УДК 537.9+539.6
DOI: 10.18384-2310-7251-2018-3-34-41

ДИНАМИКА СДВИГА ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ В МАГНИТНЫХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

Геворкян Э.В.
Московский государственный областной университет
141014, Московская область, г. Мытищи, ул. Веры Волошиной, д. 24,
Российская Федерация

Аннотация. Исследуются динамика сдвига и особенности поведения жидких кристаллов во внешних магнитных и электрических полях. Получены соотношения, определяющие сдвиговый импеданс и эффективный коэффициент вязкости пространственно-неоднородных жидких кристаллов. Обсуждается эффективность сдвиговых волн и течений во внешних полях для экспериментального изучения физических свойств жидких кристаллов.

Ключевые слова: динамические свойства, жидкие кристаллы, магнитные поля, сдвиговый импеданс, ориентационная структура.

SHEAR DYNAMICS OF LIQUID CRYSTALS IN MAGNETIC AND ELECTRIC FIELDS

E. Gevorkyan
Moscow Region State University,
24 ulitsa Very Voloshinoy, Mytischi 141014, Moscow Region, Russian Federation

Abstract. The shear dynamics and features of behaviour of liquid crystals in external magnetic and electric fields are investigated. The relations which determine the shear impedance and the effective viscosity coefficient of spatially inhomogeneous liquid crystals are obtained. The efficiency of shear waves and flows in external fields for experimental study of liquid crystals is discussed.

Key words: dynamic properties, liquid crystals, magnetic and electric fields, orientation structure.

Введение

Жидкие кристаллы или мезофазы представляют собой конденсированные молекулярные системы с ориентационным дальним порядком и неполным трансляционным порядком. Поэтому они сочетают анизотропию физических свойств с текучестью и по своим реологическим свойствам являются анизотропными неньютоновскими жидкостями. Однако некоторые низкотемпературные смектические мезофазы напоминают обычные слоистые кристаллы.

Гидродинамическая теория жидких кристаллов, разработанная полвека назад в классических работах Эриксена [1] и Лесли [2], Форстера [3], Мартина, Пароди и Першана [4] и других, включает дополнительные гидродинамические переменные, соответствующие нарушению симметрии мезофаз.

Ориентационная переменная (директор $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ – единичный вектор преимущественной молекулярной ориентации) описывает анизотропию упругих, вязких, диэлектрических, диамагнитных, оптических и других свойств нематических и холестерических жидких кристаллов (а также наклонных дискотиков и смектиков C и некоторых других более экзотических мезофаз) и воздействие на их ориентационную структуру течений и внешних полей [5].

Акустические эксперименты во внешних полях позволяют изучать упругие, диссипативные, магнитные, электрические и релаксационные свойства различных мезофаз в широком частотном диапазоне, проверить применимость общепринятой гидродинамики к смектикам A и C [6–11]. В частности, измерение коэффициента отражения r и импеданса Z сдвиговых волн представляет большой интерес для реологии жидких кристаллов [6–9]. Это и определение коэффициентов Лесли нематиков [6; 7], и нахождение модулей сдвига, диссипативных коэффициентов и структуры акустических мод различных смектиков [8; 9]. Магнитные поля дают возможность управлять ориентационной структурой большинства мезофаз [5; 7; 8; 11; 12].

В настоящей работе мы рассмотрим динамику сдвиговых волн и течений в нематических жидких кристаллах при воздействии на них внешних полей.

Сдвиговое течение во внешнем поле

Для простого сдвигового течения в отсутствие полей ещё в первой работе Лесли [2] было получено решение в квадратурах для поля директора и найдено выражение для предельного угла его ориентации:

$$\theta_0 = \operatorname{arctg}\left(\sqrt{\frac{\alpha_3}{\alpha_2}}\right) = \frac{1}{2}\arccos\left(-\frac{\gamma_1}{\gamma_2}\right). \qquad (1)$$

где α_i – коэффициенты Лесли, $\gamma_1 = \alpha_3 - \alpha_2$ – коэффициент вращательной вязкости, $\gamma_2 = \alpha_6 - \alpha_5$.

Решения задачи о статической ориентационной деформации нематика во внешнем поле находят из условия минимума свободной энергии Гельмгольца и для простых условий они также хорошо известны. Поле директора для сдвигового течения во внешнем поле определяется конкуренцией их ориентирующего действия. Общее решение очень громоздко и не представляет большого практического интереса. Однако, в частных предельных случаях удается получить достаточно простые разложения по соответствующим малым параметрам или численные решения.

Для эксперимента наибольший интерес представляет ситуация, когда подстановка этих разложений в уравнения гидродинамики Лесли–Эриксена позволяет ввести локальные эффективные коэффициенты вязкости.

Пусть $x_1 = 0$ – плоская граница нематика, на которой заданы граничные условия сильного ориентационного сцепления $\mathbf{n}(0, t) = \mathbf{n}_0$ и прилипания. Диссипативная часть тензора напряжений пропорциональна ненулевой компоненте тензора градиентов скоростей $dv_3/dx_1 = v_{3,1}$:

$$\sigma_{13} = \frac{1}{2}\left(2\alpha_1 n_1^2 n_3^2 + \alpha_5 n_1^2 + \alpha_6 n_3^2 + \alpha_4\right) v_{3,1} + \alpha_2 n_1 N_3 + \alpha_3 n_3 N_1 \qquad (2)$$

и зависит от локальной ориентации директора $\mathbf{n}_0(x_1)$, которая, в свою очередь, определяется ориентационной деформацией, вызванной внешними полями или течением. (Здесь $\mathbf{N}$ – производная директора по времени относительно жидкокристаллической среды, которая находится из уравнения его движения).

Это выражение, в конечном счёте, и определяет локальный эффективный коэффициент сдвиговой вязкости $\eta(x_1)$. Из симметрии коэффициентов Онсагера следует соотношение Пароди $\gamma_2 = \alpha_6 - \alpha_5 = \alpha_3 + \alpha_2$, которое мы будем использовать только в конечных результатах.

Ориентирующее действие полей в жидком кристалле проявляется при условии, что его размеры L (например, оптической ячейки или акустической камеры) превышают магнитную или электрическую длину когерентности: $\xi_м = (K/\mu_0\chi_a)^{1/2}/H$ или $\xi_э = (K/\varepsilon_0\varepsilon_a)^{1/2}/E_0$, где $\mathbf{H}$ – напряжённость магнитного поля, $\mathbf{E}_0$ – амплитуда напряжённости переменного электрического поля, а χ_a и ε_a – анизотропии диамагнитной восприимчивости и диэлектрической проницаемости, соответственно.

Рассмотрим сначала стационарное сдвиговое течение. При фиксированной в жидком кристалле ориентации директора $\mathbf{n}_0(x_1)$ получим:

$$\mathbf{N}(x_1) = \hat{\omega}\cdot\mathbf{n}_0(x_1) \qquad (3)$$

где $\hat{\omega}$ – антисимметричная часть тензора градиентов скоростей нематика. Из формулы (2) следует выражение для $\eta(x_1)$:

$$\eta(x_1) = \frac{1}{2}\left(2\alpha_1 n_{01}^2 n_{03}^2 + (-\alpha_2 + \alpha_5) n_{01}^2 + (\alpha_3 + \alpha_6) n_{03}^2 + \alpha_4\right) =$$
$$= \eta_1 n_{01}^2 + \eta_3 n_{02}^2 + \eta_2 n_{03}^2 + \eta_{12} n_{01}^2 n_{03}^2, \qquad (4)$$

где

$$\eta_1 = \frac{-\alpha_2 + \alpha_4 + \alpha_5}{2},\ \eta_2 = \frac{\alpha_3 + \alpha_4 + \alpha_6}{2},\ \eta_3 = \frac{\alpha_4}{2} \qquad (5)$$

коэффициенты вязкости Гавиллера–Месовича. В сильном поле, соответствующем их известным экспериментам, ориентация директора (за исключением тонкого пограничного слоя толщиной порядка ξ) задаётся магнитным полем. Коэффициенты вязкости (5) реализуются при ориентации поля по осям 1, 3 и 2, соответственно.

В отсутствие полей, когда течение само ориентирует нематик, из (1) и (4) следует:

$$\eta_{\theta_0} = \frac{1}{4}\left(\alpha_1 - \alpha_2 + \alpha_3 + 2\alpha_4 + \alpha_5 + \alpha_6) - (\alpha_2 + \alpha_3 - \alpha_5 + \alpha_6)\frac{\gamma_1}{\gamma_2} - \alpha_1\frac{\gamma_1^2}{\gamma_2^2}\right) =$$
$$= \frac{1}{4}\left(\alpha_1 + 2\alpha_2 + 2\alpha_4 + 2\alpha_5 - \alpha_1\frac{\gamma_1^2}{\gamma_2^2}\right). \qquad (6)$$

Сдвиговые волны

Теперь граничные условия примут вид $v_3(0, t) = v_0\exp(-i\omega t)$, где $\mathbf{v}$ – скорость среды, t – время, а ω – круговая частота сдвиговой волны. Толщина жидкокристаллического слоя L значительно превышает глубину проникновения сдвиговой волны, поэтому влияние других границ несущественно.

Прежде всего, заметим, что в данной задаче есть малый параметр $\mu = K\rho/\eta^2$. Здесь K – модуль ориентационной упругости Франка, ρ – плотность, η – эффективный коэффициент сдвиговой динамической вязкости. Этот малый параметр определяет отношение глубин проникновения ориентационной $\delta_n = (K/\omega\eta)^{1/2}$ и сдвиговой $\delta = (\eta/\rho\omega)^{1/2}$ волн в жидкий кристалл $\delta_n/\delta = \mu^{1/2} \sim 10^{-2} << 1$. Поэтому резкое изменение ориентации директора происходит в тонком приграничном слое жидкого кристалла и не оказывает существенного влияния на сдвиговый импеданс или коэффициент отражения сдвиговых волн. Кроме того, при граничных условиях слабого ориентационного сцепления, полученные для умеренных полей результаты практически не изменятся. По этой же причине в исходных уравнениях мы использовали одноконстантное приближение для постоянных Франка (в частном предельном случае, когда модуль Франка входит в окончательные формулы, по геометрии эксперимента нетрудно определить доминирующий тип ориентационной деформации.)

При типичных частотах сдвиговых волн (ниже СВЧ-диапазона) инерциальные свойства, связанные с поворотом директора, несущественны и соответствующим вкладом в уравнение движения директора можно пренебречь.

Из системы уравнений «нематодинамики» получим волновое уравнение для сдвиговых волн с эффективным переменным коэффициентом сдвиговой вязкости [7], которое после естественной замены переменной $y(x_1, t) = \eta(x_1)dv_3/dx_1$ принимает вид:

$$\frac{d^2y}{dx^2} + \frac{i\omega\rho}{\eta(x_1)}y = 0 \tag{7}$$

В этой области значений параметров задачи существенна пространственная неоднородность эффективной вязкости жидкого кристалла. Поэтому целесообразно попытаться применить подход, развитый в акустике слоисто-неоднородных обычных сред [13]. При этом переменный сдвиговый импеданс $Z(x_1) = R(x_1) - iX(x_1)$ и коэффициент отражения сдвиговых волн $r(x_1)$ определяются уравнениями Риккати:

$$\frac{dZ}{dx_1} - \frac{Z^2}{\eta(x_1)} - i\rho\omega = 0, \tag{8}$$

$$Z(\infty) = (1-i)\,(\rho\omega\eta(\infty)/2)^{1/2}$$

и

$$\frac{dr}{dx_1} - 2\sqrt{\frac{i\rho\omega}{\eta(x_1)}}\,r + \frac{d\eta(x_1)}{dx_1}\frac{1-r^2}{4\eta(x_1)} = 0, \tag{9}$$

$$r(\infty) = 0.$$

Численное решение этих уравнений можно использовать для обработки результатов экспериментов по отражению сдвиговых волн на границе твёрдого тела с жидким кристаллом в широком частотном диапазоне.

В отсутствие полей и стационарных течений (или в случае очень слабых полей, когда $\xi >> \delta$) эффективные коэффициенты вязкости совпадают с известными формулами Мартиноти и Кандо [6]:

$$\tilde{\eta}_1 = \eta_1 + \alpha_2 \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{2\gamma_1};\ \tilde{\eta}_2 = \eta_2 - \alpha_3 \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2\gamma_1} = \tilde{\eta}_1;\ \tilde{\eta}_3 = \eta_3. \tag{10}$$

Заметим, что:

$$\tilde{\eta}_1 = \tilde{\eta}_2 = \frac{-\alpha_2\alpha_4 + \alpha_3\alpha_4 + \alpha_3\alpha_5 - \alpha_3\alpha_6}{2\gamma_1} = \frac{\alpha_4\gamma_1 - \alpha_3\gamma_2}{2\gamma_1} = \frac{1}{2}\left(-\alpha_4 + \alpha_3\frac{\gamma_2}{\gamma_1}\right). \tag{11}$$

Поэтому экспериментальная проверка равенства Рапини $\tilde{\eta}_1 = \tilde{\eta}_2$ не является подтверждением соотношения Пароди.

В противоположном случае сверхсильных полей, например, магнитного поля индукцией свыше 1 кТл или переменного электрического поля напряжённостью более 10^9 В/м (т.е. при $\eta\omega << \mu_0\chi_a H^2$ или $\varepsilon_0\varepsilon_a E_0^2$, когда магнитная или электрическая длина когерентности ξ ($\xi_м$ или $\xi_э$) значительно меньше глубины проникновения ориентационной волны δ_n) они способны подавить колебания директора в сдвиговой волне и эффективные коэффициенты вязкости совпадут с коэффициентами Месовича–Гавиллера (5) для сдвигового течения в магнитном поле.

В обоих предельных случаях $Z = (1-i)\ (\rho\omega\eta/2)^{1/2}$ и действительная часть импеданса равна мнимой, а коэффициент отражения r_{12} на границе выражается стандартными формулами: $r = (Z_{гр} - Z)/(Z_{гр} + Z)$.

В общем случае уравнения (8) $R(x_1) \neq X(x_1)$ кроме численного решения для оценок могут быть полезны разложения в ряд и методом ВКБ для сдвигового импеданса.

Так, в слабом поле при $\delta < \xi$:

$$Z(0) = (1-i)\frac{\tilde{\eta}}{\delta}\left(1 - \frac{ib_{12}}{4}\frac{\delta^2}{\xi^2} + \frac{b_{12}^2}{32}\frac{\delta^4}{\xi^4} + \ldots\right). \tag{12}$$

В умеренно сильном поле при $\delta > \xi > \delta_n$:

$$Z(0) = (1-i)\frac{\eta}{\delta}\left\{1 - \frac{2(1-i)a_{12}}{p}\frac{\xi}{\delta}e^{-2\frac{x_1}{\xi}} - \right.$$
$$\left. -4\left[\frac{a_{12}^2}{p}\left(1 - i + \frac{2}{p+1}\frac{\xi^3}{\delta^3}\right) - \frac{(1-i)\tilde{a}_{12}}{p+1}\right]\frac{\xi}{\delta}e^{-4\frac{x_1}{\xi}} + \ldots\right\}, \tag{13}$$

где

$$a_{12} = 1 - \tilde{\eta}_1/\tilde{\eta}_2,\quad b_{12} = 1 - \tilde{\eta}_2/\tilde{\eta}_1,\quad p = 1 + (1-i)\xi/\delta.$$

Заключение

Итак, сдвиговая динамика жидких кристаллов (до появления неустойчивости) определяется соотношением пяти пространственных масштабов (длин): двух глубин проникновения (ориентационной и сдвиговой волн $\delta_n << \delta$), двух длин когерентности $\xi_м$ и $\xi_э$, характеризующих ориентирующее действие магнитного и электрического полей, и толщины пограничного слоя стационарного сдвигового течения ζ; характерный параметр $\xi = \min(\xi_м, \xi_э, \zeta)$.

Экспериментальное и теоретическое изучение сдвиговой динамики жидких кристаллов во внешних полях представляет также и прикладной интерес, связанный с определением анизотропий диамагнитной и диэлектрической восприимчивостей, акустических параметров, времён ориентационной релаксации, коэффициентов вязкости [8; 9]. Затухающее сдвиговое (пуазейлевское) течение успешно используется для экспериментального измерения в перспективных композитных материалах, состоящих из полимерных капсул, заполненных жидким кристаллом [14; 15]. Экспериментальное изучение анизотропной сдвиговой упругости нематических эластомеров [16] представляет принципиальный интерес для проверки и совершенствования их теоретического описания.

Магнитное и электрическое поля и течение способны также изменять структуру холестериков, смектиков С и наклонных колончатых фаз дискотиков. Измерение коэффициента отражения и импеданса сдвиговых волн позволит получить данные о сдвиговых модулях смектических и колончатых мезофаз.

Таким образом, изучение сдвиговых динамических свойств жидких кристаллов во внешних полях служит эффективным методом экспериментального исследования жидкокристаллического состояния и может дать ценную информацию для нетривиальной проверки гидродинамической теории.

Статья поступила в редакцию 26.07.2018 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ericksen J.L. Anisotropic fluids // Archive for Rational Mechanics and Analysis. 1960. Vol. 4. Iss. 4. P. 231–237.
2. Leslie F.M. Some constitutive equation for liquid crystals // Archive for Rational Mechanics and Analysis. 1968. Vol. 28. Iss. 4. P. 265–283.
3. Forster D. et al. Hydrodynamics of Liquid Crystals / Forster D., Lubensky T.C., Martin P.C., Swift J., Pershan P.S. // Physical Review Letters. 1971. Vol. 26. P. 1016.
4. Martin P.C., Parodi O., Pershan P.S. Unified Hydrodynamic Theory for Crystals, Liquid Crystals and Normal Fluids // Physical Review A. 1972. Vol. 6. P. 2401–2420.
5. Блинов Л.М. Жидкие кристаллы. Структура и свойства. М.: ЛИБРОКОМ, 2013. 480 с.
6. Martinoty P., Candau S. Determination of Viscosity Coefficients of a Nematic Liquid Crystal Using A Shear Waves Reflectance Technique // Molecular Crystals and Liquid Crystals. 1971. Vol. 14. Iss. 3–4. P. 243–271.
7. Геворкян Э.В. Влияние магнитного поля на сдвиговый импеданс жидких кристаллов // Акустический журнал. 1981. Т. 27. № 1. С. 77–82.
8. Хабибуллаев П.К., Геворкян Э.В., Лагунов А.С. Реология жидких кристаллов. Ташкент: ФАН, 1992. 300 с.

9. Угловая зависимость упругих и диссипативных свойств кристаллических смектиков В / Табидзе А.А., Геворкян Э.В., Баландин В.А., Абрамкин Г.П., Кашицын А.С. // Кристаллография. 1992. Т. 37. Вып. 2. С. 463–469.
10. Богданов Д.Л., Геворкян Э.В., Обыденков Ю.Н. Низкочастотный ультразвук и динамика смектиков // Письма в Журнал технической физики. 2012. Т. 38. № 3. С. 75–78.
11. Геворкян Э.В. К динамике жидких кристаллов в изменяющихся магнитных полях // Вестник Московского государственного областного университета. Серия: Физика-Математика. 2017. № 4. С. 62–67.
12. Salili S.M. et al. Anomalous increase in nematic-isotropic transition temperature in dimer molecules induced by magnetic field / Salili S.M., Tamba M.G., Sprunt S.N., Welch C., Mehl G.H. Jбkli A, Gleeson J.T. // Physical Review Letters. 2016. Vol. 116. Iss. 21. P. 217801-1–217801-5.
13. Бреховских Л.М., Годин О.А. Акустика слоистых сред. М.: Наука, 1989. 416 с.
14. Sun photocontrolled surfaces in rheology of liquid crystals / Pasechnik S.V., Semina O.A., Shmeliova D.V., Dubtsov A.V., Chigrinov V.G., Jatong D.V. // Molecular Crystals and Liquid Crystals. 2015. Vol. 611. P. 81–89.
15. Метод затухающего потока в реологии полимерных пористых пленок, заполненных жидкими кристаллами / Пасечник С.В., Шмелева Д.В., Торчинская А.В., Семина О.А., Дюкин А.А. // Российский технологический журнал. 2017. Т. 5. № 5. С. 25–39.
16. Shear mechanical anisotropy of side chain liquid-crystal elastomers: Influence of sample preparation / Rogez D., Francius G., Finkelmann H., Martinoty P. // European Physical Journal E. 2006. Vol. 20. P. 369–378.

REFERENCES

1. Ericksen J.L. Anisotropic fluids. In: *Archive for Rational Mechanics and Analysis*, 1960, vol. 4, iss. 4, pp. 231–237.
2. Leslie F.M. Some constitutive equation for liquid crystals. In: *Archive for Rational Mechanics and Analysis*, 1968, vol. 28, iss. 4, pp. 265–283.
3. Forster D., Lubensky T.C., Martin P.C., Swift J., Pershan P.S. Hydrodynamics of Liquid Crystals. In: *Physical Review Letters,* 1971, vol. 26, pp. 1016.
4. Martin P.C., Parodi O., Pershan P.S. Unified Hydrodynamic Theory for Crystals, Liquid Crystals and Normal Fluids. In: *Physical Review* A, 1972, vol. 6, pp. 2401–2420.
5. Blinov L.M. *Zhidkie kristally. Struktura i svoistva* [The liquid crystals. Structure and properties]. Moscow, LIBROKOM Publ., 2013. 480 p.
6. Martinoty P., Candau S. Determination of Viscosity Coefficients of a Nematic Liquid Crystal Using A Shear Waves Reflectance Technique. In: *Molecular Crystals and Liquid Crystals*, 1971, vol. 14, iss. 3–4, pp. 243–271.
7. Gevorkyan E.V. [Influence of the magnetic field on shear impedance of liquid crystals]. In: *Akusticheskii zhurnal* [Acoustic Journal], 1981, vol. 27, no. 1, pp. 77–82.
8. Khabibullaev P.K., Gevorkyan E.V., Lagunov A.S. *Reologiya zhidkikh kristallov* [Rheology of liquid crystals]. Tashkent, FAN Publ., 1992. 300 p.
9. Tabidze A.A., Gevorkyan E.V., Balandin V.A., Abramkin G.P., Kashitsyn A.S. [Angular dependence of the elastic and dissipative properties of crystalline smectic B]. In: *Kristallografiya* [Crystallography], 1992, vol. 37. iss. 2, pp. 463–469.
10. Bogdanov D.L., Gevorkyan E.V., Obydenkov Yu.N. [Low-frequency ultrasound and dynamics of smectic]. In: *Pis'ma v zhurnal tekhnicheskoi fiziki* [Technical Physics Letters], 2012, vol. 38, no. 3, pp. 75–78.
11. Gevorkyan E.V. [Dynamics of liquid crystals in variable magnetic fields]. In: *Vestnik*

Moskovskogo gosudarstvennogo oblastnogo universiteta. Seriya: Fizika-Matematika [Bulletin of Moscow Region State University. Series: Physics and Mathematics], 2017, no. 4, pp. 62–67.

12. Salili S.M., Tamba M.G., Sprunt S.N., Welch C., Mehl G.H. J6kli A, Gleeson J.T. Anomalous Increase in Nematic-Isotropic Transition Temperature in Dimer Molecules Induced by Magnetic Field. In: *Physical Review Letters*, 2016, vol. 116, iss. 21, pp. 217801-1–217801-5
13. Brekhovskikh L.M., Godin O.A. *Akustika sloistykh sred* [Acoustics of layered media]. Moscow, Nauka Publ., 1989. 416 p.
14. Pasechnik S.V., Semina O.A., Shmeliova D.V., Dubtsov A.V., Chigrinov V.G., Jatong D.V. Sun Photocontrolled Surfaces in Rheology of Liquid Crystals. In: *Molecular Crystals and Liquid Crystals*, 2015, vol. 611, pp. 81–89.
15. Pasechnik S.V., Shmeliova D.V., Torchinskaya A.V., Semina O.A., Dyukin A.A. [The damped flow method in the rheology of porous polymer films filled with liquid crystals]. In: *Rossiiskii tekhnologicheskii zhurnal* [Russian Technological Journal], 2017, vol. 5, no. 5, pp. 25–39.
16. Rogez D., Francius G., Finkelmann H., Martinoty P. Shear mechanical anisotropy of side chain liquid-crystal elastomers: Influence of sample preparation. In: *European Physical Journal E*, 2006, vol. 20, pp. 369–378.

ИНФОРМАЦИЯ ОБ АВТОРЕ

Геворкян Эдвард Вигенович – доктор физико-математических наук, профессор кафедры общей физики Московского государственного областного университета;
e-mail: gevev@rambler.ru

INFORMATION ABOUT THE AUTHOR

Edward V. Gevorkyan – Doctor of Physical and Mathematical Sciences, professor at the Department of General Physics, Moscow Region State University;
e-mail: gevev@rambler.ru

ПРАВИЛЬНАЯ ССЫЛКА НА СТАТЬЮ

Геворкян Э.В. Динамика сдвига жидких кристаллов в магнитных и электрических полях // Вестник Московского государственного областного университета. Серия: Физика-Математика. 2018. № 3. С. 34-41.
DOI: 10.18384-2310-7251-2018-3-34-41

FOR CITATION

Gevorkyan E.V. Shear dynamics of liquid crystals in magnetic and electric fields. In: *Bulletin of Moscow Region State University*. *Series: Physics and Mathematics*. 2018. no. 3. pp. 34-41.
DOI: 10.18384-2310-7251-2018-3-34-41