

ОПТИЧЕСКИЙ ОТКЛИК СЛОЯ НЕМАТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА НА ВОЗДЕЙСТВИЕ ПОТОКА ВОЗДУХА

В. М. Коротаев, С. И. Трашкеев, Г. М. Жаркова

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Измеряется поверхностное трение, возникающее при обдувании потоком воздуха плоской пластины с помощью жидкокристаллического покрытия. Используемая пленка нематического жидкого кристалла давала оптический отклик, по которому определялась величина поверхностного трения. Предлагаемая методика не требует жесткого контроля толщины покрытия и углов освещения и наблюдения. Этот факт позволит в дальнейшем перейти к панорамным измерениям поверхностных аэродинамических характеристик.

Попытки применить жидкие кристаллы (ЖК) в тех аэродинамических исследованиях, где требуется визуализация и измерение различных характеристик взаимодействия потока воздуха с обдуваемой поверхностью, предпринимаются довольно давно [1, 2]. К ним относятся эксперименты по изучению теплообмена между потоком и поверхностью, условий ламинарно-турбулентного перехода, измерению поверхностного трения и т. п. Основное внимание исследователей (см. библиографию в [3]) сосредоточено на использовании для указанных целей холестерических жидких кристаллов (ХЖК), видимо, потому, что их оптический отклик — изменение цвета под действием потока воздуха — виден даже невооруженным глазом.

Однако на цвет отраженного слоем ХЖК света влияет также ряд других факторов, таких как температура, угол наблюдения, толщина слоя, меняющаяся в ходе эксперимента, и т. д. В этих условиях для получения детальной картины обтекания и измерения некоторых параметров взаимодействия с приемлемой точностью приходится вносить поправки на влияние этих факторов или компенсировать его усложнением техники регистрации [3, 4], при этом теряется основное преимущество техники ЖК-покрытий — простота реализации. Поэтому разработка методики получения детальной картины обтекания, сочетающей в себе простоту реализации и достаточную информативность, является актуальной задачей.

Применению нематических жидких кристаллов (НЖК) уделялось недостаточное внимание, хотя их оптические параметры также чувствительны к механическим деформациям. Вследствие более простой внутренней структуры оптический отклик НЖК на некоторые виды деформации может быть достаточно просто рассчитан. В частности, в [5] установлена связь между механическими параметрами сдвигового течения слоя НЖК под действием потока воздуха и оптическим откликом.

В данной работе экспериментально показано, что оптический отклик слоя НЖК под действием потока воздуха в некотором интервале скоростей однозначно определяет тангенциальное напряжение на обдуваемой поверхности. Геометрия взаимодействия выбрана как и в [5], отличие заключалось в том, что регистрация отклика не требовала просвечивания наблюдаемого слоя НЖК, что особенно важно для аэродинамического применения. В отличие от [4], где использовался ХЖК, не требуется сложное оборудование типа анализатора спектра.

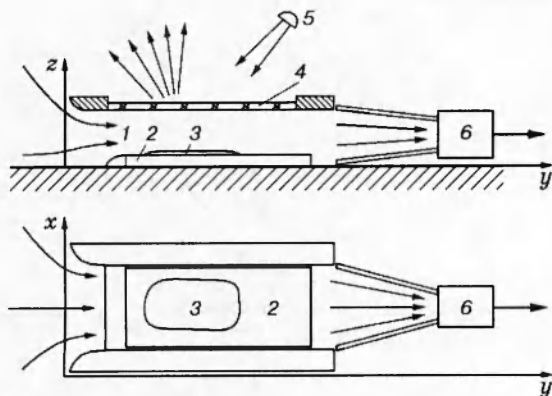


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 — рабочая часть — канал прямоугольного сечения; 2 — плоская пластина; 3 — «пятно» НЖК; 4 — прозрачное окно; 5 — источник света; 6 — регулятор расхода

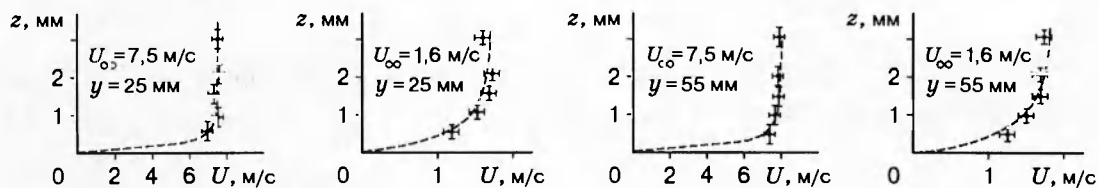


Рис. 2. Профили скорости потока, измеренные над пластиной в двух точках для двух скоростей потока

Конечно, многие из присущих технике ЖК-покрытий недостатков остаются, но видны пути преодоления некоторых из них, таких как зависимость от угла наблюдения и влияние толщины покрытия.

Схема установки, на которой проводились исследования, приведена на рис. 1. В ее рабочей части 1 (канале прямоугольного сечения 8×25 мм) создавался поток воздуха, скорость которого устанавливалась регулятором расхода 6. Профили скорости потока над пластиной в двух сечениях канала: в начале рабочего участка ($y = 25$ мм) и в конце ($y = 55$ мм) — приведены на рис. 2. На нижней стенке канала помещался объект исследования — плоская пластина 2 с нанесенным на нее тонким слоем НЖК 3. Через верхнюю прозрачную стенку 4 объект освещался плоскополяризованным светом 5, рассеянный свет собирался линзой на фотоприемник.

Исследуемый объект готовился следующим образом. Плоская стальная пластина 6–7-го класса чистоты (что соответствует реальной чистоте обработки аэродинамических моделей) покрывалась тонким слоем ПВА толщиной несколько микрон, на котором затем создавались ориентирующие свойства для ЖК. Затем на середину пластины наносилось небольшое количество нематического жидкого кристалла в виде пятна размером 4×15 мм, глубиной $20 \dots 30$ мкм (рис. 3, а). Исследуемый слой НЖК формировался потоком воздуха, который включался на несколько минут перед началом эксперимента (рис. 3, б). Ориентация директора на пластине перпендикулярна плоскости рисунка. Толщина слоя жидкого кристалла в области наблюдения была порядка 10 мкм, она уменьшилась в ходе эксперимента. Обратное перетекание НЖК в исходное состояние (рис. 3, а) за счет сил поверхностного натяжения длилось до восьми часов.

В эксперименте использовалась смесь нематических жидких кристаллов 1282, состоящая из алкоксицианбифенилов, с широким температурным диапазоном существования жидкокристаллического состояния (примерно 40 °С).

Оптическая схема эксперимента приведена на рис. 4. Линейно поляризованный свет

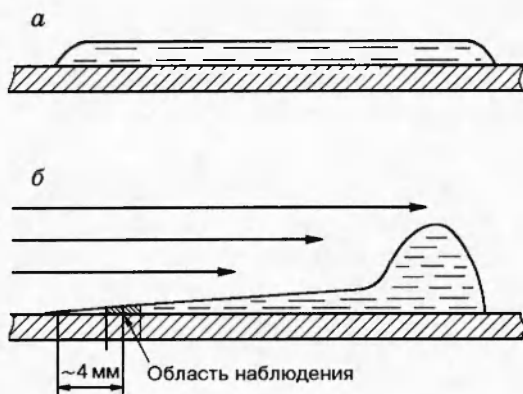


Рис. 3

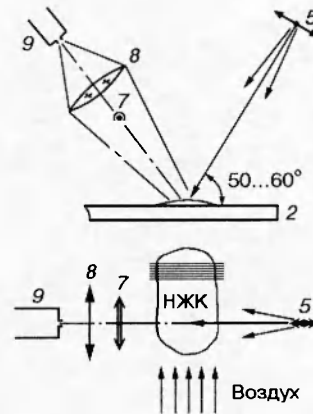


Рис. 4

Рис. 3. Сечение слоя НЖК до начала обдува (а) и после включения потока воздуха (б) (границы жидкости показаны схематично)

Рис. 4. Оптическая схема измерений:

7 — поляризационный фильтр; 8 — линза; 9 — фотоприемник; остальные обозначения соответствуют рис. 1; ориентация НЖК показана горизонтальными линиями

от источника 5 освещает исследуемую поверхность 2 с нанесенным на нее слоем НЖК. Рассеянный свет проходит через поляризационный фильтр 7 и собирается линзой 8 на фотоприемник 9. Область наблюдения определялась диаметром окна фотоприемника, и ее размер составлял 2 мм. Направления поляризации источника света, потока воздуха, поляризационного фильтра и ориентация жидкого кристалла на подложке указаны на рис. 4.

Исследуемый объект устанавливался в канале так, чтобы координата точки наблюдения составляла 25 мм. Периодически на короткое время (10...30 с) включался поток воздуха. Желаемая скорость потока устанавливалась регулятором расхода в паузах между включениями.

В отсутствие потока воздуха ориентация директора в слое НЖК задается подложкой, т. е. параллельна плоскости поляризации падающего света. Поэтому значительная доля отраженного света сохраняет поляризацию падающего (за исключением рассеиваемой за счет тепловых флуктуаций). Через поляризационный фильтр проходит только свет, не сохранивший первоначальную поляризацию. Поток воздуха, взаимодействуя с поверхностью, изменяет ориентацию директора в объеме слоя НЖК, приближая ее к направлению, параллельному потоку и ориентации фильтра. Поляризация рассеянного света становится такой, что свет проходит через фильтр, в результате чего сигнал фотоприемника после включения потока резко возрастает. Характер изменения сигнала при различных скоростях U_∞ показан на рис. 5.

Оптический отклик на поток вычислялся как отношение сигнала при включенном потоке H к сигналу при выключенном потоке h . На рис. 6 приведено поведение H/h при неизменной скорости потока для двух объектов.

Этот эксперимент показывает, что, несмотря на уменьшение H и h , существует довольно продолжительный промежуток времени, когда отношение H/h приблизительно постоянно, он равен 180 с (интервал $t_1 - t_2$ на рис. 6).

Независимость H/h от толщины слоя НЖК означает, что основной вклад в изменение

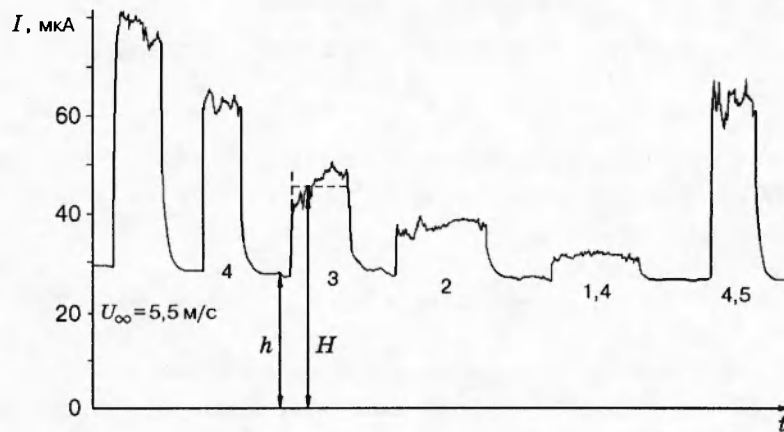


Рис. 5. Сигнал фотоприемника I при включении (H) и выключении (h) потока

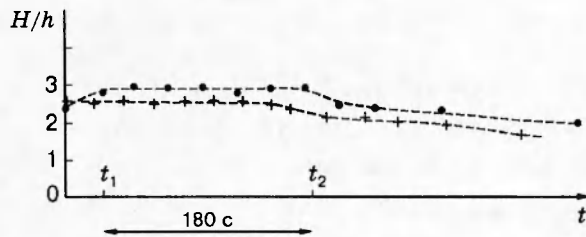


Рис. 6

Рис. 6. Поведение оптического отклика H/h в зависимости от времени при неизменной скорости набегающего потока $U_\infty = 5,5$ м/с

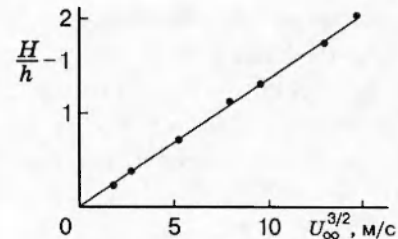


Рис. 7

Рис. 7. Зависимость величины оптического отклика $H/h - 1$ от скорости набегающего потока U_∞ в степени $3/2$

сигнала вносит относительно тонкий поверхностный участок. Пока толщина слоя НЖК не сравняется с толщиной слоя, формирующего отклик, сигнал H/h будет приблизительно постоянным.

Независимость H/h от толщины слоя НЖК позволяет рассмотреть зависимость H/h от скорости потока воздуха. На рис. 5 приведена запись эксперимента, во время которого скорость потока воздуха изменялась. Экспериментальная зависимость H/h от скорости потока U_∞ (рис. 7) хорошо аппроксимируется прямой:

$$H/h = 1 + CU_\infty^{3/2}, \tag{1}$$

где C — константа, не зависящая от U_∞ .

Как известно [6], зависимость поверхностного напряжения от скорости потока воздуха над плоской пластиной выражается формулой $\tau \sim U_\infty^2 / (\text{Re}_y)^{1/2}$. Учитывая, что $\text{Re}_y = U_\infty y / \nu$ (y — координата точки наблюдения, ν — кинематический коэффициент вязкости воздуха), получим

$$\tau \sim U_\infty^{3/2}. \tag{2}$$

Таким образом, из (1) и (2) следует, что параметр $H/h - 1$ является показателем величины касательного напряжения τ при обтекании поверхности потоком воздуха:

$$\tau \sim H/h - 1. \quad (3)$$

В [5] предложена математическая модель рассматриваемого течения. Оптический отклик слоя НЖК на аэродинамическое воздействие определялся на основе решения укороченных уравнений Максвелла вида

$$\frac{d\mathbf{A}}{dz} = iq_a \mathbf{n}(\mathbf{n}\mathbf{A}). \quad (4)$$

Здесь $\mathbf{A} = \mathbf{A}(z)$ — амплитуда электрического поля световой волны $\mathbf{E} = \mathbf{A}(z) \exp(ikz - i\omega t)$; ω , k — частота и волновой вектор нормально падающей на слой волны; $q_a = \omega \varepsilon_a / (2cn_0)$ — оптический параметр; n_0 — показатель преломления для обыкновенной волны; $\varepsilon_a = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$, ε_{\parallel} , ε_{\perp} — параметры тензора диэлектрической проницаемости на частоте ω ; \mathbf{n} — директор, определяемый через угол отклонения φ от невозмущенного состояния директора \mathbf{n}_0 соотношением $\mathbf{n} = (n_x, n_y) = (\cos \varphi, \sin \varphi)$.

В описанном эксперименте, в отличие от работы [5], рассматривается угловое падение волны на слой НЖК и регистрируется сигнал, отраженный от твердой поверхности. Однако, как будет показано ниже, это не влияет на общность рассуждений.

В [5] приведено решение гидродинамических уравнений, из которого следует, что φ в нашем случае определяется экспоненциальной зависимостью вида

$$\varphi = 0,5\pi[1 - \exp(-\mu z)], \quad (5)$$

где $\mu^2 = (\alpha_2 \alpha_3)^{1/2} w / K$; α_2 , α_3 — второй и третий вязкие коэффициенты Лесли; K — усредненная константа Франка (соотношение (5) выведено в одноконстантном приближении); w — градиент скорости НЖК в слое. Все расчеты в [5] сделаны в предположении постоянного градиента скорости поперек слоя.

Прежде чем перейти к дальнейшим рассуждениям, оценим величины q_a и μ для смеси 1282, используемой в эксперименте. Оптический параметр $q_a \approx 2,8 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ или $\lambda_a = 2\pi/q_a \approx 2,8 \text{ мкм}$ ($\varepsilon_a = 0,8$, $\lambda_{\text{п}} = 0,6 \text{ мкм}$, $n_0 = 1,54$). Для определения величины μ необходимо предварительно оценить значение w . Как известно [6], тангенциальная составляющая тензора вязких напряжений (или сила трения, действующая на единицу площади обдуваемой пластинки) задается формулой

$$\tau = 0,332(\eta_{\text{в}} \rho_{\text{в}} U_{\infty}^3 / y)^{1/2}, \quad (6)$$

где $\eta_{\text{в}}$, $\rho_{\text{в}}$ — вязкость и плотность воздуха; y — расстояние по направлению потока от края пластины до точки, в которой производятся измерения. Величина y достаточно велика, чтобы выполнялось условие $L \ll \delta$. В самом деле, δ — толщина пограничного слоя, определяемая соотношением [6] $\delta = 1,72(y\eta_{\text{в}}/\rho_{\text{в}}U_{\infty})^{1/2} \approx 600 \text{ мкм}$, а характерная толщина обдуваемого слоя НЖК в эксперименте $L \leq 10 \text{ мкм}$.

На границе раздела НЖК — воздух из равенства тангенциальных составляющих тензоров вязких напряжений можно записать: $\tau|_{z=L} = \tau_{\text{НЖК}}|_{z=L} = \eta_{\text{НЖК}} w|_{z=L} \approx \tau|_{z=0}$. Отсюда

$$w = \tau / \eta_{\text{НЖК}}. \quad (7)$$

Подставив в (6) и (7) параметры, при которых проводился эксперимент ($U_{\infty} \approx 500 \text{ см/с}$, $y \approx 2,5 \text{ см}$, $\eta_{\text{НЖК}} \approx 0,08 \text{ г/(см} \cdot \text{с)}$, $\eta_{\text{в}} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ г/(см} \cdot \text{с)}$), получим $\tau \approx 0,13 \text{ Па}$, $w \approx 16 \text{ с}^{-1}$. Зная величину w , найдем параметр $\mu = 447 \text{ см}^{-1}$ или $\lambda_g = 1/\mu = 22 \text{ мкм}$. Следовательно, смесь 1282 удовлетворяет условию $\lambda_a \ll \lambda_g$.

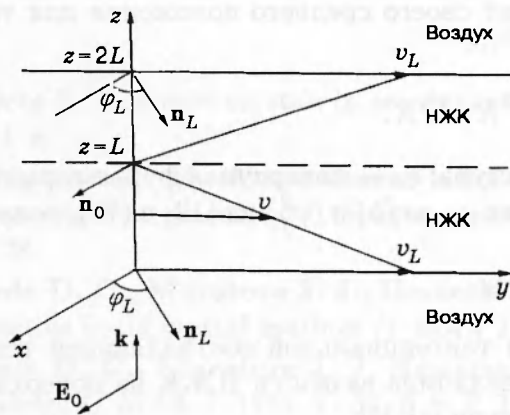


Рис. 8. Геометрия задачи, эквивалентная условиям эксперимента

Это приближение дает возможность записать решение уравнений Максвелла (4) в адиабатическом приближении Могена, т. е. не учитывать зависимость директора \mathbf{n} от координаты z . Сравнение решения (4) в приближении Могена с точным численным решением для случая, рассмотренного в [5], дает совпадение с точностью порядка 8% вплоть до значения $\mu L = 0,75$, что вполне согласуется с нашими условиями.

Геометрия задачи, эквивалентная условиям эксперимента, показана на рис. 8. Учтено, что волна падает со стороны свободной поверхности НЖК и при отражении от твердой границы проходит еще раз по образцу. Решение в принятом приближении нетрудно выписать. Амплитуда волны на выходе из образца с учетом граничных условий (рис. 8) $A_y = -A_0[1 - \exp(iq_a z)] \sin \varphi \cos \varphi$, где A_0 — амплитуда падающей волны. В квадратные скобки заключен фазовый множитель, явно зависящий от координаты z . Если в этом же приближении рассмотреть угловое падение волны на плоскопараллельный слой, то этот множитель видоизменится и появится зависимость от координаты y и угла падения $\alpha_{\text{п}}$. Однако в дальнейшем это обстоятельство не будет влиять на расчеты, поэтому фазовый множитель обозначим как некоторую функцию $\psi(z, y, \alpha_{\text{п}})$. В эксперименте измеряется H/h — оптический отклик на выходе из слоя ($z = 2L$). Относительная интенсивность y -компоненты волны имеет вид

$$H = A_y A_y^* / A_0^2. \tag{8}$$

Нормировочный сигнал h , определяемый тепловыми флуктуациями директора, в отсутствие течения имеет вид

$$h = a_y a_y^* / A_0^2, \tag{9}$$

где a_y — флуктуационная амплитуда y -компоненты волны. Записывая H/h с учетом (8), (9), избавляемся от фазовых множителей ψ и получаем

$$H/h = \langle \sin^2 2(\varphi_L + \varphi_f) \rangle / \langle \sin^2 2\varphi_f \rangle.$$

Здесь φ_f — флуктуационная добавка по углу ориентации директора НЖК, а угловые скобки означают усреднение по времени. Если предположить, что $\varphi_f \ll \varphi_L$, то окончательно определим

$$H/h = 0,25(\sin^2 2\varphi_L) / \langle \varphi_f^2 \rangle + \cos^2 2\varphi_L. \tag{10}$$

Рассмотрим выведенные зависимости в линейном приближении ($\varphi_L \ll 1$). Тогда (10) примет вид

$$H/h - 1 = \varphi_L^2 / \langle \varphi_f^2 \rangle. \tag{11}$$

Среднеквадратичное отклонение директора от своего среднего положения для тепловых флуктуаций [7] записывается в виде

$$\langle \varphi_f^2 \rangle \sim K_B T / K q_z^2 \sim L^2 K_B T / K. \quad (12)$$

Здесь K_B — постоянная Больцмана; T — температура; q_z — поперечная фурье-гармоника, в нашем случае пропорциональная $1/L$. Подставляя φ_L из (5) и $\langle \varphi_f^2 \rangle$ из (12) в (11), получаем

$$H/h - 1 \sim \mu^2 \sim w. \quad (13)$$

В свою очередь параметр w пропорционален тангенциальной составляющей тензора вязких напряжений τ из (7). Используемая в (7) величина вязкости НЖК на поверхности слоя в выбранной геометрии определяется через угол φ_L [5]:

$$\eta_{\text{НЖК}} = 0,5[(\alpha_3 + \alpha_6) \sin^2 \varphi_L + \alpha_4], \quad (14)$$

где $\alpha_3, \alpha_4, \alpha_6$ — вязкие параметры Лесли. Подставляя (7), (14) в (13) и предполагая малость φ_L , окончательно находим

$$H/h - 1 \sim w = 2\tau/\alpha_4. \quad (15)$$

Отсюда видно, оптический отклик, во-первых, не зависит от толщины слоя L и, во-вторых, пропорционален поверхностному напряжению (3).

Зависимость (15) получена в приближении $\varphi_L \ll 1$. Согласно (5), максимальное отклонение директора \mathbf{n} от своего невозмущенного состояния \mathbf{n}_0 достигается на поверхности $z = L$ и принимает значение в нашем случае $\varphi|_{z=L} = \varphi_L = 0,5\pi[1 - \exp(-\mu L)] \approx 0,6$ рад, однако и при этом сохранилась (в пределах точности эксперимента) линейная зависимость $H/h - 1$ от τ .

Отметим, что первый результат очень важен, так как во многих аналогичных методиках [8 и библиография к ней], где обдувается слой изотропной жидкости, знание толщины слоя является принципиальным.

В приводимых рассуждениях не содержится расчет коэффициентов пропорциональности между величиной оптического отклика и искомыми параметрами потока воздуха. Это связано прежде всего с трудностью создания полностью однородных ориентаций НЖК на поверхности не только для двух различных образцов, но и на одной подложке в пределах «пятна», занятого кристаллом.

Таким образом, в рамках принятых приближений получено вполне приемлемое совпадение экспериментальных данных с расчетными. Предложенный метод имеет некоторые преимущества перед описанными в работах [1-4], где используются ХЖК. Во-первых, в исследованном интервале скоростей потока воздуха исключено влияние толщины ЖК-покрытия на сигнал в течение «рабочего времени» ($t_2 - t_1$ на рис. 6). Во-вторых, угол наблюдения не оказывает большого влияния на отклик, поскольку используется отношение двух сигналов, каждый из которых зависит от угла наблюдения одинаковым образом.

К недостаткам метода следует отнести необходимость предварительной калибровки. При этом, как видно на рис. 6, положение «полочки» может меняться от образца к образцу, что скажется на величине коэффициента пропорциональности в (3). Хотя, вероятно, после детального изучения этого явления найдется простое средство контроля, исключающее калибровочные измерения. Необходимость периодического выключения потока для измерения h не слишком обременительна, если использовать подобную методику в импульсной аэродинамической трубе или натуральных экспериментах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Klein E. J. Liquid crystals in aerodynamic testing // *Astronautics and Aeronautics*. 1968. V. 6. P. 1–8.
2. Жаркова Г. М. Использование жидких кристаллов для визуализации течений в аэрофизическом эксперименте // *Аэрофиз. исследования*. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1972. С. 38.
3. Reda D. C., Muratore J. J., Heineck J. T. Time and flow-direction responses of shear-stress-sensitive liquid crystal coatings // *AIAA J.* 1994. V. 32, N 4.
4. Reda D. C., Muratore J. J. Measurement of surface shear stress vectors using liquid crystal coatings // *AIAA J.* 1994. V. 32, N 8. P. 1576–1582.
5. Жаркова Г. М., Трашкеев С. И. Сдвиговое течение нематического жидкого кристалла // *ПМТФ*. 1994. Т. 35, № 5. С. 60–68.
6. Лойцянский Л. Г. *Механика жидкости и газа*. М.: Наука, 1987.
7. Де Жен П. *Физика жидких кристаллов*. М.: Мир, 1977.
8. Maksimov A. I., Pavlov A. A., Shevchenko A. M. Development of the friction measurement technique for supersonic gradient flows // *Proc. Intern. Conf. Methods of Aerophys. Research*. Novosibirsk, 1994. V. 2. P. 172–177.

Поступила в редакцию 30/XII 1996 г.
