеют характерную особенность: какова бы ни была величина H_m , определяющая степень отклонения директора нематика θ , время его релаксации к равновесной ориентации всегда одно и то же, то есть скорость релаксации n пропорциональна степени его отклонения. Это дает возможность использовать выражения для времен реакции (5) и релаксации (6), полученные из приближения малых углов, и для больших отклонений директора ЖК от равновесной ориентации. Данное обстоятельство позволяет также принять приближение $\partial\theta/\partial t = -k\theta$ для релаксации, исключая время из динамического уравнения (2), и из выражений (6)–(10) построить расчетные зависимости $I(t)$. Для расчетов были использованы литературные данные: $K = 6,21 \cdot 10^{-7}$ дин [15] и $\Delta\chi = 0,97 \cdot 10^{-7}$ [24], $n_e = 1,7103$, $n_o = 1,5271$ [25], $\gamma_1 = 1$ П [26], выбранные при температуре 23 °С, а также параметры ячейки $d = 30$ мкм и доменной структуры $r = 75$ мкм, $l = 150$ мкм, $b = 10$ мкм, $\xi = r[(\pi^3/12 - \pi^2/4 + 1)/2\pi \ln(l/b)]^{1/2} = 22,3$ мкм и $A = 0,297$. С этими данными из выражений (5) и (6) были получены значения времени реакции $t_R = 1,3 \cdot 10^{-3}$ с и релаксации $t_D = 2$ с, различающиеся более, чем на три порядка. Такое различие обусловлено одновременным воздействием магнитного

поля на все молекулы в объеме ЖК при его нарастании и последовательной передаче влияния стенки в объем от молекулы к молекуле в процессе релаксации.

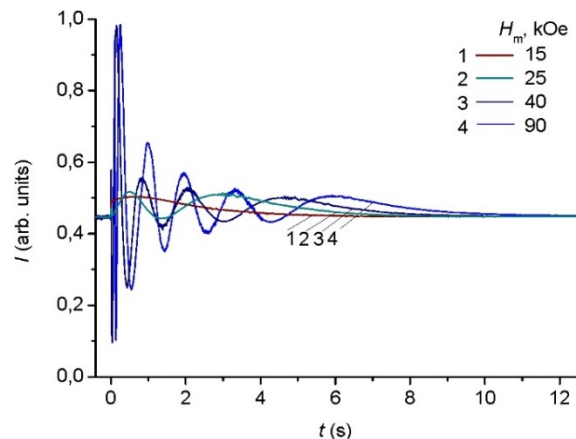


Рис. 3. Временные зависимости интенсивности лазерного излучения, прошедшего через HANL-слой, при различных значениях импульсного магнитного поля $H_m = 15, 25, 40, 90$ кЭ

Fig. 3. Time dependences of the laser radiation intensity transmitted through the HANL-layer at different values of the pulse magnetic field $H_m = 15, 25, 40, 90$ kOe

Начальный участок кривой отклика нематика на импульс магнитного поля представлен на рис. 4.

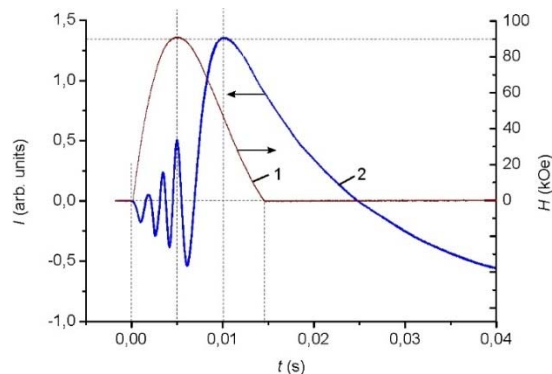


Рис. 4. Начальный участок временной зависимости интенсивности лазерного излучения, прошедшего через HANL-слой, при амплитуде импульсного магнитного поля $H_m = 90$ кЭ: 1 – импульс магнитного поля, 2 – отклик нематика на импульс

Fig. 4. The initial section of the time dependence of the laser radiation intensity transmitted through the HANL-layer at the amplitude of the pulsed magnetic field $H_m = 90$ kOe: 1 – magnetic field pulse, 2 – nematic response to the pulse

Кривая сопровождается интерференционными максимумами и минимумами, характерными для структуры HANL. Однако из рисунка следует, что время реакции ЖК существенно больше расчетного значения $t_R = 1,3$ мс, полученного из выражения (5) для случая внезапного включения поля. Оно сопоставимо с длительностью полевого импульса $t_H = 0,015$ с и даже опережает его. В грубом соответствии можно заключить, что импульс поля «ведет» отклик ЖК. Интерференционные экстремумы, которые должны были быть заключены в узком миллисекундном временном интервале t_R , оказываются развернутыми на более широкий диапазон.

При коэффициентах $a_2 = -0,6$, $a_4 = -0,075$ и изменении θ от 0 до $\pi/2$ с шагом 0,001 рад была получена последовательность значений δ и построена расчетная зависимость $I(t)$ для релаксации, представленная на рис. 5.

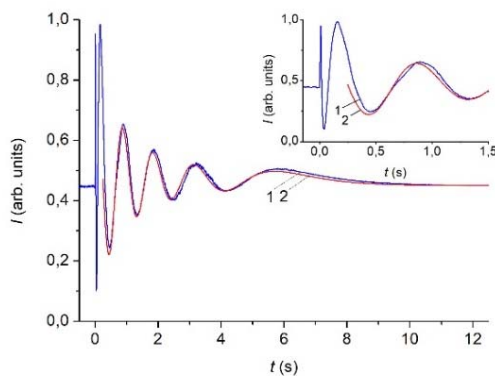


Рис. 5. Экспериментальная (1) и расчетная (2) зависимости интенсивности света от времени, прошедшего через HANL-слой, при его релаксации к равновесному состоянию после возбуждения импульсным магнитным полем $H_m = 90$ кЭ

Fig. 5. Experimental (1) and calculated (2) dependences of the light intensity on the time passed through the HANL-layer during its relaxation to an equilibrium state after excitation by a pulsed magnetic field $H_m = 90$ kOe

Здесь же приведена экспериментальная зависимость (4) $I(t)$ из рис. 3. Можно констатировать хорошее совпадение расчетной и экспериментальной кривых в диапазоне t от 0,2 до 12 с. При $t < 0,2$ с расчетная кривая начинает отклоняться от экспериментальной.

На рисунке 6 приведены начальные участки семейства зависимостей $I(t)$, у которых интерференционные экстремумы для удобства сравнения сглажены по амплитуде с помощью фильтра.

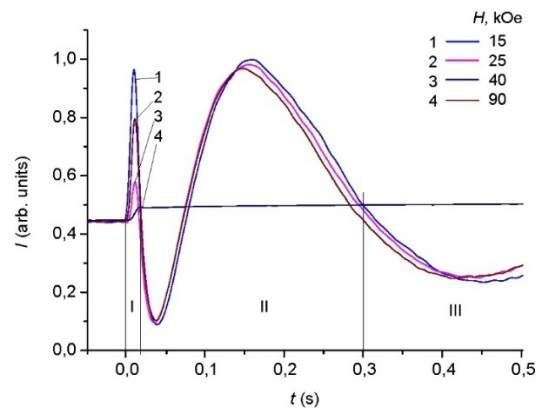


Рис. 6. Начальный участок семейства экспериментальных временных зависимостей интенсивности лазерного излучения, прошедшего через HANL-слой, при различных амплитудах импульсного магнитного поля $H_m = 14, 26, 39, 52, 65, 77, 90$ кЭ. Цифрами I, II, III отмечены участки, относящиеся к реакции, переходному слою и релаксации ЖК в импульсном магнитном поле

Fig. 6. The initial section of the experimental time dependences of the laser radiation intensity transmitted through the HANL-layer at different amplitudes of the pulsed magnetic field $H_m = 14, 26, 39, 52, 65, 77, 90$ kOe. The regions related to the reaction, transition layer, and LC relaxation in a pulsed magnetic field are marked by the numbers I, II and III

Из рисунка следует, что амплитуды максимумов оптического отклика, которые, предположительно, соответствуют максимальному углу отклонения θ за импульс, имеют одно и то же значение на шкале времени. Это оправдывает использование для реакции приближения пропорциональности изменения угла θ от времени самому углу так же, как и для релаксации. Однако зависимость t_R от H при нелинейной функции $H(t)$ не позволила получить расчетную зависимость $I(t)$ для реакции так же, как для релаксации, совпадающую с экспериментом. Кривые $I(t)$ на рис. 6 можно разбить на три участка I, II, III. Участок I соответствует реакции ЖК на импульс магнитного поля. Участок II характеризует переходный слой между объемом и границей ЖК-ПК. В этом слое толщиной $\zeta_H = 0,2$ мкм при $H_m = 90$ кЭ происходит нарушение экспоненциального свойства снижения амплитуды в процессе релаксации, который выполняется на участке III. Такое нарушение возможно вследствие влияния на отклик формы импульса магнитного поля, проявления неоднородностей структуры HANL, формирующейся при физико-химическом взаимодействии молекул ЖК с полимерными цепями ПК [20–22], а также эффекта обратного потока [1].

Выводы

В данной работе исследовано пропускание He-Ne лазера с длиной волны $\lambda = 0,633$ мкм через HANL-слой, подвергнутый влиянию импульсного магнитного поля. Из минимума свободной энергии ЖК получено динамическое уравнение распределения поля директора \mathbf{n} в HANL-слое, из которого в приближении малых углов его ориентации θ определены времена реакции и релаксации ЖК. В предположении, что рассматриваемая система подчиняется свойству релаксации, согласно которому угловая скорость приближения \mathbf{n} к состоянию равновесия пропорциональна степени отклонения от него, получено распределение поля директора для любых θ . Из уравнения для локальной разности фаз между обыкновенной и необыкновенной волнами, а также для эффективного показателя преломления получено выражение для интегральной разности фаз δ по толщине HANL-слоя. С использованием значений δ получена зависимость интенсивности света I от времени t . Для учета рассеяния на неоднородностях HANL-слоя в I добавлялся экспоненциальный множитель, содержащий сечение рассеяния σ , связанное со степенью упорядоченности линий дисклинаций в ансамбле доменов через полиномы Лежандра. При нарастании магнитного поля в начале кривой на интервале t от 0 до 0,015 с на ход зависимости $I(t)$ влияло время длительности импульса, то есть магнитный импульс «ведет» отклик ЖК. В процессе релаксации расчетная зависимость $I(t)$ сравнивалась с экспериментальной и совпадала с ней, но только в интервале t от 0,2 до 12 с. В промежуточном интервале t от 0,02 до 0,3 с, соответствующему зондированию лазерным излучением тонкого приповерхностного слоя $\sim 0,2$ мкм, зависимость $I(t)$ не объясняется в рамках рассматриваемой модели. Дальнейшее развитие модели предполагает учет влияния на оптический отклик формы импульса магнитного поля, структурирования HANL-слоя вблизи поверхности ПК, эффекта обратного потока с использованием коэффициента вязкости γ_2 .

Список литературы / References

1. Де Жен П. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977. 400 с. [de Gennes P.G. The Physics of Liquid Crystals. Oxford, 1974, 350 p.]. [de Gennes P.G., Prost J. The Physics of Liquid Crystals. Oxford, Clarendon press, 1993, 597 p.].
2. Блинов Л. М. Жидкие кристаллы: структура и свойства. М.: Книжный дом «Либроком», 2013. 480 с. [Blinov L.M. Structure and Properties of Liquid Crystals. Dordrecht, Heidelberg, London, New York: Springer, 2011, 379 p.].
3. Brochard F., Pieranski P., Guyon E. Dynamics of the orientation of a nematic-liquid-crystal film in a variable magnetic field. *Phys. Rev. Lett.*, 1972, **28** (26), 1681–1683.
4. Pieranski P., Brochard F., Guyon E. Static and dynamic behavior of a nematic liquid crystal in a magnetic field. *J. Phys.*, 1973, **34** (1), 35–48.
5. Berezin P.D., Kompanets I.N., Nikitin V.V., Pikin S.A. Orienting effect of an electric field on nematic liquid crystals. *JETP*, 1973, **37** (2), 305–308.
6. Schiek M., Fahrenschon K. Transient times and multiplex behavior of nematic liquid crystals in electric field. *Appl. Phys.*, 1975, **7** (10), 99–105.
7. van Dijk J.W., Beens W.W., de Jeu W.H. Viscoelastic twist properties of some nematic liquid crystalline azoxybenzenes. *J. Chem. Phys.*, 1983, **79** (8), 3888–3892.
8. Nie X., Xianyu R., Lu H., Wu T.X., Wu S-T. Anchoring energy and cell gap effects on liquid crystal response time. *J. Appl. Phys.*, 2007, **101** (5), 103110-1–103110-5.
9. Баранник А. В., Шабанов А. В., Зырянов В. Я. Интерференционные осцилляции в динамике оптического отклика капсулированных полимером нематических жидких кристаллов // *Письма в ЖТФ*. 2002. Т. 28, вып. 16. С. 25–31. [Barannik A.V., Shabanov A.V., Zyryanov V.Y. Interference oscillations in the dynamics of the optical response of polymer dispersed nematic liquid crystals. *Tech. Phys. Lett.*, 2002, **28** (8), 675–677].
10. Паршин А. М., Баранник А. В. Оптический отклик капелек нематика в полимерной матрице на импульсное воздействие сильного магнитного поля // *Письма в ЖТФ*. 2009. Т. 35, вып. 24. С. 88–94. [Parshin A.M., Barannik A.V. Optical Response of Nematic Droplets in a Polymer Matrix to a Strong Pulsed Magnetic Field. *Tech. Phys. Lett.*, 2009, **35** (12), 1166–1168].
11. Barbero G., Durand G. Liquid Crystals in Complex Geometries / ed. by G.Ph. Crawford, S. Zumer. London, Taylor & Francis, 1996. 526 p.
12. Barannik A.V., Shabanov V.F., Zyryanov V.Ya., Lapanik V.I., Bezborodov V.S. Interference and ion effects in the electro-optical response of PDNLC films. *J. SID*, 2005, **13** (4), 1–7.
13. Yang C-L., Chen S-H. Dynamics of $3\pi/2$ -Cell Liquid-Crystal Devices. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 2002, **41** (6R), 3778–3781. DOI: 10.1143/JJAP.41.3778.
14. Паршин А. М., Баранник А. В. Проявление интерференции в электрооптическом отклике нематика в доменной структуре на поверхности поликарбоната // *Жидк. крист. и их практич. использ.* 2019. Т. 19,

- № 1. С. 62–69. [Parshin A.M., Barannik A.V. Interference phenomenon in electro-optic response of nematic in domain structure on polycarbonate surface. *Liq. Cryst. and their Appl.*, 2019, **19** (1), 62–69 (in Russ.). DOI: 10.18083/LCAppl.2019.1.62].
15. Паршин А. М., Баранник А. В. Оптическое пропускание доменной структуры нематика на поверхности полимера в магнитном поле // *Жидк. крист. и их практич. использ.* 2020. Т. 20, № 2. С. 62–68. [Parshin A.M., Barannik A.V. Optical transmission of the nematic domain structure on the polymer surface in magnetic field. *Liq. Cryst. and their Appl.*, 2020, **20** (2), 62–68 (in Russ.). DOI: 10.18083/LCAppl.2020.2.62].
16. Parshin A.M., Zyryanov V.Y., Shabanov V.F. The director field distribution with the strongly pinned alignment in nematic structures at the polymer surface. *Liq. Cryst.*, 2015, **42** (1), 57–64.
17. Kelly J.R., Palfy-Muhoray P. The optical response of polymer dispersed liquid crystals. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, 1994, **243**, 11–29.
18. Марусий Т. Я., Резников Ю. А., Решетняк В. Ю., Соскин М. С., Хижняк А. И. Рассеяние света нематическими жидкими кристаллами в кюветах с конечной энергией сцепления директора со стенками // *ЖЭТФ*. 1986. Т. 91, вып. 3. С. 851–860. [Marusiy T.Ya., Reznikov Yu.A., Reshetnyak V.Yu., Soskin M.S., Khizhnyak A.I. Scattering of light by nematic liquid crystals in cells with a finite energy of the anchoring of the director to the walls. *JETP*, 1986, **64** (3), 502–507].
19. Marusiy T.Ya., Reznikov Yu.A., Reshetnyak V.Yu., Soskin M.S., Khizhnyak A.I. Effect of surface-Induced Anchoring on NLC Light Scattering Characteristics. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, 1987, **152** (1), 495–502.
20. Паршин А. М., Гуняков В. А., Зырянов В. Я., Шабанов В. Ф. Ориентационные переходы в электрическом и магнитном поле в двухслойных структурах нематика, индуцированных поверхностью полимера // *Жидк. крист. и их практич. использ.* 2013. Вып. 2. С. 26–36. [Parshin A.M., Gunyakov V.A., Zyryanov V.Ya., Shabanov V.F. Orientational transitions in electric or magnetic field in two-layer nematic structures induced by polymer surface. *Liq. Cryst. and their Appl.*, 2013, **2**, 26–36 (in Russ.)].
21. Parshin A.M., Zyryanov V.Y., and Shabanov V.F. Alignment of liquid crystals by polymers with residual amounts of solvents. *Scientific Reports*, 2017, **7** (342), 1–8.
22. Parshin A.M., Zyryanov V.Y., Shabanov V.F. Structuring of the Surface Layer of Polycarbonate Film upon Interaction with Nematic Liquid Crystal. *Polymer Science. Series C*, 2018, **60** (1), 23–21.
23. Быков А. А., Попков С. И., Паршин А. М., Красиков А. А. Импульсный соленоид с обмотками из наноструктурированного провода Cu-Nb // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*. 2015. Вып. 2. С. 3–8. [Bykov A.A., Popkov S.I., Parshin A.M., Krasikov A.A. Pulsed solenoid with nanostructured Cu-Nb wire winding. *Journal of surface investigation. X-ray, Synchrotron and neutron techniques*, 2015, **9** (1), 111–115].
24. Bradshaw M.J., Raynes E.P., Bunning J.D., Faber T.E. The Frank constants of some nematic liquid crystals. *J. Phys. France*, 1985, **46** (9), 1513–1520.
25. Bunning J.B., Grellin D.A., Faber T.F. The effect of molecular biaxiality on the bulk properties of some nematic liquid crystals. *Liq. Cryst.*, 1986, **1** (1), 37–51.
26. Imai M., Naito H., Okuda M., Sugimura A. Determination of rotational viscosity and pretilt angle in nematic liquid crystals from transient current: influence of ionic conduction. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, 1995, **259**, 37–46.

Поступила 9.06.2021 г.

Received 9.06.2021

Принята 2.08.2021 г.

Accepted 2.08.2021