

11. Blottner F.G. Finite difference methods of solution of the boundary layer equations // AIAA J. — 1970. — V. 8, N 2.
12. Перельман Л.Т. Формирование недорасширенной струи при запуске звукового сопла // ЖПТ. — 1987. — Т. 9, № 6.
13. Boyton F.P., Thomson A. Numerical computation of steady supersonic, two-dimensional gas flow in natural coordinates // J. Comp. Phys. — 1969. — V. 3, N 3.

г. Минск

Поступила 21/X 1993 г.

УДК 532.783

Г.М. Жаркова, С.И. Трашкеев

СДВИГОВОЕ ТЕЧЕНИЕ НЕМАТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОМ ПОТОКЕ И ЕГО ОПТИЧЕСКАЯ РЕГИСТРАЦИЯ

Теоретическое и экспериментальное исследование сдвигового течения неньютоновских структурированных жидкостей, к которым относятся нематические жидкие кристаллы (НЖК), не только представляет самостоятельный научный интерес, но и носит прикладной характер.

Как отмечалось в [1], использование жидких кристаллов в аэродинамических экспериментах может привести к получению новых методов диагностики, которые в ряде случаев являются более информативными и простыми по сравнению с другими известными методами. В [1] рассматривался случай, когда тонкий слой НЖК наносился на обдуваемую потоком газа поверхность модели. Численно рассчитывались возникающее в НЖК сдвиговое течение и соответствующая переориентация длинных осей молекул кристалла (директор n). По полученным данным находился оптический отклик всей системы. Таким образом, был найден алгоритм вычисления по изменению фазы прошедшей через слой необыкновенной световой волны таких характеристик, как скорость потока газа на свободной поверхности НЖК и константа напряжения сдвига.

Одной из трудностей при практической реализации предложенного в [1] метода является необходимость приготовления тонкого слоя НЖК с гомеотропной (нормальной) ориентацией директора на твердой подложке и свободной верхней границей, так как кристалл формируется в капле. Поэтому представляет интерес рассмотреть случай планарной (тангенциальной) геометрии, при которой n на поверхности ($n(z=0) = n_0$) ортогонален как направлению течения потока, так и градиенту скорости (рис. 1, в объеме $n(z \neq 0)$ такая конфигурация может нарушаться).

Изучению сдвигового течения НЖК в приведенной геометрии посвящена настоящая работа. Отличие задачи, решенной в [1], от поставленной здесь заключается в том, что деформация директора уже не происходит в одной плоскости. Это приводит к тому, что для описания переориентации молекул НЖК необходимо рассматривать два угла: полярный θ и азимутальный φ (рис. 1). Более того, как будет видно ниже, если по каким-либо причинам выход из плоскости x, y директора невозможен ($\theta = 0$), то и переориентация по φ тоже не появляется ($\varphi = 0$).

Вектор n задается через углы θ и φ следующим образом (рис. 1):

$$(1) \quad n = \{n_x, n_y, n_z\} = \{\cos\theta\cos\varphi, \cos\theta\sin\varphi, \sin\theta\};$$

© Г.М. Жаркова, С.И. Трашкеев, 1994

вектор скорости имеет одну отличную от нуля компоненту

$$\mathbf{v} = \{0, v_y, 0\}.$$

Предполагая одномерность задачи, считаем, что все искомые функции зависят только от времени t и одной пространственной переменной z . При этом градиент скорости w будет иметь одну компоненту

$$w = \{0, 0, \partial v_y / \partial z\}, \quad w_z = \partial v_y / \partial z \equiv w.$$

Для описания переориентации директора сдвиговым потоком необходимые уравнения получаются из уравнений Эриксона—Лесли [2], которые в общем виде записываются как

$$(2) \quad \rho \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) = f_i + \frac{\partial \Sigma_{ij}}{\partial x_j}, \quad i, j = x, y, z.$$

Здесь ρ — плотность жидкости; f — объемная плотность сил, действующих на НЖК (в нашем случае $f = -\nabla p$ (p — давление), в дальнейшем рассматривается случай с $\nabla p = 0$ и соответственно $f = 0$); вязкий тензор

$$\Sigma_{ij} = \alpha_1 n_i n_j A_{km} n_k n_m + \alpha_2 n_i N_j + \alpha_3 n_j N_i + \\ + \alpha_4 A_{ij} + \alpha_5 n_i n_k A_{kj} + \alpha_6 A_{ik} n_k n_j;$$

α_i — вязкие параметры НЖК;

$$N_i = \frac{dn_i}{dt} + n_j \omega_{ji}; \quad A_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right);$$

$$\omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right).$$

Для замыкания системы необходимо к (2) добавить уравнения, описывающие движение директора. Пренебрегая инерциальными членами, согласно вариационному принципу [2], получим

$$(3) \quad \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\delta \mathcal{F}}{\delta (\partial n_j / \partial x_i)} - \frac{\delta \mathcal{F}}{\delta n_j} = [n, R]_j + \lambda_L n_j,$$

где λ_L — неопределенный множитель Лагранжа, обеспечивающий выполнение условия единичности n ; $|n| = (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)^{1/2} = 1$; \mathcal{F} — плотность свободной энергии. В отсутствие внешних полей \mathcal{F} имеет вид

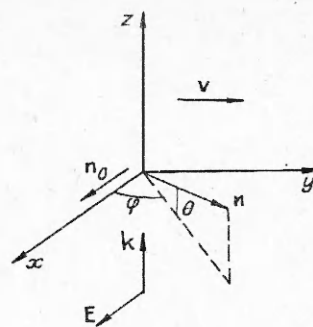
$$\mathcal{F} = \frac{1}{2} \{ K_1 (\text{div } n)^2 + K_2 (n, \text{rot } n)^2 + K_3 [n, \text{rot } n]^2 \}.$$

Здесь R — диссипативная сила, выражающаяся через вектор N и симметричную часть тензора градиента скоростей A_{ji} :

$$R_i = \gamma_1 N_i + \gamma_2 n_j A_{ji} \\ (\gamma_1 = \alpha_3 - \alpha_2, \gamma_2 = \alpha_6 - \alpha_5).$$

В рассматриваемом случае одномерного сдвигового течения НЖК, когда искомые функции зависят только от одной координаты z , все соотношения упрощаются. Так, уравнение (2) принимает вид

$$(4) \quad \rho \frac{\partial v_y}{\partial t} = \frac{\partial \Sigma_{zy}}{\partial z}.$$



Р и с. 1

Необходима только одна компонента

$$(5) \quad \Sigma_{zy} = \alpha_1 n_z n_y w n_z n_y + \alpha_2 n_z \left(\frac{\partial n_y}{\partial t} - n_z \frac{w}{2} \right) + \\ + \alpha_3 n_y \left(\frac{\partial n_z}{\partial t} + n_y \frac{w}{2} \right) + \alpha_4 \frac{w}{2} + \alpha_5 n_z^2 \frac{w}{2} + \alpha_6 n_y^2 \frac{w}{2}.$$

Соответственно, значения ω_{ij} и A_{ij} записываются как матрицы с двумя отличными от нуля элементами:

$$(6) \quad \omega_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{w}{2} \\ 0 & -\frac{w}{2} & 0 \end{pmatrix}, \quad A_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{w}{2} \\ 0 & \frac{w}{2} & 0 \end{pmatrix},$$

а векторы \mathbf{N} и \mathbf{R} — в форме

$$(7) \quad \mathbf{N} = \left\{ \frac{\partial n_x}{\partial t}, \frac{\partial n_y}{\partial t} - n_z \frac{w}{2}, \frac{\partial n_z}{\partial t} + n_y \frac{w}{2} \right\}, \\ \mathbf{R} = \left\{ \gamma_1 \frac{\partial n_x}{\partial t}, \gamma_1 \left(\frac{\partial n_y}{\partial t} - n_z \frac{w}{2} \right) + \gamma_2 \frac{w}{2} n_z, \gamma_1 \left(\frac{\partial n_z}{\partial t} + n_y \frac{w}{2} \right) + \gamma_2 n_y \frac{w}{2} \right\}.$$

Уравнение для плотности свободной энергии \mathcal{F} также упрощается:

$$(8) \quad \mathcal{F} = \frac{1}{2} \left\{ K_1 \left(\frac{\partial n_z}{\partial z} \right)^2 + K_2 \left[n_z \frac{\partial n_y}{\partial z} - n_y \frac{\partial n_x}{\partial z} \right]^2 + \right. \\ \left. + K_3 \left[\left(\frac{\partial n_x}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial n_y}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial n_z}{\partial z} \right)^2 \right] \right\}.$$

В вариационном соотношении (3) необходимо оставить только один член

$$(9) \quad \frac{\partial}{\partial z} \frac{\delta \mathcal{F}}{\delta (\partial n_j / \partial z)} - \frac{\delta \mathcal{F}}{\delta n_j} = [\mathbf{n}, \mathbf{R}]_j + \lambda_L n_j.$$

После подстановки всех необходимых величин (5) — (8) в (4) и (9) и перехода к угловой записи вектора \mathbf{n} (1) получается искомая система уравнений, описывающая сдвиговое течение слоя НЖК:

$$(10) \quad \gamma_1 \frac{\partial \theta}{\partial t} = F(\theta) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \frac{1}{2} \frac{\partial F(\theta)}{\partial \theta} \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} \right)^2 - \frac{1}{2} \frac{\partial G(\theta)}{\partial \theta} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^2 - \\ - \frac{1}{2} \frac{\partial v_y}{\partial z} (\gamma_1 + \gamma_2 \cos 2\theta) \sin \varphi, \\ \gamma_1 \cos^2 \theta \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[G(\theta) \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right] - \frac{\alpha_2}{2} \frac{\partial v_y}{\partial z} \sin 2\theta \cos \varphi, \\ \rho \frac{\partial v_y}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\partial v_y}{\partial z} g(\theta, \varphi) + \frac{\partial \theta}{\partial t} q(\theta, \varphi) + \frac{\partial \varphi}{\partial t} p(\theta, \varphi) \right].$$

Здесь

$$(11) \quad F(\theta) = K_1 \cos^2 \theta + K_3 \sin^2 \theta, \\ G(\theta) = (K_2 \cos^2 \theta + K_3 \sin^2 \theta) \cos^2 \theta,$$

$$g(\theta, \varphi) = \frac{1}{2} [(2\alpha_1 \sin^2 \theta + \alpha_3 + \alpha_6) \cos^2 \theta \sin^2 \varphi + \alpha_4 + (\alpha_5 - \alpha_2) \sin^2 \theta],$$

$$q(\theta, \varphi) = (\alpha_3 \cos^2 \theta - \alpha_2 \sin^2 \theta) \sin \varphi,$$

$$p(\theta, \varphi) = \frac{\alpha_2}{2} \sin 2\theta \cos \varphi.$$

При записи \mathbf{n} в виде (1) отпадает необходимость во введении неопределенного множителя Лагранжа λ_L в (9), так как условие нормировки $|\mathbf{n}| = 1$ выполняется автоматически.

Из второго уравнения следует, что при $\theta = 0$ азимутальный угол $\varphi = 0$, т.е. он "не чувствует" влияния потока.

Полученная система, несмотря на то что она более проста, чем исходная, остается достаточно сложной для аналитического изучения. В дальнейшем уравнения (10), (11) будут решены численно, аналогично тому, как это сделано в [1].

Понять характер поведения НЖК в рассматриваемых условиях можно, если еще более упростить систему (10), (11) и найти приближенное аналитическое решение. Для этого примем следующие допущения.

1. Остановимся на стационарном случае. Все искомые величины считаются независимыми от времени: $\partial/\partial t = 0$.

2. Градиент скорости близок к линейному: $w = \text{const}$. В [1] при расчете профилей скоростей для переориентации директора из гомеотропной в планарную структуру сдвиговым потоком было показано, что отличие от линейности не очень велико.

3. Поток достаточно силен, и по полярному углу достигается насыщение $\theta = \theta_0$, здесь θ_0 определяется из первого уравнения (10), если пренебречь упругими силами:

$$\cos 2\theta_0 = -\frac{\gamma_1}{\gamma_2}.$$

Если учесть соотношение Пароди [2] для вязких коэффициентов

$$\alpha_6 - \alpha_5 = \alpha_2 + \alpha_3,$$

получим

$$(12) \quad \text{tg}^2 \theta_0 = \frac{\alpha_3}{\alpha_2}.$$

Угол θ_0 , как правило, невелик и составляет величину порядка 10° .

4. Толщину слоя L будем считать достаточно большой и превышающей размеры характерных изменений ориентации в НЖК λ .

5. Для простоты возьмем одноконстантный случай $K_i = K$.

После принятых упрощений систему уравнений (10) сведем к одному уравнению для азимутального угла φ вида

$$K \frac{d}{dz} \left(\cos \theta_0 \frac{d\varphi}{dz} \right) - \frac{\alpha_2 w \sin 2\theta_0}{2} \cos \varphi = 0$$

или, учитывая соотношение (12), запишем окончательно

$$(13) \quad \frac{d^2 \varphi}{dz^2} + \mu^2 \cos \varphi = 0,$$

где

$$(14) \quad \mu^2 = \frac{1}{\lambda^2} = \frac{\sqrt{\alpha_2 \alpha_3} w}{K};$$

λ — характерный размер, на котором происходит основное изменение ориентации.

В выражении для λ присутствует величина $(\alpha_2\alpha_3)^{1/2}$. Как правило, знаки у α_2 и α_3 отрицательные [3], и расчет стационарного течения не вызывает затруднений. Однако известны некоторые типы НЖК [3], в которых $\alpha_3 > 0$. В этом случае (13) теряет свой смысл. Экспериментально известно, что кристаллы, у которых $\alpha_3 > 0$ [3], ни при каких скоростях течь ламинарно не могут.

Полученное уравнение (13) решается аналитически. Для этого необходимо умножить его на $d\varphi/dt$ и проинтегрировать, в результате порядок уравнения понизится:

$$(15) \quad \frac{d\varphi}{dt} = \pm \sqrt{2}(v^2 - \mu^2 \sin\varphi)^{1/2}$$

(v — константа, определяемая из граничных условий). Дальнейшее интегрирование приводит к появлению эллиптического интеграла. В нашем случае можно воспользоваться условием малости характерных изменений ориентации в кристалле по сравнению с толщиной L ($L \gg \lambda$) и поставить граничные условия при $z \rightarrow \infty$. Иными словами, вдали от твердой поверхности ожидается $\varphi = \pi/2$ и $d\varphi/dz = 0$. Тогда $v = \mu$ и соответственно (15) принимает вид

$$\int \frac{d\varphi}{(1 - \sin\varphi)^{1/2}} = \pm \sqrt{2}\mu z + C_1$$

(C_1 — константа, определяемая из граничного условия).

После окончательного интегрирования получаем

$$(16) \quad \varphi = \frac{\pi}{2} - 4 \operatorname{arctg} \left[\operatorname{tg} \frac{\pi}{8} \exp(\pm \mu z) \right].$$

Здесь учтено, что при $z = 0$ $\varphi = 0$. Знаки \pm отвечают вращению молекул НЖК в правую или левую сторону. Для определенности выберем знак минус. Заметим, что $\operatorname{tg}(\pi/8)$ отличается от $\pi/8$ всего на 5 %, поэтому решение (16), если нас не интересует большая точность, можно переписать:

$$(17) \quad \varphi = \frac{\pi}{2} [1 - \exp(-\mu z)].$$

Таким образом, воздействие потока приводит к возникновению переориентации директора, лежащего вблизи от плоскости x, y , с характерной толщиной переходного слоя $\lambda(w)$ (14).

Оценим значение λ на примере двух НЖК: *n*-азоксианизол (ПАА) и *N*-(*n*-метоксибензилиден)-*n*-бутиланилин (МББА). Для ПАА [3] $\alpha_2 \sim -0,066$ П, $\alpha_3 \sim -0,004$ П, $K \sim 5,6 \cdot 10^{-7}$ дин. Градиент скорости потока $w = 100$ (см/с)/см, тогда $\lambda_{\text{ПАА}} \sim 6$ мкм. Для МББА [3] $\alpha_2 \sim -0,78$ П, $\alpha_3 \sim -0,01$ П, $K \sim 5,8 \cdot 10^{-7}$ дин, тогда $\lambda_{\text{МББА}} \sim 2,6$ мкм.

Представляет интерес изменение кажущейся вязкости η_a в зависимости от градиента скорости w . Для этого фактически нужно сделать следующий шаг итерации по градиенту скорости. Так, в стационарном случае третье уравнение (10) дает

$$wg(\theta_0, \varphi) = b,$$

где b — постоянная напряжения сдвига.

Кажущаяся вязкость определяется из соотношения

$$(18) \quad \eta_a = bL/v_y(L).$$

В свою очередь,

$$(19) \quad v_y(L) = \int_0^L w dz = b \int_0^L \frac{dz}{g(\theta_0, \varphi)}.$$

Подставляя (19) в (18), получаем

$$(20) \quad \eta_a = L \left[\int_0^L \frac{dz}{g(\theta_0, \varphi)} \right]^{-1}.$$

Если считать, что $\theta_0 \ll 1$, то соотношение (20) принимает вид

$$(21) \quad \eta_a = \frac{L}{2} \left[\int_0^L \frac{dz}{(\alpha_3 + \alpha_6) \sin^2 \varphi + \alpha_4} \right]^{-1}.$$

При малом градиенте скорости (или скорости верхней границы) переориентация будет происходить слабо и соответственно $\varphi \approx 0$, тогда из (21) следует, что $\eta_a = \alpha_4/2$. Наоборот, при больших скоростях $\varphi \approx \pi/2$ и $\eta_a = (\alpha_3 + \alpha_4 + \alpha_6)/2$. Качественная зависимость $\eta_a(w)$, вытекающая из (17) и (21), представлена на рис. 2 (не приводим точного расчета, так как в дальнейшем он не понадобится).

Характерные величины η_a для НЖК ПАА следующие:

$$\eta_a(w \rightarrow 0) = 3,8 \text{ сП}, \quad \eta_a(w \rightarrow \infty) \sim 1,9 \text{ сП} \quad [3].$$

Теперь необходимо посчитать оптический отклик рассмотренной системы на сдвиговое воздействие. В качестве получаемой информации могут быть при проходящем через НЖК пучке света фаза и поляризация, в отраженном от свободной поверхности слоя — поляризация либо комбинация этих способов. Фазовые измерения по сравнению с поляризационными более сложны технически, так как требуется опорный пучок, но, как правило, более просты при проведении расчетов. Тем не менее, как это будет показано ниже, эти сложности можно устранить.

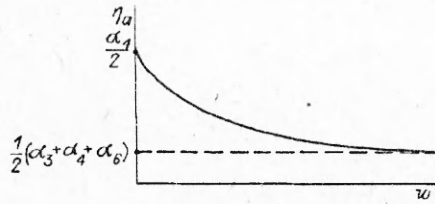
Заметим, что при выборе методики измерений нужно учесть тот факт, что при обдувании слоя жидкость начнет перетекать и соответственно будет изменяться ее толщина L , контролировать которую достаточно сложно. В [1] указан один из способов устранения такого недостатка, но для этого требуется делать измерения в двух близлежащих точках слоя либо использовать луч света, отраженный от свободной поверхности.

Волновые характеристики необходимо рассчитывать на основе укороченных уравнений Максвелла, так как при малых значениях λ и L приближение геометрической оптики, использованное в [1], может оказаться непригодным.

Система уравнений, описывающих распространение световой волны через произвольно ориентированный образец НЖК, приведена в [4]. В нашем случае, в отличие от [4], проходящая волна является чисто диагностирующей, достаточно маломощной и не вносит дополнительных искажений в среду. Для простоты будем считать, что просвечивание идет под прямым углом к поверхности слоя. Угол $\theta_0 \ll 1$, т.е. нематическая пленка по ориентации близка к планарной во всем объеме. Тогда уравнения из [4] принимают вид

$$(22) \quad \frac{dA}{dz} = i \frac{\omega \epsilon_a}{2cn_0} n(n, A),$$

где амплитуда $A(z)$ связана с электрическим полем световой волны E соотношением $E = A(z) \exp(ikz - i\omega t)$ (ω — частота падающей волны, $k = \omega/c$ — волновой вектор, c — скорость света в вакууме, n_0 — показатель преломления для обыкновенной волны, ϵ_a — диэлектрическая анизотропия на частоте ω). Уравнение (22) в силу пренебрежения поглощением имеет один интеграл $(A, A^*) = \text{const}$, соответствующий закону сохранения энергии.



Р и с. 2

Если переписать (22) по координатно с учетом (1), а также ввести безразмерную переменную $\xi = z/L$, то получим

$$(23) \quad \begin{aligned} \frac{dA_x}{d\xi} &= iq' \cos\varphi (A_x \cos\varphi + A_y \sin\varphi), \\ \frac{dA_y}{d\xi} &= iq' \sin\varphi (A_x \cos\varphi + A_y \sin\varphi), \\ 0 &\leq \xi \leq 1. \end{aligned}$$

Для определенности φ возьмем из (17)

$$\varphi = \frac{\pi}{2} [1 - \exp(-\mu'\xi)].$$

Здесь $q' = \epsilon_a kL/2n_0$; $\mu' = \mu L$.

Система (23) достаточно сложна, и для произвольного значения $\varphi(z)$ найти ее решение аналитически невозможно. Здесь необходим численный расчет.

Прежде чем перейти к нему, преобразуем систему (23) к более удобному виду. Переобозначим искомые функции

$$(24) \quad \begin{aligned} \Delta i &= (A_y A_y^* - A_x A_x^*)/I_0, \\ i^+ &= (A_x A_y^* + A_x^* A_y)/I_0, \\ i^- &= i(A_x A_y^* - A_x^* A_y)/I_0, \end{aligned}$$

где

$$(25) \quad A_x A_x^* + A_y A_y^* = I_0 = \text{const};$$

I_0 — величина, пропорциональная интенсивности волны на входе в кристалл и сохраняющаяся при распространении внутри его. Используя интеграл энергии (25), можно сократить число уравнений до трех. Подставляя (24) в (23), получаем

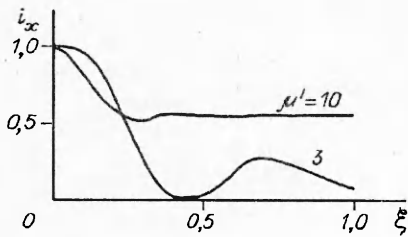
$$(26) \quad \begin{aligned} \frac{d\Delta i}{d\xi} &= q' i^- \sin 2\varphi, \quad \frac{di^+}{d\xi} = q' i^- \cos 2\varphi, \\ \frac{di^-}{d\xi} &= -q' (\Delta i \sin 2\varphi + i^+ \cos 2\varphi). \end{aligned}$$

В дальнейшем нам понадобится разность фаз волн A_x и A_y . Ее легко определить из величин i^+ и i^- . Записывая A в виде комплексных величин с фазами $\psi_x(\xi)$ и $\psi_y(\xi)$

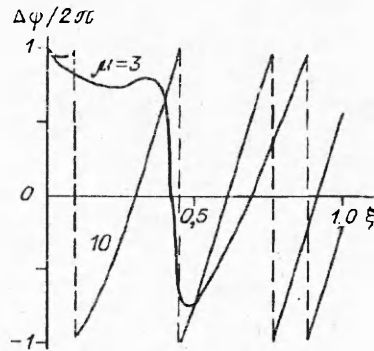
$$A_x = |A_x| \exp[i\psi_x(\xi)], \quad A_y = |A_y| \exp[i\psi_y(\xi)],$$

имеем

$$\begin{aligned} i^+ &= 2 \frac{|A_x A_y|}{I_0} \cos(\psi_x - \psi_y), \\ i^- &= \frac{2|A_x A_y|}{I_0} \sin(\psi_x - \psi_y) \end{aligned}$$



Р и с. 3



Р и с. 4

и соответственно для разности фаз

$$\Delta\psi = \psi_x - \psi_y = \text{arctg}(i^- / i^+).$$

Численное решение (26) проводилось с начальными условиями

$$\Delta i|_{z=0} = -1, i^+|_{z=0} = 0, i^-|_{z=0} = 0,$$

эквивалентными падению на образец необыкновенной волны (рис. 1).

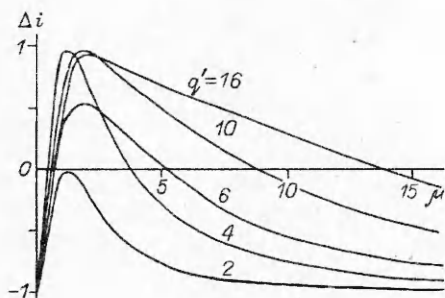
В результате численного расчета получена зависимость $i_x(\xi) = A_x A_y^* / I_0$ при распространении волны внутри образца (рис. 3). Для расчета были взяты параметры $\mu' = 3$ и 10 , $q' = 10$, что отвечает НЖК МББА толщиной $L \sim 15$ мкм и $w \sim 26$ и 300 см/с/см. На рис. 4 представлена разность фаз $\Delta\psi(\xi)$ с точностью до π при тех же параметрах. Из рис. 3, 4 видно, что при насыщении $\mu' \gg 1$, т.е. когда φ в большей части объема имеет значение $\pi/2$, интенсивность и разность фаз внутри со стороны свободной поверхности тоже стремятся соответственно к постоянной и линейной зависимостям. В противоположном случае ($\mu' \sim 1$) волновые характеристики представляют собой довольно сложные функции от пространственной переменной ξ .

На рис. 5 и 6 приведены значения Δi и $1 + i^+$ на выходе из образца от μ' при различных q' . Значение Δi выбрано в силу того, что в эксперименте обычно удобнее измерять разность интенсивностей.

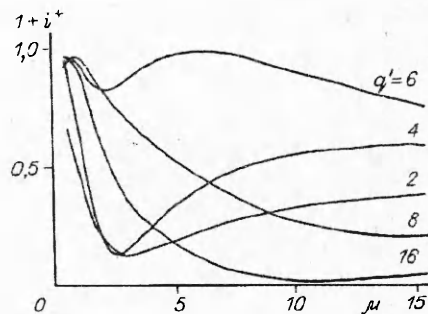
Величина $1 + i^+$ важна вследствие того, что она отвечает за интерференционную картину, которую можно наблюдать, если в одной из составляющих волны повернуть плоскость поляризации и совместить пучки. Так,

$$(|A_x|e^{i\psi_x} + |A_y|e^{i\psi_y})(|A_x|e^{-i\psi_x} + |A_y|e^{-i\psi_y}) / I_0 = 1 + i^+.$$

Данная величина интересует нас из соображений удобства экспериментальных измерений. Как видно из рис. 5 и 6, искомые зависимости ведут себя



Р и с. 5



Р и с. 6

довольно сложным образом. Наибольшую неприятность представляет собой их немонотонность. При обработке экспериментальных данных это может привести к неоднозначности определения μ' и q' по измеряемым величинам Δi и $1 + i^+$.

Таким образом, приведенные расчеты устанавливают связь механических изменений в сдвиговом течении слоя НЖК, возникающих вследствие движения верхней свободной поверхности под действием аэродинамического потока, с изменениями в диагностирующем световом пучке, просвечивающем жидкокристаллическую среду.

Описанный подход позволяет представить себе схему проведения конкретных измерений. Один из результатов работы заключается в следующем. Используя диагностирующий пучок и получая на выходе две независимые характеристики прошедшей волны, можно измерить, например, скорость верхней границы слоя НЖК $v_y(L)$, которая без знания толщины покрытия L не может быть определена, для чего и потребовался второй параметр прошедшей волны.

Технически это означает, что выходной пучок предварительно расщепляется на две части. Одна часть проходит через поляризатор, ось которого ориентирована в x -направлении, другая проходит тоже через поляризатор, ось которого ориентирована в y -направлении. Затем каждый пучок еще раз расщепляется на две составляющие. Из каждой пары берется по одному лучу, и измеряется значение разности интенсивностей Δi . Оставшиеся пучки после поворота плоскости поляризации в одном из них сводятся вместе и дают нам значение интерференционной интенсивности $1 + i^+$.

Таким образом, результат проделанных расчетов сводится к решению прямой задачи, устанавливающей связь между механическими параметрами сдвигового течения слоя НЖК с оптическим откликом системы, подверженной воздействию аэродинамического потока.

ЛИТЕРАТУРА

1. Жаркова Г.М., Преображенский Н.Г., Трашкеев С.И. Динамика поведения нематических пленок в гидродинамических потоках // ПМТФ. — 1992. — № 6. — С. 64—67.
2. Пикин С.А. Структурные превращения в жидких кристаллах. — М.: Наука, 1987.
3. Блинов Л.Б. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. — М.: Наука, 1978.
4. Преображенский Н.Г., Трашкеев С.И. Многомодовый режим колебаний директора нематического жидкого кристалла в световом поле наклонной о-волны // Оптика и спектроскопия. — 1987. — Т. 62, вып. 6. — С. 1404—1407.

г. Новосибирск

Поступила 12/1 1994 г.

УДК 532.135:532.528

С.В. Стебновский

О ПОВЕДЕНИИ ДИСПЕРСНЫХ ЖИДКИХ СРЕД ПРИ ДИНАМИЧЕСКИХ НАГРУЗКАХ

Известно, что гомогенные ньютоновские жидкости, имея время релаксации сдвиговых напряжений λ_0 порядка $10^{-10} - 10^{-8}$ с, являются почти идеально текучими средами: они не "держат" сдвиговых напряжений при реальных скоростях деформаций (сен-венаново предельное напряжение для них равно нулю). С другой стороны, твердые тела имеют λ_0 , измеряемое часами и даже несоизмеримо более продолжительными отрезками времени,

© С.В. Стебновский, 1994