

как  $H_T = \beta \cdot W_{\text{ЭП}} / (c \cdot \rho)$ , где  $\beta$  — температурный коэффициент линейного расширения,  $c$  — удельная теплоемкость и  $\rho$  — плотность меди. Разница между величинами  $H$  и  $H_T$  показывает вклад упругой деформации растяжения поверхностного слоя (ортогонально поверхности) в формирование рельефа при импульсном нагреве. Оценка точности метода, проведенная на уровне неровностей более  $\lambda/20$ , дала погрешность менее 20 % ( $\lambda = 10.6$  мкм).

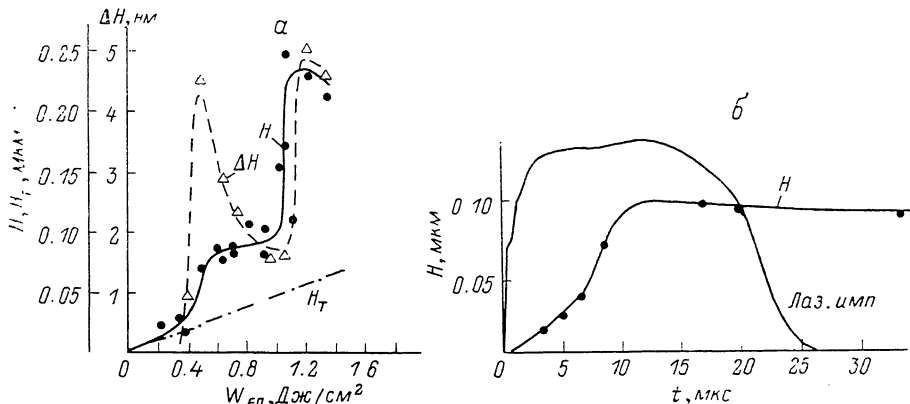


Рис. 2. Использование метода ножа Фуко для регистрации общей высоты подъема поверхности ( $H$ ) в ходе импульсного нагрева на 20-й микросекунде ( $a$ ) и в течение всего импульса взаимодействия ( $b$ ) в зависимости от плотности энергии, поглощенной поверхностью за импульс ( $W_{\text{ЭП}}$ ).

$\Delta H$  — высота микронеровностей, образовавшихся вследствие пластической деформации;  $H_T$  — общая высота рельефа, обусловленная только температурным расширением ортогонально поверхности (расчет).

В заключение отметим, что использованный метод позволил измерить в реальном масштабе времени среднюю высоту рельефа нагреваемой поверхности металла (рис. 2, б); оценить динамику микрорельефа поверхности в ходе упругопластического деформирования; подтвердить описанный в [3] характер изменения поглощательной способности металлической поверхности и особенности, связанные с появлением пластической деформации.

### Список литературы

- [1] Оптический производственный контроль / Под ред. Д. Малакары. М.: Машиностроение, 1985. 400 с.
- [2] Лиуконен Р. А., Трофименко А. М. // Тез. докл. VII Всесоюз. конф. по взаимодействию оптического излучения с веществом. Л., 1988. С. 69.
- [3] Лиуконен Р. А., Трофименко А. М. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 8. С. 1602—1604.

Поступило в Редакцию  
1 сентября 1988 г.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ СЦЕПЛЕНИЯ НЕМАТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА ДВУМЯ НЕЗАВИСИМЫМИ ТЕСТИРУЮЩИМИ МЕТОДАМИ

О. Д. Лаврентович, Т. Я. Марусий, Ю. А. Резников, В. В. Серган

Важной характеристикой анизотропного взаимодействия слоя нематического жидкого кристалла (НЖК) с граничащей средой является энергия сцепления  $W$ , которая определяется работой, требуемой для выведения директора п НЖК из задаваемого поверхностью равновесного положения. В настоящее время накоплен обширный материал по измерению  $W$ , однако разброс значений даже для одних пар НЖК поверхность достигает нескольких по-

рядков [1, 2]. Поскольку такой разброс может быть связан с неадекватностью применяемых методик, то важным представляется измерение  $W$  в одной ячейке различными методами.

Возможность определения  $W$  в одном образце различными методами появилась после разработки тестирующих методов, в которых НЖК не подвергается никакому ориентирующему действию, кроме действия подложки [3, 4]. Целью настоящей работы было измерение  $W$  в одной НЖК ячейке такими методами и анализ возможности их применения.

Измерения проводились в стеклянной ювенте толщиной  $L=12$  мкм с гомеотропно ориентированным НЖК — пентилцианобифенилом (5ПБ). Ориентирующей поверхностью служил слой силиконового эластомера  $(\text{CH}_3)_3\text{SiO}[(\text{CH}_3)_2\text{SiO}]_n\text{Si}(\text{CH}_3)_3$  ( $n=25\ 000$ ). Слой толщиной около 100 нм образовывался на стеклянных подложках путем осаждения из 10 % по массе раствора эластомера в смеси толуола и бензина, взятых в объемном соотношении 1 : 1. После осаждения слой высушивался при температуре 60 °С.

Определение  $W$  осуществлялось двумя методами: по параметрам топологических дефектов [3], а также по характеристикам рассеяния света [4, 5]. В обоих случаях определялась полярная энергия сцепления, связанная с отклонением директора на угол  $\theta$  из равновесного положения в плоскости, перпендикулярной поверхности НЖК.

В первом методе исследовались спонтанно возникающие при заполнении ячейки доменные стенки с кручением директора вдоль оси, параллельной подложке. Равновесная ширина  $d$  стенки определяется балансом упругой  $F_v$  и поверхностной  $F_s$  энергий, что позволяет определить  $W$  [3]. В приближении однородного кручения ( $n_x=\cos\theta$ ,  $n_y=\sin\theta$ ,  $n_z=0$ ,  $\theta=2\theta_0 z/d$ ,  $\theta_0$  — угол между директором и плоскостью подложки вдали от стенки) упругая энергия единицы длины стенки есть

$$F_v = \frac{2\theta_0^2 K_{22} L}{d},$$

где  $K_{22}$  — упругая константа кручения.

Поверхностная энергия при использовании потенциала Рапини [1, 2] определяется выражением

$$F_s = \left(1 - \frac{\sin 4\theta_0}{4\theta_0}\right) W_0 d.$$

Минимизация суммы  $F_v + F_s$  по  $d$  позволяет получить окончательное выражение для определения  $W_0$

$$W_0 = \frac{2K_{22}\theta_0^2 L}{d^2}.$$

Подставляя в последнее выражение известное для 5ПБ значение  $K_{22}=4 \cdot 10^{-7}$  дин [6], а также измеренные нами значения  $\theta_0=90^\circ$ ,  $d=11$  мкм, находим, что  $W_0=(2.0 \pm 1) \cdot 10^{-3}$  эрг/см<sup>2</sup>.

Второй метод основан на зависимости спектра деформационных мод флуктуаций ориентации директора  $\langle |\delta n_\alpha(\mathbf{q}, W)|^2 \rangle$  от сцепления НЖК с ограничивающей поверхностью, что макроскопически проявляется в зависимости сечения рассеяния света  $\sigma$  от энергии сцепления [4]

$$\sigma = \left(\frac{\Delta \epsilon \omega^2}{4\pi c^2}\right)^2 \sum_{\alpha=1, 2} (i_\alpha f_\parallel + i_\parallel f_\alpha)^2 \langle |\delta n_\alpha(\mathbf{q}, W)|^2 \rangle,$$

где  $\mathbf{q}=\mathbf{k}_p-\mathbf{k}_r$  — волновой вектор рассеяния,  $\mathbf{k}_r$  и  $\mathbf{k}_p$  — волновые векторы падающего и рассеянного излучений,  $i_\alpha f_\parallel + i_\parallel f_\alpha$  — поляризационный множитель,  $\Delta \epsilon$  — анизотропия диэлектрической проницаемости НЖК.

Как было показано в [5], полярное сцепление наиболее сильно проявляется в малоугловом рассеянии без поворота поляризации ( $e-e$ -рассеяния), когда падающая и рассеянная волны являются необыкновенными. Такое рассеяние удобно наблюдать в геометрии (рис. 1), при которой вектор  $\mathbf{k}_r$  составляет с директором угол  $\alpha \neq 0$ . В этом случае выражение для сечения рассеяния имеет вид

$$\sigma^{ee} = \left(\frac{\Delta \epsilon \omega^2}{4\pi c^2}\right)^2 \sin^2(2\beta - \theta_p) \langle |\delta n_1(\mathbf{q}, W_0)|^2 \rangle,$$

где  $\theta_p$  — угол рассеяния;  $\beta=90^\circ - \alpha$  — угол между вектором поляризации падающего излучения  $\mathbf{i}$  и директором;  $\delta n_1$  — деформационная мода, представляющая смешанную деформацию продольного и поперечного изгибов.

Расчетные зависимости с учетом явного вида  $\langle |\delta n_1|^2 \rangle$  [5] и параметров исследуемой ячейки приведены на рис. 2, точки — эксперимент. Значения относительной интенсивности  $e-e$ -рассеяния при изменении угла рассеяния измерялось на экспериментальной установке, описанной в [5]. Излучение He-Ne лазера расходимостью 1 мрад и мощностью  $\sim 20$  мВт направлялось на ячейку под углом  $\gamma = \alpha = 40^\circ$ . Ячейка располагалась на столике, юстировочные приспособления которого позволяли выставлять значения  $\gamma$ , т. е. ориентировать слой НЖК относительно плоскости рассеяния, с точностью  $\sim 0.25^\circ$ . Рассеянное излучение направлялось в систему регистрации собирающей линзой с  $F=1$  м через диафрагму, расположен-

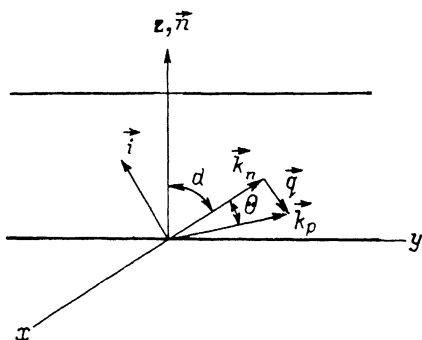


Рис. 1. Расположение волновых векторов, соответствующее геометрии рассеяния, использованной в эксперименте.

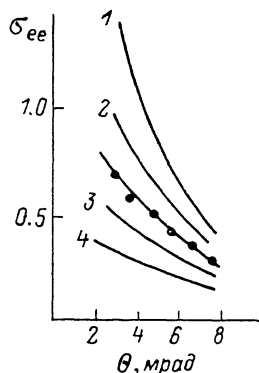


Рис. 2. Расчетные угловые зависимости  $e-e$ -рассеяния.

$W$ , эрг/см<sup>2</sup>: 1 —  $10^{-4}$ , 2 —  $10^{-3}$ , 3 —  $10^{-2}$ , 4 —  $10^{-1}$ .

ную в ее фокальной плоскости. Размер диафрагмы не превышал диаметра перетяжки прямого пучка в плоскости линзы. Направление вектора рассеяния задавалось смещением диафрагмы относительно прямого пучка в плоскости  $(n, q)$ . Для этого диафрагма, а также поляризатор, выделяющий сигнал нужной поляризации, и фотодиод размещались на массивной платформе, обеспечивающей прецизионное перемещение в плоскости  $(n, q)$  с шагом  $\sim 0.025$  см. Зависимость  $I(\theta)$  снималась при перемещении платформы, положение НЖК ячейки оставалось фиксированным. Значение энергии сцепления  $W_0$  определялось из сравнения экспериментальной зависимости с расчетными кривыми,  $W_0 = (2.5 \pm 2) \cdot 10^{-3}$  эрг/см<sup>2</sup>.

Таким образом, в пределах ошибки обоих методов значения энергии сцепления, измеренные по характеристикам доменных стенок и рассеяния, совпадают. Это позволяет сделать вывод об адекватности этих методик. Возможность применения этих методов в кюветках различных конструкций делает их весьма перспективными для широкого использования.

### Список литературы

- [1] Yang K. H. // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. N 10. P. 6742—6745.
- [2] Komitov L., Petrov A. G. // Phys. St. Sol. 1983. Vol. 76a. N 1. P. 137—143.
- [3] Ryschenkov G., Klemen M. // J. Chem. Phys. 1976. Vol. 64. N 1. P. 405—412.
- [4] Марусий Т. Я., Резников Ю. А., Решетняк В. Ю. и др. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. С. 851—860.
- [5] Marusiy T., Reznikov Yu., Reshetnyak V. et al. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1987. Vol. 152. P. 495—502.
- [6] Madhusudana N. V., Pratibha R. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1982. Vol. 89. P. 249—257.

Институт физики АН УССР  
Киев

Поступило в Редакцию  
1 сентября 1988 г.  
В окончательной редакции  
10 ноября 1988 г.