Известия НАН Армении, Физика, т.52, №3, с.401–411 (2017)

УДК 532.783

НЕКОТОРЫЕ УПРУГИЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ НЕМАТИКОВ

М.Р. АКОПЯН, Р.С. АКОПЯН*

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: rhakob@ysu.am

(Поступила в редакцию 21 апреля 2017 г.)

Предлагается общий подход для изучения свойств механических деформаций твердых нематиков – макроскопически однородных упругих сред, обладающих вращательной симметрией нематических жидких кристаллов. Варьированием свободной энергии механических деформаций получены тензор напряжений, модули Юнга и коэффициенты Пуассона для параллельной и перпендикулярной однородных ориентаций молекул нематика относительно оси воздействия внешних сил. Показано, что эти константы имеют анизотропный характер и предложены эксперименты для прямых измерений пяти коэффициентов упругости, входящих в выражение для свободной энергии.

1. Введение

Традиционные жидкие кристаллы (ЖК) – это жидкости, имеющие анизотропные свойства кристаллов и состоящие из удлиненных жестких молекул, обладающих дальнодействующим ориентационным порядком [1–3]. Их простые разновидности – это нематики, в которых молекулы преимущественно ориентированы в одном направлении, единичный вектор которого называют директором **n**.

Существует много разновидностей твердых материалов, которые имеют такую же макроскопическую симметрию, что и нематические ЖК. Это макроскопически однородные анизотропные упругие среды с ненулевыми сдвиговыми напряжениями, которые имеют реакцию на сдвиговые возмущения. Такими являются, например, ЖК эластомеры, полимеры и гели. Мы назовем их твердыми нематиками. Они комбинируют упругие свойства традиционных эластомеров и ориентационные свойства ЖК [4–11]. В отличие от жидкостей эти вещества имеют способность поддерживать сдвиговые напряжения аналогично обычным резинам, но в отличие от резин они обладают механической и оптической анизотропией аналогично ЖК. Как и ЖК они обладают макроскопически неориентированной (многодоменные среды) и макроскопически ориентированной (однодоменные среды) фазами.

Твердые нематики более прозрачны, чем их жидкие двойники, и обладают свойством обратимого изменения формы при приложении внешних воздействий (механических, электрических, магнитных, световых, тепловых и т. д.). Упругие свойства ЖК полимеров были изучены теоретически в работе [12], в которой были введены новые члены в выражение для свободной энергии, связывающие ориентационные вращения со статической сетью. Интерес к таким средам стал расти после того, как было выдвинуто предположение [4, 13], что введение жестких анизотропных молекул вдоль полимерных цепей может индуцировать нематическое поведение полимеров. Выражение для свободной энергии механических деформаций нематических эластомеров в общей форме было впервые дано в работах [14, 15]. Очевидно, что модуль Юнга и коэффициент Пуассона должны зависеть от структуры распределения директора для твердых нематиков. Однако, подобные расчеты отсутствуют, хотя существует немало экспериментальных работ, указывающих на правильность такого утверждения. В частности, в работе [16] были измерены температурные зависимости модуля Юнга для растяжений пленки эластомера в параллельном и перпендикулярном направлениях к директору ($E_{\parallel}$ и $E_{\perp}$).

Отметим также, что кроме чисто научного интереса, твердые нематики могут иметь широкое применение в микромеханических системах [17] (в атомно-силовых микроскопах, в качестве клапанов в микрофлюидных системах и искусственных мускулов в роботах), системах силовых установок [18] и активных смарт-поверхностей, которые могут менять их свойства в соответствии с окружением [19].

В настоящей работе развивается теория механических деформаций твердых нематиков для выявления интересных упругих свойств таких уникальных анизотропных сред. С помощью выражения для свободной энергии механических деформаций вычисляются тензор напряжения, модуль Юнга и коэффициент Пуассона для растяжений пленки твердого нематика, макроскопически однородно-ориентированного в параллельном и перпендикулярном направлениях к директору. Предлагаются пять экспериментов для определения упругих констант, входящих в выражение для свободной энергии механических деформаций твердых нематиков.

2. Свободная энергия упругости и тензор напряжений

Как известно [20], общая формула плотности свободной энергии (свободной энергии единицы объема) деформированного кристалла имеет следующий вид:

$$F = \frac{1}{2}\lambda_{iklm} u_{ik} u_{lm}, \tag{1}$$

где λ_{iklm} – тензор четвертого ранга, называемый тензором модулей упругости и u_{ik} – тензор деформации. Для малых деформаций можно написать

$$u_{ik} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i}\right), \tag{2}$$

где **u** – вектор смещения. Благодаря симметричности тензора деформации произведение $u_{ik}u_{lm}$ инвариантно относительно перестановки индексов *i, k*, и *l, m,* или *i, l,* и *k, m*. Следовательно, тензор λ_{iklm} может быть определен таким образом, чтобы он тоже обладал теми же свойствами симметрии:

$$\lambda_{iklm} = \lambda_{kilm} = \lambda_{ikml} = \lambda_{lmik}. \tag{3}$$

Простые вычисления показывают, что число различных компонент такого тензора равно в общем случае 21. Тензор напряжений выражается через тензор деформации с помощью формулы [20]

$$\sigma_{ik} = \frac{\partial F}{\partial u_{ik}} = \lambda_{iklm} u_{lm}. \tag{4}$$

Наличие той или иной симметрии кристалла приводит к появлению зависимостей между различными компонентами тензора λ_{iklm}. Поэтому число его независимых компонент становится меньше 21. Для твердых нематиков этот тензор имеет симметрию типа $D_{\infty h}$ и его тензорная форма может быть построена с помощью единичного тензора и вектора **n**. Учитывая свойства симметрии нематика, можно написать только пять независимых членов такого рода:

$$\begin{gathered}\delta_{ik}\delta_{lm}, \quad \delta_{il}\delta_{km} + \delta_{kl}\delta_{im}, \quad n_i n_k \delta_{lm} + n_l n_m \delta_{ik}, \\ n_i n_l \delta_{km} + n_l n_k \delta_{im} + n_i n_m \delta_{kl} + n_k n_m \delta_{il}, \quad n_i n_k n_l n_m.\end{gathered} \tag{5}$$

Таким образом, плотность свободной энергии (1) для деформированного однодоменного твердого нематика можно написать в виде

$$\begin{gathered}F = \lambda_0 \left(u_{ik}\right)^2 + 0.5\lambda_1 \left(u_{ii}\right)^2 + 2\lambda_2 n_i n_k u_{ip} u_{kp} + \\ \lambda_3 n_i n_k u_{ik} u_{pp} + 0.5\lambda_4 n_i n_k n_l n_m u_{ik} u_{lm}.\end{gathered} \tag{6}$$

Аналогичное выражение было получено также в работах [4, 16]. Приведенная здесь форма более удобна в том смысле, что изотропные и анизотропные члены разделены. Первые два члена соответствуют чисто изотропным вкладам, а последние три члена исчезают при переходе нематика в изотропное состояние. Коэффициенты в выражении (6) связаны с ранее приведенными коэффициентами следующими соотношениями:

$$C_{11} = C_3 + 2C_4 = 2\lambda_0 + \lambda_1, \quad C_{12} = C_3 = \lambda_1,$$
$$C_{13} = C_2 = \lambda_3 + \lambda_1, \quad C_{44} = C_5/2 = \lambda_0 + \lambda_2, \tag{7}$$
$$C_{33} = C_1 = 2\lambda_0 + \lambda_1 + 4\lambda_2 + 2\lambda_3 + \lambda_4.$$

Попробуем оценить коэффициенты λ, входящие в свободную энергию (6). Энергия, приходящаяся на каждую степень свободы, равна, как следует из распределения Максвелла, $0.5k_BT$, где k_B – коэффициент Больцмана и T – температура. Для нашей системы степень свободы – это среднее число нитей в единице объема n_s. Поэтому, коэффициенты λ_0 и λ_1 имеют величины порядка $\mu = 0.5n_sk_BT$. В нематической фазе коэффициенты λ_2, λ_3 и λ_4 имеют такой же порядок, а в изотропной фазе они обнуляются. Порядок всех констант λ сильно зависит не только от числа n_s, но и от технологии изготовления твердых нематиков. Однако, следует дать хотя бы грубую оценку величине μ. Число цепных нитей n_s в единице объема равно обратной величине среднего объема, занимаемого цепочкой между двумя прошивками сети. Например, для упругих полиэтиленовых цепей со средним числом $N = 100$ единиц между сшиваниями и размером мономера $a \sim 3$ Å имеем $n_s = 1/(Na^3) \sim 3 \times 10^{26}$ м$^{-3}$. Это довольно превышенная оценка и дает для модуля упругости $\mu \sim 10^6$ Па при комнатной температуре. На практике эта оценка на порядок или два меньше.

Для решения некоторых задач механической деформации стержня или пленки твердого нематика следует варьировать свободной энергией (6). Согласно формуле (1) для свободной энергии, тензор напряжения для твердых нематиков имеет вид

$$\begin{aligned}\sigma_{ik} = \partial F/\partial u_{ik} = 2\lambda_0 u_{ik} + \lambda_1 u_{pp}\delta_{ik} + 4\lambda_2 n_i n_f u_{fk} \\ + \lambda_3 n_i n_k u_{pp} + \lambda_3 n_q n_f u_{qf}\delta_{ik} + \lambda_4 n_i n_k n_l n_m u_{lm}.\end{aligned} \tag{8}$$

Следует отметить, что формула (8) является общим термодинамическим соотношением. Однако, в том случае, когда свободная энергия является квадратичной функцией тензора деформации, деформация тела пропорциональна силе, приложенной к нему. Этот закон, справедливый при малых деформациях, называется законом Гука. В этом случае имеет место также обратная формула для тензора деформации

$$u_{ik} = \partial F / \partial\sigma_{ik}. \tag{9}$$

Если свободная энергия квадратична по тензору деформации, то можно написать более простую формулу

$$F = 0.5\sigma_{ik}u_{ik}. \tag{10}$$

Легко найти тензор напряжения для тела, подвергающегося однородному сжатию со всех сторон (гидростатическое сжатие). При таком сжатии на каждую единицу поверхности тела действует одинаковое давление p и тогда тензор напряжения будет иметь вид

$$\sigma_{ik} = -p\delta_{ik}. \tag{11}$$

Все отличные от нуля компоненты тензора равны давлению. В общем случае произвольной деформации недиагональные компоненты тензора напряжения также не равны нулю. Это означает, что не только нормальные, но и тангенциальные (сдвиговые) силы действуют на каждый поверхностный элемент. Эти новые силы стараются сместить различные слои тела друг относительно друга.

Внешние силы, действующие на поверхность тела и являющиеся обычным источником деформаций, входят в граничные условия к уравнениям равновесия тел. Пусть $\mathbf{P}$ есть внешняя сила на единицу поверхности тела так, что сила $\mathbf{P}df$ действует на элемент поверхности df. В равновесии она должна уравновешиваться силой $-\sigma_{ik}df_k$ внутренних напряжений. Отсюда получаем

$$\sigma_{ik}s_k = P_i, \tag{12}$$

где $\mathbf{s}$ – единичный вектор вдоль внешней нормали к поверхности. Это и есть условие, которое должно выполняться на всей поверхности тела.

Рассмотрим несколько простейших задач однородных деформаций, т. е. деформаций, при которых тензор деформации постоянен вдоль всего объема тела. Например, рассмотренное нами гидростатическое сжатие является примером однородной деформации.

3. Однородные деформации стержней твердых нематиков

Рассмотрим некоторые задачи деформации анизотропных стержней и сначала простейшее растяжение стержня твердого нематика. Пусть ось стержня направлена вдоль оси z координатной системы и силы, приложенные к концам стержня, стремятся растянуть его с обеих сторон. Эти силы действуют равномерно на всю поверхность концов стержня. Обозначим силу, действующую на единицу поверхности через p.

Поскольку деформация однородна, т. е. u_{ik} постоянны вдоль тела, то постоянен также и тензор напряжений σ_{ik} и его можно определить непосредственно из граничных условий (12). Из-за отсутствия внешних сил на боковых поверхностях можно написать $\sigma_{ik}s_k = 0$, и поскольку на боковых поверхностях вектор $\mathbf{s}$ перпендикулярен оси z, т. е. $s_z = 0$, то все компоненты тензора напряжений σ_{ik} кроме σ_{zz} равны нулю. На концах стержня имеем $\sigma_{zk}s_k = p$ или $\sigma_{zz} = p$.

Рассмотрим твердый нематик с однородным директором вдоль оси z: $n_x = n_y = 0$ и $n_z = 1$. Тогда из выражения (8) для тензора напряжений получаем следующую систему уравнений для компонент тензора деформации:

$$
\begin{cases}
\sigma_{xx} = 0 = 2\lambda_0 u_{xx} + \lambda_1 u_{pp} + \lambda_3 u_{zz} \\
\sigma_{xy} = \sigma_{yx} = 0 = 2\lambda_0 u_{xy} \\
\sigma_{xz} = 0 = 2\lambda_0 u_{xz},\ \sigma_{yz} = 0 = 2\lambda_0 u_{yz} \\
\sigma_{yy} = 0 = 2\lambda_0 u_{yy} + \lambda_1 u_{pp} + \lambda_3 u_{zz} \\
\sigma_{zx} = 0 = 2\left(\lambda_0 + 2\lambda_2\right) u_{zx} \\
\sigma_{zy} = 0 = 2\left(\lambda_0 + 2\lambda_2\right) u_{zy} \\
\sigma_{zz} = p = \left(2\lambda_0 + 4\lambda_2 + \lambda_3 + \lambda_4\right) u_{zz} + \left(\lambda_1 + \lambda_3\right) u_{pp}.
\end{cases} \tag{13}
$$

Отсюда для компонент тензора деформации получаем

$$
\begin{cases}
u_{xy} = u_{xz} = u_{yx} = u_{yz} = u_{zx} = u_{zy} = 0 \\
u_{xx} = u_{yy} = -0.5 p\left(\lambda_1 + \lambda_3\right) / \Lambda_{\|} \\
u_{zz} = p\left(\lambda_0 + \lambda_1\right) / \Lambda_{\|},
\end{cases} \tag{14}
$$

где сделано обозначение

$$
\Lambda_{\|} = 2\lambda_0^2 + 3\lambda_0\lambda_1 + 4\lambda_0\lambda_2 + 2\lambda_0\lambda_3 + \lambda_0\lambda_4 + 4\lambda_2\lambda_1 + \lambda_4\lambda_1 - \lambda_3^2.
$$

В частности, для изотропных стержней ($\lambda_2 = \lambda_3 = \lambda_4 = 0$) имеем

$$
\begin{cases}
u_{xy} = u_{xz} = u_{yx} = u_{yz} = u_{zx} = u_{zy} = 0 \\
u_{xx} = u_{yy} = -0.5 p\lambda_1 / \lambda_0\left(2\lambda_0 + 3\lambda_1\right) \\
u_{zz} = p\left(\lambda_0 + \lambda_1\right) / \lambda_0\left(2\lambda_0 + 3\lambda_1\right).
\end{cases} \tag{15}
$$

Это совпадает с результатом работы [20] (см. формулу (5.1)), если переобозначить $\lambda_0 \equiv \mu$ и $\lambda_1 \equiv \lambda$.

Компонента u_{zz} в (14) определяет относительное удлинение стержня вдоль оси z, коэффициент при p является коэффициентом растяжения, а обратная величина – модулем растяжения (или модулем Юнга) E:

$$
u_{zz} = p / E. \tag{16}
$$

Поскольку растяжение имеет место вдоль директора, то мы имеем дело с параллельной компонентой модуля Юнга

$$
E_{\|} = \Lambda_{\|} / \left(\lambda_0 + \lambda_1\right). \tag{17}
$$

Компоненты u_{xx} и u_{yy} в (14) определяют относительное сжатие стержня в поперечном направлении, и отношение поперечного сжатия к продольному растяжению является коэффициентом Пуассона σ:

$$
u_{xx} = -\sigma u_{zz}, \tag{18}
$$

где

$$\sigma_{\parallel} = \left(\lambda_1 + \lambda_3\right) / 2\left(\lambda_0 + \lambda_1\right). \tag{19}$$

Поскольку сжатие имеет место, когда силы действуют вдоль директора, то коэффициент Пуассона определяем как $\sigma_{\parallel}$. Относительное увеличение объема стержня при его растяжении составляет

$$u_{ii} = p\left(\lambda_0 - \lambda_3\right) / \Lambda_{\parallel}. \tag{20}$$

Свободную энергию растянутого стержня можно написать, воспользовавшись непосредственно формулой (10). Поскольку от нуля отлична только компонента σ_{zz}, то имеем

$$F = 0.5\sigma_{zz}u_{zz} = p^2 / 2E_{\parallel}. \tag{21}$$

Теперь рассмотрим твердый нематик с однородным директором вдоль оси x: $n_z = n_y = 0$ и $n_x = 1$. Из выражения (8) для тензора напряжений получаем следующую систему уравнений для компонент тензора деформации:

$$\begin{cases} \sigma_{xx} = 0 = \left(2\lambda_0 + \lambda_1 + 4\lambda_2 + 2\lambda_3 + \lambda_4\right)u_{xx} + \left(\lambda_1 + \lambda_3\right)\left(u_{yy} + u_{zz}\right) \\ \sigma_{xy} = 0 = 2\left(\lambda_0 + 2\lambda_2\right)u_{xy} \\ \sigma_{xz} = 0 = 2\left(\lambda_0 + 2\lambda_2\right)u_{xz} \\ \sigma_{yx} = 0 = 2\lambda_0 u_{yx} \\ \sigma_{yz} = 0 = 2\lambda_0 u_{yz} \\ \sigma_{yy} = 0 = 2\lambda_0 u_{yy} + \lambda_1 u_{pp} + \lambda_3 u_{xx} \\ \sigma_{zx} = 0 = 2\lambda_0 u_{zx} \\ \sigma_{zy} = 0 = 2\lambda_0 u_{zy} \\ \sigma_{zz} = p = 2\lambda_0 u_{zz} + \lambda_1 u_{pp} + \lambda_3 u_{xx}. \end{cases}$$

Тогда имеем

$$\begin{cases} u_{xy} = u_{xz} = u_{yx} = u_{yz} = u_{zx} = u_{zy} = 0 \\ u_{xx} = -0.5p\left(\lambda_1 + \lambda_3\right) / \Lambda_{\parallel} \\ u_{yy} = -p\left(2\Lambda_{\parallel} - \Lambda_{\perp}\right) / \left(4\lambda_0\Lambda_{\parallel}\right) \\ u_{zz} = p\Lambda_{\perp} / \left(4\lambda_0\Lambda_{\parallel}\right). \end{cases} \tag{22}$$

Здесь введено дополнительное обозначение

$$\Lambda_{\perp} = 4\lambda_0^2 + 4\lambda_0\lambda_1 + 8\lambda_0\lambda_2 + 4\lambda_0\lambda_3 + 2\lambda_0\lambda_4 + 4\lambda_2\lambda_1 + \lambda_4\lambda_1 - \lambda_3^2.$$

В частности, для изотропных стержней ($\lambda_2 = \lambda_3 = \lambda_4 = 0$) получаем те же выражения (15). Как видно из (22), в случае, когда растяжение перпендикулярно к директору, для модуля Юнга получаем величину

$$E_{\perp} = 4\lambda_0 \Lambda_{\parallel} / \Lambda_{\perp}, \tag{23}$$

которую называем перпендикулярным модулем Юнга. В рассмотренном случае различными оказываются также относительные сжатия стержня в направлениях x и y. Это означает, что коэффициенты Пуассона для этих двух направлений отличаются. Для компонент u_{xx} и u_{yy} поперечных деформаций стержня из (22) получаем:

$$u_{xx} = -\sigma_{\perp x} u_{zz}, \quad u_{yy} = -\sigma_{\perp y} u_{zz}. \tag{24}$$

Отсюда коэффициенты Пуассона имеют вид

$$\sigma_{\perp x} = 2\lambda_0 \left(\lambda_1 + \lambda_3\right) / \Lambda_{\perp}, \quad \sigma_{\perp y} = \left(2\Lambda_{\parallel} - \Lambda_{\perp}\right) / \Lambda_{\perp}. \tag{25}$$

В частности, для изотропных стержней

$$\sigma_{\perp x} = \sigma_{\perp y} = 0.5\lambda_1 / \left(\lambda_1 + \lambda_0\right).$$

Относительное увеличение объема стержня при его растяжении составляет

$$u_{ii} = 0.5 p \left(2\lambda_0 + 4\lambda_2 + \lambda_3 + \lambda_4\right) / \Lambda_{\parallel}. \tag{26}$$

Свободную энергию растянутого стержня получаем с помощью формулы (10):

$$F = 0.5\sigma_{zz} u_{zz} = p^2 / 2E_{\perp}. \tag{27}$$

На основании расчетов в этих двух задачах мы можем предложить пять экспериментов прямого измерения коэффициентов упругости λ_i, входящих в формулу (6) для свободной энергии. Эти коэффициенты можно вычислить, измеряя модули Юнга $E_{\parallel}$ и $E_{\perp}$ и коэффициенты Пуассона $\sigma_{\parallel}$, $\sigma_{\perp x}$ и $\sigma_{\perp y}$.

4. Одностороннее сжатие стержней твердых нематиков

Рассмотрим теперь сжатие стержня твердого нематика, боковые стороны которого закреплены так, что его поперечные размеры не могут меняться. Внешние силы действуют к его концам вдоль длины стержня, которую мы опять выберем в качестве оси z; такую деформацию называют односторонним сжатием. Поскольку стержень деформируется только вдоль оси z, то из всех компонент u_{ik} от нуля отличается только u_{zz}.

Рассмотрим твердый нематик с однородным директором вдоль оси z: $n_x = n_y = 0$ и $n_z = 1$. Тогда из выражения (8) для тензора напряжений получаем

$$\sigma_{ik} = \left(2\lambda_0 + 4\lambda_2 + \lambda_3 + \lambda_4\right) u_{zz} \delta_{iz} \delta_{kz} + \left(\lambda_1 + \lambda_3\right) u_{zz} \delta_{ik}, \tag{28}$$

и для компонент тензора имеем

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = (\lambda_1 + \lambda_3) u_{zz}, \quad \sigma_{zz} = \Lambda u_{zz},$$
$$\Lambda = 2\lambda_0 + \lambda_1 + 4\lambda_2 + 2\lambda_3 + \lambda_4. \tag{29}$$

Обозначая сжимающую силу через p ($\sigma_{zz} = p$), которая отрицательна при сжатии, получаем

$$u_{zz} = p / \Lambda, \tag{30}$$

где коэффициент при p называется коэффициентом одностороннего сжатия. Для напряжений, возникающих в поперечном направлении, имеем

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = (\lambda_1 + \lambda_3) p / \Lambda. \tag{31}$$

Свободная энергия деформированного стержня

$$F = 0.5\sigma_{zz} u_{zz} = 0.5 p^2 / \Lambda. \tag{32}$$

Теперь рассмотрим твердый нематик с однородным директором вдоль оси x: $n_z = n_y = 0$ и $n_x = 1$. Тогда из выражения (8) для тензора напряжений получаем

$$\sigma_{ik} = 2\lambda_0 u_{zz}\delta_{iz}\delta_{kz} + \lambda_1 u_{zz}\delta_{ik} + \lambda_3 u_{zz}\delta_{ix}\delta_{kx}. \tag{33}$$

С учетом $\sigma_{zz} = p$ имеем

$$u_{zz} = p / (2\lambda_0 + \lambda_1), \quad \sigma_{yy} = p\lambda_1 / (2\lambda_0 + \lambda_1),$$
$$\sigma_{xx} = p(\lambda_1 + \lambda_3) / (2\lambda_0 + \lambda_1), \quad \sigma_{zz} = p. \tag{34}$$

Для свободной энергии деформированного стержня получаем

$$F = 0.5\sigma_{zz} u_{zz} = 0.5 p^2 / (2\lambda_0 + \lambda_1).$$

5. Заключение

Получено выражение для плотности свободной энергии упругих деформаций стержней из твердых нематиков. Варьированием свободной энергии получен тензор упругих напряжений стержня, вычислены модули Юнга и коэффициенты Пуассона для сил растяжений, направленных параллельно и перпендикулярно начальной однородной ориентации директора нематика. Показано, что модуль Юнга и коэффициент Пуассона имеют анизотропный характер. Предложены 5 независимых экспериментов для измерения коэффициентов упругости, входящих в выражение для свободной энергии.

В расчетах свободная энергия выбрана в квадратичной форме (оставлены только члены, квадратичные по тензору деформации). Предполагалось, что в процессе деформации ориентация директора не меняется или меняется слабо. Эти ограничения будут сняты в наших последующих работах.

Исследование выполнено при финансовой поддержке ГКН МОН Армении в рамках научного проекта № 15T-1C099.

Авторы благодарят Ф. Нахатакяна за ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **P.G. de Gennes, J. Prost**. The Physics of Liquid Crystals. Oxford, Oxford University Press, 1993.
2. **S. Chandrasekhar.** Liquid Crystals. Cambridge, Cambridge University Press, 1992.
3. **М.Р. Акопян, А.А. Кандевосян, Р.С. Акопян, Ю.С. Чилингарян**. Известия НАН Армении, Физика, **49**, 309 (2014).
4. **P.G. de Gennes**. Liquid Crystals of One and Two-Dimensional Order. W. Helfrich, G. Heppke (Eds.), New York, Springer, 1980.
5. **H. Finkelmann, H.J. Koch, G. Rehage**. Makromol. Chem. Rapid Commun., **2**, 317 (1981).
6. **M. Warner, E.M. Terentjev**. Liquid Crystal Elastomers, International Series of Monographs on Physics. Oxford, Oxford University Press, 2008.
7. **D. Broer, G.P. Crawford, S. Zumer**. Cross-Linked Liquid Crystalline Systems: from Rigid Polymer Networks to Elastomers. Boca Raton, CRC Press, 2011.
8. **V.K. Thakur, M.R. Kessler**. Liquid Crystalline Polymers: Structure and Chemistry. V.1, 2015, Processing and Applications. V.2, 2016, New York, Springer.
9. **М.Р. Акопян, Ю.С. Чилингарян, Р.С. Акопян**. Известия НАН Армении, Физика, **48**, 394 (2013).
10. **А.Л. Маргарян, В.К. Абрамян, Д.Л. Оганесян, Н.Г. Акопян, В.М. Арутюнян, В.В. Беляев, А.С. Соломатин**. Известия НАН Армении, Физика, **52**, (2017, в печати).
11. **H.Yu.** Dancing with Light: Advances in Photofunctional LC Materials. Boca Raton, Pan Stanford publishing, 2015.
12. **P.G. De Gennes**. Phys. Lett., **28A**, 725 (1969).
13. **P.G. De Gennes, C.R. Seances**. Acad. Sci. B, **281**, 101 (1975).
14. **L. Golubovic, T.C. Lubensky**. Phys. Rev. Lett., **63**, 1082 (1989).
15. **T.C. Lubensky, R. Mukhopadhyay, L. Radzihovsky, X. Xing**. Phys. Rev. E, **66**, 011702 (2002).
16. **H. Finkelmann, A. Greve, M. Warner**. Eur. J. Phys. E, **5**, 281 (2001).
17. **R.L.B. Selinger, B.L. Mbanga, J.V. Selinger**. Conf. Emerging Liq. Cryst. Technol. III, San Jose, 2008, p. 58.
18. **J.D.W. Madden, N.A. Vandesteeg, P.A. Anquetil, P.G.A. Madden, A. Takshi, R.Z. Pytel, S.R. Lafontaine, P.A. Wieringa, I.W. Hunter**. 13th Intl. Symp. Unmanned Untethered Submersible Technol., Durham, 2003, p. 103.
19. **H. Yang, A. Buguin, J.-M. Taulemesse, K. Kaneko, A. Bergeret, P. Keller**. J. Am. Chem. Soc., **131**, 15000 (2009).
20. **Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц**. Теория упругости. Москва, Наука, 1987.

ՊԻՆԴ ՆԵՄԱՏԻԿՆԵՐԻ ՈՐՈՇ ԱՌԱՁԳԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

Մ.Ռ. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Ռ.Ս. ՀԱԿՈԲՅԱՆ

Նեմատիկ հեղուկ բյուրեղների պտտական համաչափությամբ օժտված մակրոսկոպական համասեռ առաձգական միջավայրերի (պինդ նեմատիկներ) մեխանիկական ձևախախտման հատկությունների ուսումնասիրության համար առաջարկվում է ընդհանուր մոտեցում: Հինգ անկախ անդամներ պարունակող մեխանիկական ձևախախտումների ազատ էներգիայի վարիացիայի միջոցով ստացվել են լարվածությունների թենզորը, Յունգի մոդուլներն ու Պուասոնի գործակիցները՝ արտաքին ուժերի ազդեցության առանցքի նկատմամբ նեմատիկի մոլեկուլների համասեռ զուգահեռ և ուղղահայաց կողմնորոշումների դեպքերում: Ցույց է տրված, որ այդ գործակիցներն ունեն անիզոտրոպ բնույթ, և առաջարկված են հինգ փորձեր՝ ազատ էներգիայի արտահայտության մեջ մտնող առաձգականության հինգ գործակիցներն ուղիղ ճանապարհով չափելու համար:

SOME ELASTIC PROPERTIES OF SOLID NEMATICS

M.R. HAKOBYAN, R.S. HAKOBYAN

General approach for the study of mechanical deformation properties of solid nematic, which are the macroscopic homogeneous elastic media possessed of the nematic liquid crystal rotational symmetry is proposed. The stress tensor, the Young modulus and Poisson ratio for parallel and perpendicular homogeneous orientations of nematic molecules in the respect to the external forces action axis are obtained by the variation of the mechanical deformation free energy, containing five independent terms. It is shown that these constants have anisotropic characters. It is proposed 5 experiments for the direct measuring 5 coefficients in the free energy expression.