

ЛИТЕРАТУРА

1. Башкин В. А., Решетько С. М. О максимальной температуре затупления с учетом теплопроводности // Учен. зап. ЦАГИ.— 1989.— Т. 20, № 5.
2. Башкин В. А., Решетько С. М. Температурный режим затупленных клиньев и конусов в сверхзвуковом потоке с учетом теплопроводности материала стенки // Учен. зап. ЦАГИ.— 1990.— Т. 21, № 4.
3. Лыков А. В. Теплообмен: Справочник.— М.: Энергия, 1972.
4. Зинченко В. И., Пуяткина Е. И. Решение задачи сопряженного теплообмена при обтекании тел различной формы // ПМТФ.— 1986.— № 2.
5. Sebescu T. Behaviour of turbulent flow near a porous wall with pressure gradient // AIAA J.— 1970.— V. 8, N 12.
6. Chen K. K., Thyson N. A. Extension of Emmons spot theory to flows on blunt bodies // AIAA J.— 1971.— V. 9, N 5.
7. Буреев А. В., Зинченко В. И. Расчет обтекания сферически затупленного конуса при различных режимах течения в ударном слое и вдуве газа с поверхности // ПМТФ.— 1991.— № 2.
8. Гришин А. М., Берцун В. П., Зинченко В. И. Итерационно-интерполяционный метод и его приложения.— Томск: ТГУ, 1981.
9. Яненко Н. Н. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики.— Новосибирск: Наука, 1987.
10. Feldhuhn R. H. Heat transfer from a turbulent boundary layer on a porous hemisphere.— N. Y., 1976.— (Pap./AIAA; N 119).
11. Зинченко В. И., Федорова О. П. Численное исследование пространственного ламинарного пограничного слоя с учетом сопряженного теплообмена // ПМТФ.— 1988.— № 2.
12. Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита.— М.: Энергия, 1976.
13. Зинченко В. И., Федорова О. П. Исследование пространственного турбулентного пограничного слоя с учетом сопряженного теплообмена // ПМТФ.— 1989.— № 3.
14. Бражко В. Н., Ковалева Н. А., Майкапар Г. И. О методе измерения теплового потока с помощью термисторных покрытий // Учен. зап. ЦАГИ.— 1989.— Т. 20, № 1.

г. Томск

Поступила 19/VI 1991 г.,
в окончательном варианте — 27/IX 1991 г.

УДК 532.783

Г. М. Жаркова, Н. Г. Преображенский, С. И. Трашкеев

ДИНАМИКА ПОВЕДЕНИЯ НЕМАТИЧЕСКИХ ПЛЕНОК В ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПОТОКАХ

Использование жидких кристаллов (ЖК) в аэродинамических исследованиях позволяет расширить набор методов диагностики потока [1—3], основанных на уникальной способности ЖК изменять свои оптические свойства под действием экстремально малых внешних воздействий. В условиях аэродинамического эксперимента ЖК, нанесенные тонким слоем на поверхность модели, могут изменять свои свойства под влиянием температуры и механического сдвига. Если способность ЖК менять свой цвет в зависимости от температуры изучена и доведена до практического использования, то влияние механического сдвига на оптические свойства ЖК изучено недостаточно.

В данной работе сделана попытка расширить исследования в этом направлении. Нами выполнен анализ изменения оптических свойств нематических ЖК (НЖК) под влиянием потока, вызывающего сдвиговое течение тонкого слоя кристалла, молекулы которого изначально определенным образом ориентированы.

Из всех видов жидких кристаллов НЖК свойствен наиболее простой порядок: его молекулы имеют тенденцию устанавливаться параллельно общей оси, характеризуемой единичным вектором \mathbf{n} (директором). При обдувании слоя ЖК потоком газа внутри слоя возникает сдвиговое течение (рис. 1), вызывающее переориентацию директора. Необходимые урав-

© Г. М. Жаркова, Н. Г. Преображенский, С. И. Трашкеев, 1992

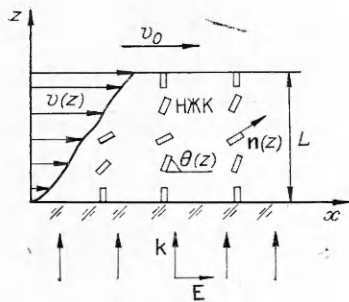


Рис. 1

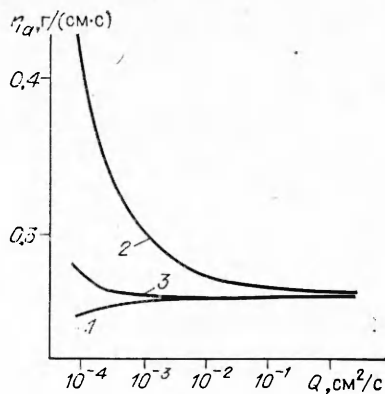


Рис. 2

нения, описывающие в одномерном случае переориентацию директора НЖК, получаются из уравнений Эриксона — Лесли и имеют вид [4]

$$(1) \quad 2f(\theta) \frac{d^2\theta}{dz^2} + \frac{df}{d\theta} \left(\frac{d\theta}{dz} \right)^2 + (\lambda_1 + \lambda_2 \cos 2\theta) \frac{dv}{dz} = 0 \quad (0 \leq z \leq L),$$

$$dv/dz = b/g(\theta), \quad f(\theta) = k_1 \sin^2 \theta + k_3 \cos^2 \theta,$$

$$g(\theta) = (1/2) [(\mu_1/2) \sin^2 2\theta + (\mu_5 - \mu_2) \sin^2 \theta + (\mu_6 + \mu_3) \cos^2 \theta + \mu_4].$$

Система (1) описывает стационарный ламинарный поток нематика со скоростью v в направлении x . Здесь $v_x = v(z)$; $v_y = 0$; $v_z = 0$; $\theta = \theta(z)$ — угол отклонения директора от начального (невозмущенного) направления, отсчитываемого от оси x (см. рис. 1); b — постоянная напряжения сдвига; μ_i — вязкие константы Лесли; $\lambda_1 = \mu_2 - \mu_3$; $\lambda_2 = \mu_5 - \mu_6$; k_i — упругие константы Франка; L — толщина слоя НЖК. При этом ориентация директора задается единичным вектором $n_x = \cos \theta(z)$, $n_y = 0$, $n_z = \sin \theta(z)$. Граничные условия для угла θ варьировались, а скорость на границах задавалась в виде

$$v|_{z=0} = 0, \quad v|_{z=L} = v_0.$$

Для дальнейшего рассмотрения удобно определить кажущуюся вязкость η_a через расход Q по формуле

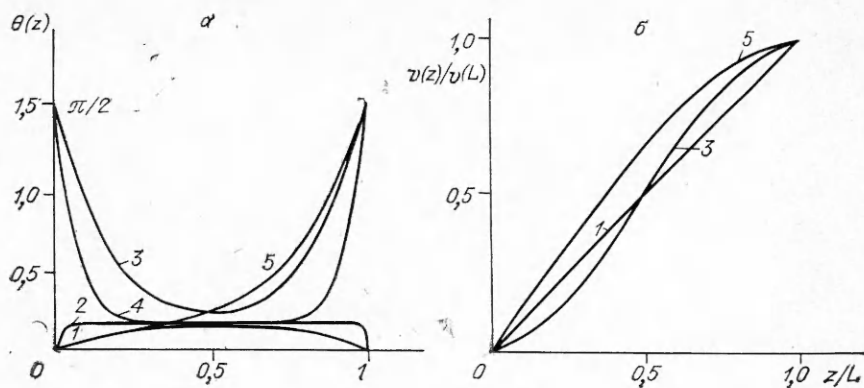
$$(2) \quad \eta_a = bL^2/2Q,$$

где $Q = \int_0^L v(z) dz$. Скорость верхней границы v_0 при этом связана с константой напряжения сдвига b соотношением

$$(3) \quad v_0 = b \int_0^L \frac{dz}{g(\theta)}.$$

В расчетах варьировалась величина b . Решение уравнений (1) находилось численно для следующих значений констант: $k_1 = 7,1 \times 10^{-7}$ дин, $k_3 = 9,2 \cdot 10^{-7}$ дин, $\mu_i = 0,065$; $-0,775$; $-0,012$; $0,832$; $0,463$; $-0,344$ г/(см · с), $L = 100$ мкм.

На рис. 2 изображена зависимость η_a от Q для различных ориентаций молекул ЖК на ограничивающих плоскостях (кривая 1 — $\theta(0) = 0$, $\theta(L) = 0$, 2 — $\pi/2$, $\pi/2$, 3 — 0 , $\pi/2$). Наблюдается сильная зависимость η_a от граничных условий, особенно для нормальной (гомеотропной) ориентации молекул НЖК на границах (кривая 2). Об этом также свидетельствует рис. 3, а, на котором показан профиль угла $\theta(z)$ (кривые 1—5 отвечают $Q = 8,6 \cdot 10^{-5}$; 2,72; $8,4 \cdot 10^{-5}$; 2,68; $7,65 \cdot 10^{-5}$ см²/с). Плато у кривых 2 и 4 соответствует асимптотическому значению $\theta = \theta_0$, опре-



Р и с. 3

деляемому соотношением [4] $\text{tg}^2\theta_0 = \mu_3/\mu_2$, реализующимся при высоких скоростях потока (режим насыщения).

Рис. 3, б иллюстрирует зависимость скорости течения НЖК от координаты z . Может наблюдаться существенное отличие от линейного закона. Отметим, что кривая 3 имеет точку перегиба в центре области, занимаемой кристаллом. Подобные профили для обычных ньютоновских жидкостей неустойчивы [5]. В рассмотренном случае сдвигового течения НЖК рассчитанные профили оказываются устойчивыми. Этот факт, по нашему мнению, относится к числу явлений, связанных с нелинейностью (даже для ламинарных потоков) гидродинамических законов неньютоновских жидкостей.

Устойчивость течения определяется на основе решения динамической задачи аналогично [6]. Суть проверки сводилась к вариации начальных условий и к вычислению разницы в установившихся решениях. Вывод об устойчивости сделан в силу того, что указанная разность с течением времени стремилась к нулю. Динамические уравнения получались из тех же уравнений Эриксона — Лесли [4], что и (1), но без предположения стационарности течения.

Рассмотрим изменения, происходящие в диагностической волне необыкновенного (e) типа, проходящей через слой переориентированного потока НЖК. Набег фазы ψ при нормальном падении такой диагностической волны выражается в принятой геометрии интегралом

$$\psi = k_0 \int_0^L n_e(z) dz,$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$ (λ — длина световой волны в вакууме); n_e — показатель преломления для e -волны, зависящий от ориентации директора и имеющий вид

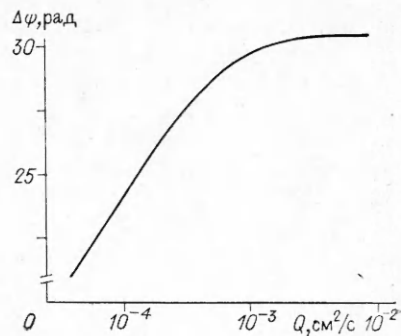
$$n_e = \frac{n_{\perp} n_{\parallel}}{\sqrt{n_{\parallel}^2 \sin^2 \theta(z) + n_{\perp}^2 \cos^2 \theta(z)}}$$

(n_{\parallel} , n_{\perp} — константы показателя преломления). Изменение фазы в процессе переориентации директора из начальной гомеотропной ориентации дается соотношением

$$\Delta\psi = k_0 \left(n_{\perp} L - \int_0^L n_e(z) dz \right).$$

На рис. 4 приведена рассчитанная зависимость $\Delta\psi$ от Q при $\lambda = 0,5$ мкм, $n_{\parallel} = 1,75$, $n_{\perp} = 1,54$. Видно, что при незначительных изменениях расхода происходит заметное изменение набег фазы. Полученные данные позволяют считать, что по фазовому падегу в диагностирующей необыкновенной волне можно определять, например, значения по-

верхностного трения. Схема измерений предлагается следующая: по данным зависимости набега фазы $\Delta\varphi$, найденного экспериментально (рис. 4), определяется промежуточный (вспомогательный) параметр расхода Q . Из зависимости кажущейся вязкости η_a от Q вычисляется по формуле (2) константа напряжения сдвига b . Приводимая схема измерений подразумевает знание толщины слоя ЖК L , которая изменяется под действием потока и может быть неизвестна. Данная трудность устраняется, если мы будем снимать значение фазового набега в двух различных точках пленки одновременно и соответственно вычислять уже два параметра: L и b . Такой прием использовался, например, в [7]. Отметим, что предлагаемая методика требует экспериментальной проверки и корректировки.



Р и с. 4

ЛИТЕРАТУРА

1. Klein E. J. Application of liquid crystals to boundary layer flow visualization.— N. Y., 1968.— (Pap./AIAA; N 68—3767).
2. Zharkova G. M. The application of liquid crystals in experimental aerodynamics // Fluid Mechanics — Soviet Research.— 1980.— V. 9, N 3.
3. Call P. D., Holmes B. J. Liquid crystals for high-altitude inflight boundary layer flow visualization.— N. Y., 1986.— (Pap./AIAA; N 86—2592).
4. Чандросекар С. Жидкие кристаллы.— М.: Мир, 1980.
5. Линь Цзя-Цзяо. Теория гидродинамической устойчивости.— М.: ИЛ, 1958.
6. Преображенский Н. Г., Трашкев С. И. Многомодовый режим колебаний директора ЖК в световом поле наклонной о-волны // Оптика и спектроскопия.— 1987.— Т. 62, вып. 6.
7. Tanner L. H., Blows L. G. A study of the motion of oil film on surfaces in air flow, with application to the measurement of skin friction // J. Phys. E: Scient. Instrum.— 1976.— V. 9.

г. Новосибирск

Поступила 2/Х 1991 г.,
в окончательном варианте — 10/II 1992 г.

УДК 532.526

А. В. Федоров, А. П. Хохлов

МЕЖМОДОВЫЙ ОБМЕН В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

Начальная стадия ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое характеризуется развитием неустойчивых мод [1, 2]. При низком уровне внешних воздействий ее протяженность соизмерима с масштабом, на котором проявляются эффекты непараллельности среднего течения. Нарастание пограничного слоя вниз по потоку вызывает искажение характеристик отдельных мод, с одной стороны, и межмодовый обмен — с другой.

При дозвуковых и умеренных сверхзвуковых скоростях потока неустойчивой является только первая мода (волна Толлмина — Шлихтинга), параметры которой существенно отличаются от параметров других собственных колебаний. В этом случае межмодовый обмен слабый и развитие волны Толлмина — Шлихтинга можно рассматривать отдельно. В такой постановке выполнены многочисленные расчеты эволюции неустойчивых возмущений в пограничном слое [1, 2]. Они служат основой

© А. В. Федоров, А. П. Хохлов, 1992

5*

67