АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2002, том 48, № 3, с. 425–427

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 534.535

СТАЦИОНАРНЫЕ РЕЛАКСАЦИОННЫЕ НАПРЯЖЕНИЯ И "ДОМЕНЫ" В ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОМ ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ УЛЬТРАЗВУКА

© 2002 г. Е. Н. Кожевников

Самарский государственный университет
443114 Самара, ул. Ак. Павлова 1
E-mail: kozhev@ssu.samara.ru

Поступила в редакцию 4.07.01 г.

Упорядоченная структура жидких монокристаллов чувствительна к воздействию звуковых и сдвиговых полей и демонстрирует разнообразие диссипативных структур, возникающих в достаточно мощных полях (например [1, 2]). Воздействие однородной ультразвуковой волны на холестерический жидкий кристалл (ХЖК) с исходной планарной ориентацией носит пороговый характер и проявляется на интенсивностях звука, больших некоторой пороговой величины J_{th}, в кристалле при этом возникает пространственно-модулированная доменная структура типа "квадратная сетка". Экспериментальные значения J_{th} в диапазоне частот 1–10 МГц не зависят от частоты; размер доменов d в развитой структуре совпадает с размером доменов d_0, возникающих при статическом растяжении слоя [3, 4].

Теоретический анализ доменной структуры в ХЖК-слое при воздействии ультразвука проведен в работах [5, 6]. Появление доменов в них объясняется вихревыми осциллирующими потоками, возникающими в ХЖК при случайном периодическом вдоль слоя искажении структуры и запаздыванием по фазе смещения частиц в потоках от сжатия в звуковой волне, что приводит к появлению стационарных моментов и потоков, усиливающих первоначальное искажение структуры. Учитывается запаздывание вследствие вязких напряжений в осциллирующих потоках [5] и релаксация параметра ориентационного порядка [6].

Расчет доменной структуры в ХЖК-слое в [5, 6] проводится на основе линейной гидродинамики, в которой коэффициенты вязкости считаются постоянными в звуковом поле. В то же время коэффициенты вязкости Лесли, фигурирующие в выражениях для вязких напряжений и моментов, зависят от ориентационной упорядоченности кристалла и меняются вместе с ней при сжатии среды в звуковой волне. Релаксационное запаздывание этих изменений от сжатия приводит к появлению стационарных напряжений и моментов, уже не связанных с осциллирующими потоками, и также может приводить к реально наблюдаемым макроскопическим эффектам.

В данной работе возможность макроскопического проявления стационарных релаксационных напряжений, возникающих в холестерическом кристалле в звуковом поле, рассмотрена на примере образования доменной структуры в ХЖК-слое с планарной исходной ориентацией при воздействии ультразвука. Расчет стационарных релаксационных напряжений и моментов проводится на основе статистического анализа ориентационных молекулярных процессов в ХЖК в звуковом поле. Для этого строится уравнение вращения отдельной молекулы и возникающие при этом микронапряжения, их усреднение по угловому распределению ориентаций молекул определяет вклад релаксационных процессов в вязкие напряжения. Усреднение по равновесной плотности углового распределения приводит к линейным соотношениям между напряжениями и скоростью деформации среды и, в частности, позволяет определить коэффициенты вязкости Лесли α_k $(k \neq 4)$, их дисперсию в звуковых и вязких волнах, анизотропию скорости и поглощения звука в кристалле и т.д. [7–10]. В данной работе усреднение проводится по неравновесной плотности углового распределения ориентации молекул, что позволяет построить для вязких напряжений выражение, включающее квадратичные по скорости деформации слагаемые, и выделить стационарную часть напряжений. Такой подход к построению нелинейной гидродинамики жидких кристаллов рассмотрен впервые.

Опираясь на результаты работ [7, 8] и принимая во внимание лишь стационарные релаксационные напряжения, оценим пороговую интенсивность ультразвука и размер доменов, возникающих в планарном ХЖК – слое при нормальном падении ультразвуковой волны. Принимаем двухконстантное приближение для упругой энергии Франка ($K_{11} \neq K_{33} = K_{22}/\lambda$) и считаем малым по сравнению с толщиной слоя h шаг холестерической спирали P_0: $qh = 2\pi/P_0h \gg 1$. Уравнение для возмущений гидродинамических переменных представим в виде

$$\gamma q^2 \Delta_\perp v_z \approx \Delta E \overline{\varepsilon^2}[\Sigma_{\alpha z}\Delta_\perp\theta - \Sigma_{z\alpha}\theta_{\alpha z, \alpha z^2}],$$

$$\gamma q v_z - K_{33}[(1-\delta\delta_c)\Delta_\perp\varphi + \lambda\varphi_{2,zz} + 2q\langle n_\alpha\theta_{,\alpha}\rangle] = 0, \tag{1}$$

$$\gamma n_\alpha v_{z,\alpha} + K_{33}[\Delta\theta - q^2\theta - 2qn_\alpha\varphi_{,\alpha} +$$

$$+ (\lambda - 1)(n_x^2\theta_{,yy} + n_y^2\theta_{,xx} - 2n_xn_y\theta_{,xy})].$$

Здесь φ, θ – угол поворота молекул в холестерической плоскости и угол выхода из плоскости, v – скорость потоков; ось z определяет равновесное направление оси ХЖК – спирали и направление распространения звуковой волны, $\alpha = x, y$, $\Delta_\perp = \partial_x^2 + \partial_y^2$; δ – отношение растяжения слоя к критическому δ_c, при котором ХЖК-структура становится неустойчивой без внешнего воздействия, **n** – директор. В стационарных напряжениях в правой части уравнения для потоков ΔE – локальная анизотропия упругого модуля ХЖК (разность упругих модулей кристалла, определяемых вдоль и перпендикулярно директору), ε – сжатие в звуковом поле в ХЖК-слое, черта сверху означает усреднение по периоду звука,

$$\Sigma_{z\alpha} \approx -1.5\left\{\frac{3}{2}\xi + (1 - d_T/7)[3(a_5 + a_6)R_{22} + 2a_1Q]\right\},$$

$$\Sigma_{z\alpha} \approx 1.5\left\{\frac{3}{2}\xi - (1 - d_T/7)[3(a_5 + a_6)R_{22} + 2a_1Q]\right\},$$

$$R_{22} = \langle P_2^2\rangle - \xi^2,$$

$$Q = \frac{2}{35} + \frac{3}{7}\xi - \xi^2 + \frac{108}{385}\langle P_4\rangle + \frac{18}{35}\langle P_6\rangle,$$

$P_n = P_n(\cos\psi)$ – полиномы Лежандра, ψ – угол между длинной осью молекулы и директором, угловые скобки означают усреднение по равновесному угловому распределению ориентаций молекул, $\xi = \langle P_2\rangle$ – параметр ориентационного порядка, a_1, a_2, a_3 – молекулярные параметры: $a_1 \approx 4.6$, $a_5 + a_6 \approx -1.4$ [6].

Появлению доменной структуры соответствует ненулевое решение системы (1), периодически меняющееся вдоль слоя и удовлетворяющее нулевым для v_z, θ, φ граничным условиям. Такое решение становится возможным при амплитудах сжатия в УЗ-волне, падающей на ХЖК-слой, бóльших некоторого значения ε_0. В случае, когда первая на пути волны подложка ХЖК-слоя акустически прозрачна, а вторая – жесткая, амплитуда ε_0 равна

$$\varepsilon_0 \approx \left[\frac{K_{33}(3+\lambda)}{8\Delta E(\Sigma_{xz} - \Sigma_{zx})}\frac{(k^2 - k_0^2)^2 + 2(1-\delta)k^2k_0^2}{k^2}\right]^{1/2}. \tag{2}$$

Здесь k – волновое число пространственно-модулированной структуры, определяющее ее периодичность вдоль слоя, $k_0 = \pi\sqrt{2/(hP_0)}\,[8\lambda(3+\lambda)]^{1/4}$ – волновое число структуры при статическом растяжении слоя. Пороговая амплитуда сжатия ε_{th} определяется минимальным по k значением ε_0 и достигается при $k = k_0$:

$$\varepsilon_{th} \approx \left[\frac{K_{33}(3+\lambda)k_0^2(1-\delta)}{4\Delta E(\Sigma_{xz} - \Sigma_{zx})}\right]^{1/2}. \tag{3}$$

Зависимость ε_{th} от шага спирали и растяжения слоя определяется соотношением $\varepsilon_{th} \sim \sqrt{(1-\delta)/(P_0h}$, а от частоты звука – анизотропией упругого модуля ΔE: $\Delta E \sim (\omega\tau)^2/[1 + (\omega\tau)^2]$, где τ – время релаксации ориентационного порядка.

Для типичных значений ХЖК-ячейки $h = 60$ Мкм, $P_0 = 4$ Мкм, физических параметров кристалла, заимствованных у нематического кристалла МББА [11, 12], на высоких частотах, когда $\omega\tau > 1$, и растяжении $\delta = 0.8$ получим численную оценку пороговых амплитуды сжатия и интенсивности УЗ-волны, падающей на ХЖК-ячейку: $\varepsilon_{th} = 0.76 \times 10^{-5}$, $J_{th} = 0.02$ Вт см^2.

Использование лишь квадратичных по возмущениям слагаемых в упругой энергии ХЖК приводит к вырождению пороговой амплитуды ε_{th}, при котором определяется волновое число k пространственно-модулированной структуры в слое, но не определяется вид структуры. Имея в виду структуру типа “квадратная сетка”, получим ее период $d = \sqrt{2}\pi/k_0$ не зависящим от частоты и равным периоду d_0 в структуре, возникающей при статическом растяжении слоя.

Пороговые значения интенсивности звука J_{th} близки к экспериментальным, а размер доменов d совпадает с периодом развитой структуры, наблюдаемой в эксперименте [3, 4]. Близость теории и эксперимента указывает на то, что стационарные напряжения и моменты, возникающие в диких кристаллах в процессе структурной релаксации в ультразвуковых полях, могут играть существенную или преобладающую роль в микроскопических гидродинамических эффектах и должны учитываться в теории соответствующих явлений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 00-02-17732.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Mullin T., Peacock T.* Hydrodynamic instabilities in nematic liquid crystals under oscillatory shear // Proc. Roy. Soc. Lond. 1999. V. 455. C. 2635–2653.
2. *Krechov A.P., Börsöniy T., Tóth P., Buka Á., Kramer L.* Nematic liquid crystals under oscillatory shear flow // Phys. Rep. 2000. № 337. 171–192.
3. *Капустин А.П., Капустина О.А.* Акустика жидких кристаллов. М.: Наука, 1986. 248 с.
4. *Гурова И.Н., Капустина О.А.* Неустойчивость текстуры Гранжана холестерического жидкого кристалла в ультразвуковом поле // Акуст. журн. 1997. Т. 43. № 3. С. 338–343.
5. *Кожевников Е.Н.* Доменная структура в холестерическом жидком кристалле при воздействии ультразвука // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 4. С. 1306–1315.
6. *Кожевников Е.Н.* Пространственно-модулированные структуры в холестерическом жидком кристалле при воздействии ультразвука / VIII Всероссийский съезд по теоретической и прикладной механике. 2001. Пермь. Аннотации докладов. С. 337.
7. *Кожевников Е.Н., Долматова Н.Г.* Структурная релаксация нематических жидких кристаллов в вязких волнах // Изв. РАН. сер. Физ. 1996. Т. 60. № 4. С. 60–66.
8. *Кожевников Е.Н., Долматова Н.Г.* Переход Фредерикса в гометропно ориентированном слое нематического жидкого кристалла при нормальном падении ультразвуковой волны // Вестник Сам. ГУ. 1997. Вып. 2(4). С. 142–152.
9. *Chrzanowska A., Sokalski K.* On the microscopic stress tenzor for anizotropic molecules in homogenious systems // Z. Naturforsch. 1994. V. 18. № 5. P. 817–638.
10. *Chrzanowska A.* Nematic liquid crystal viscosity: Inadiquacies of microscopic theories // Phys. Rev. 2000. V. E62. P. 1431–1434. Z. Naturforsch. 1994. V. 18. № 5. P. 817–638.
11. *Demus Ed.* Ultrasonic Properties of Liquid Crystals // Physical Properties of Liquid Crystals. 2000. V. 1. Germany. WILEY–VCH. P. 447–466.
12. *Casto C.A., Hikata A., Elbaum C.* Ultrasonic attenuation anisotropy in nematic liquid crystal // Phys. Rev. A. 1978. V. 17. № 1. P. 353–362.