

РАЗДЕЛ II. ФИЗИКА

УДК 532.783

DOI: 10.18384-2310-7251-2019-2-14-23

ТЕОРИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ НЕМАТИЧЕСКИХ НАНОКОМПОЗИТОВ, СОДЕРЖАЩИХ СФЕРИЧЕСКИЕ НАНОЧАСТИЦЫ

Осипов М. А.

Университет Стречклайд

G1 1XQ, г. Глазго, ул. Ричмонд, д. 16, Шотландия, Великобритания

Аннотация. Построена теория диэлектрической проницаемости нематического жидкого кристалла с примесью изотропных металлических наночастиц. При этом используется простая модель сферической наночастицы, помещённой в анизотропную диэлектрическую матрицу. Получено выражение для эффективной поляризуемости одной наночастицы в нематической диэлектрической матрице, которое затем используется в теории макроскопической диэлектрической проницаемости нанокompозита, построенной с использованием анизотропной формулы Лоренц-Лоренца. В заключение рассмотрены сдвиг и расщепление плазмонного резонанса наночастицы, индуцированного анизотропией поляризуемости жидкокристаллической матрицы.

Ключевые слова: нематические жидкие кристаллы, наночастицы, поляризуемость, диэлектрическая проницаемость.

THEORY OF DIELECTRIC SUSCEPTIBILITY OF NEMATIC NANOCOMPOSITES DOPED WITH SPHERICAL NANOPARTICLES

M. Osipov

University of Strathclyde

16 Richmond Street, Glasgow G1 1XQ, Scotland, United Kingdom

Abstract. A theory of dielectric susceptibility of a nematic liquid crystal doped with isotropic nanoparticles has been developed using a simple model of a spherical nanoparticle embedded into an anisotropic dielectric medium. A simple expression is obtained for the effective polarizability of a nanoparticle in the nematic dielectric matrix. This expression is used in the theory of the macroscopic dielectric susceptibility of the nanocomposite which is developed

© СС ВУ Осипов М. А., 2019.

using the anisotropic Lorentz-Lorenz equation. Finally, a shift and a splitting of the plasmon resonance of a nanoparticle are calculated determined by the polarizability anisotropy of the liquid crystal host.

Keywords: *nematic* liquid crystals, nanoparticles, polarizability, dielectric susceptibility.

Введение

В последние годы большое внимание привлекают к себе жидкокристаллические наноконпозиты, представляющие собой нематические [1; 2], смектические [3] и холестерические [4; 5] жидкие кристаллы с примесью металлических или полупроводниковых наночастиц [6]. Такие системы обладают рядом необычных свойств, так как добавление даже небольшого количества наночастиц в нематическую жидкокристаллическую матрицу может существенно повлиять почти на все свойства жидкокристаллических материалов, включая пороговые напряжения и времена переключения [7; 8] жидкокристаллических дисплеев. Ещё одним интересным примером является стабилизация голубых фаз в хиральных наноконпозитах [4], что имеет большое значение для приложений.

Особый интерес представляют собой оптические [9] и диэлектрические свойства [10; 11] нематических наноконпозитов, которые можно контролировать, меняя концентрацию и параметры наночастиц. Необходимо отметить, что эффективные наблюдаемые оптические характеристики композитного материала, состоящего из анизотропной жидкокристаллической (ЖК)-матрицы (полимерной либо низкомолекулярной) и изотропных металлических наночастиц (НЧ) зависят как от исходных свойств ЖК-матрицы, так и от эффективной поляризуемости и концентрации наночастиц. Отметим, что и сферические частицы, состоящие из оптически изотропного материала (золото, серебро и проч.), будучи помещены в анизотропную диэлектрическую среду, характеризуются эффективно анизотропной поляризуемостью. В случае, когда наночастицы имеют анизотропную форму, эффективная анизотропия поляризуемости отдельной частицы определяется как её геометрической анизотропией, так и диэлектрической анизотропией окружающей среды. С теоретической точки зрения наиболее сложный случай соответствует частицам анизотропной формы, которые частично состоят из оптически анизотропной среды. Такие системы возникают, например, когда металлическая или полупроводниковая наночастица покрывается монослоем анизотропных органических молекул, облегчающих растворение наночастиц в жидкокристаллической среде.

В данном разделе рассматривается наиболее простой для понимания и близкий к практике случай, когда относительно небольшая концентрация сферически симметричных металлических НЧ растворена равномерно в анизотропной ЖК матрице. Отметим, что поскольку характерные длины нелокальности формирования оптического отклика такой среды определяются средним расстоянием между соседними НЧ, рассмотренные выше эффекты расслоения имеют для оптических свойств вторичный характер: расслоённые подобласти можно рассматривать как однородные (изотропные либо анизотропные для изотропной и

нематической подфаз соответственно). Ниже будет рассмотрена нематическая ЖК фаза, так что из результатов анализа – уравнений, описывающих оптические свойства нематической фазы композита, – можно легко получить и выражения для изотропной фазы, устремив к нулю значение параметра нематического порядка S .

Диэлектрическая проницаемость композитов вообще и рассматриваемых ЖК-нанокомпозитов, в частности, не является простой суммой диэлектрической проницаемости матрицы и суммарной поляризуемости всех наночастиц в единице объёма. На НЧ, помещённую в диэлектрическую среду, действует так называемое локальное поле, которое отличается как от внешнего поля, так и от среднего макроскопического поля в среде. Такое различие связано с тем, что НЧ образует эффективную полость в диэлектрической среде, а электрическое поле в такой полости существенно отличается от поля в окружающем диэлектрике. В простейшем случае изотропной сферической полости в изотропном диэлектрике локальное поле в полости определяется известными соотношениями Лоренц-Лоренца [12]. Эффекты локального поля световой волны в теории оптических свойств жидких кристаллов подробно рассмотрены в обзоре Аверьянова и Осипова [13].

В настоящей работе построена теория макроскопической диэлектрической проницаемости нематического нанокомпозита с примесью неполярных сферических наночастиц. Молекулярно-статистическая теория диэлектрической проницаемости нематических ЖК с примесью полярных наночастиц рассмотрена в работах [14; 15].

Эффективная поляризуемость наночастицы в жидкокристаллической матрице

Для НЧ, размеры которых сопоставимы с размерами молекул ЖК (порядка 3–10 нанометров), можно считать в первом приближении, что оптические свойства частицы определяются контактом с первым слоем ближайших молекул. Этот слой также можно считать приблизительно изотропным, так как мезогенные молекулы весьма разупорядочены из-за противоречивых тенденций упорядочения их длинных осей вдоль директора, с одной стороны, и в направлении перпендикулярно или параллельно поверхности наночастицы, с другой.

Таким образом, мы будем использовать модель, в которой НЧ представляет собой сферическое металлическое ядро, с плазменным оптическим откликом (в первом грубом приближении) согласно модели Друде:

$$\epsilon_m = 1 - \frac{(\omega_p \tau)^2}{\omega \tau (\omega \tau + i)}, \quad (1)$$

в которой ω – частота света, ω_p – так называемая плазменная частота металла, которая в простейшем случае даётся выражением $\omega_p = 4\pi n_e e^2 m^{-1}$, где n_e – концентрация электронов проводимости, а m – их эффективная масса. Параметр τ есть характерное время релаксации импульса электронов или, что то же самое,

среднее время пробега электронов. В благородных металлах в оптическом диапазоне можно считать, что $\omega\tau \gg 1$, и диэлектрическая проницаемость (1) является слабо комплексной величиной с малой положительной мнимой частью и относительно большой отрицательной действительной частью.

Ближайшее окружение металлического ядра является изотропной средой с диэлектрической проницаемостью:

$$\epsilon_s = \frac{1}{3}(\epsilon_{\parallel} + \epsilon_{\perp}), \quad (2)$$

где ϵ_{\parallel} представляет собой диэлектрическую проницаемость одноосного ЖК вдоль оптической оси, а ϵ_{\perp} – диэлектрическую проницаемость ЖК перпендикулярно его оптической оси. Такое приближение вполне достаточно при определении эффективной поляризуемости НЧ, перенормированной на малых масштабах за счёт взаимодействия с окружающей средой. В рамках квазистатического подхода такая НЧ радиуса a обладает поляризуемостью [16]:

$$\alpha_{np} = a^3 \epsilon_s \frac{(\epsilon_m - \epsilon_s)}{(2\epsilon_s + \epsilon_m)}, \quad (3)$$

то есть демонстрирует плазмонный резонанс Ми [17] на частоте, соответствующей выполнению равенства $\text{Re}\epsilon_m = -2\epsilon_s$, что соответствует резонансной частоте $\omega = \omega_{r0} = \omega_p(1 + 2\epsilon_s)^{-1/2}$.

Эффективная диэлектрическая проницаемость нанокompозита

Как известно, показатели преломления одноосной среды определяются главными значениями её диэлектрической проницаемости на оптических частотах. При этом электрическое поле световой волны не только непосредственно поляризует НЧ в среде, но и поляризует окружающие молекулы жидкого кристалла, которые, в свою очередь, создают дополнительное электрическое поле, воздействующее на НЧ. Необходимо также учитывать, что НЧ вытесняет одну или несколько молекул жидкого кристалла, создавая, таким образом, некоторую эффективную полость в среде. На отдельную НЧ фактически воздействует некоторое локальное электрическое поле, создаваемое внутри такой полости всеми окружающими молекулами. В результате, индуцированный дипольный момент i -ой НЧ может быть записан в следующем общем виде [13]:

$$\mathbf{d}_i = \alpha_{np} \mathbf{E}_{eff}, \quad (4)$$

где \mathbf{E}_{eff} – есть усреднённое локальное поле, действующее на НЧ.

В рамках модели среднего поля можно считать, что данное локальное поле одинаково для всех НЧ в композите.

Далее это локальное поле можно записать с помощью тензора Лоренца через макроскопическое среднее поле в среде \mathbf{E} и макроскопическую поляризацию \mathbf{P} :

$$\mathbf{E}_{eff} = \mathbf{E} + 4\pi \hat{\Lambda} \mathbf{P}, \quad (5)$$

где $\hat{\Lambda}$ – тензорный коэффициент пропорциональности – так называемый тензор Лоренца. Эффективное локальное поле связано со средним полем в среде при помощи тензора локального поля $\hat{f} : \mathbf{E}_{eff} = \hat{f} \mathbf{E}$.

В случае изотропной среды тензор локального поля и тензор Лоренца также изотропны, и простейшее выражение для тензора локального поля даёт формулой Лоренц-Лоренца:

$$\hat{f} = \frac{\hat{1}}{3}(\epsilon + 2), \quad (6)$$

где $\hat{1}$ – единичный тензор, а ϵ – скалярная диэлектрическая проницаемость изотропной среды.

При анализе оптических свойств нематических ЖК широко применяется простая эмпирическая формула Вукса [12]:

$$\hat{f} = \frac{\hat{1}}{3}(\epsilon_{av} + 2), \quad (7)$$

где ϵ_{av} – средняя диэлектрическая проницаемость нематической фазы. Формула Вукса соответствует предположению об изотропном характере локального поля в жидких кристаллах. Более детальный анализ экспериментальных данных показывает [13], что в действительности локальное поле анизотропно, но эта анизотропия сравнительно мала.

Используя общие методы, разработанные в статистической теории высокочастотной диэлектрической проницаемости жидких кристаллов [7; 8; 10; 13], можно получить следующее выражение для тензора диэлектрической проницаемости ЖК нанокompозита $\hat{\epsilon}$:

$$\frac{\hat{\epsilon} - \hat{1}}{\hat{\epsilon} + 2\hat{1}} = \frac{4\pi}{3} [\rho_m \langle \gamma_{eff} \rangle + \rho_n \alpha_{np}], \quad (8)$$

где деление на тензор обозначает умножение на обратный тензор, а ρ_m и ρ_n обозначают число молекул ЖК и НЧ в единице объёма, соответственно. Тензор $\langle \gamma_{eff} \rangle$ представляет собой усреднённый эффективный тензор поляризуемости молекул ЖК, который перенормирован с учётом корреляций ближайших соседей и может быть разложен в ряд по корреляционным функциям.

При малых концентрациях НЧ можно пренебречь их взаимодействием между собой, что и делает возможным использование поляризуемости (3) в (8). Эффективную поляризуемость молекул ЖК рассчитать гораздо труднее из-за их высокой концентрации, анизотропии и статистической разупорядоченности. Однако в данном случае в этом и нет необходимости, так как при низкой концентрации наночастиц величину $\rho_m \langle \gamma_{eff} \rangle$ можно выразить через диэлектрическую проницаемость исходной ЖК матрицы $\hat{\epsilon}_{LC}$, которая удовлетворяет условию:

$$\frac{\hat{\epsilon}_{LC} - \hat{1}}{\hat{\epsilon}_{LC} + 2\hat{1}} = \frac{4\pi}{3} \rho_m \langle \gamma_{eff} \rangle. \quad (9)$$

Подстановка (3) в (8) даёт следующее уравнение:

$$\frac{\hat{\epsilon} - \hat{1}}{\hat{\epsilon} + 2\hat{1}} = (1 - \varphi) \frac{\hat{\epsilon}_{LC} - \hat{1}}{\hat{\epsilon}_{LC} + 2\hat{1}} + \varphi \frac{\alpha_{np}}{a^3}, \quad (10)$$

где, как и ранее, φ – объёмная доля НЧ в композите, а a – радиус сферических НЧ.

Подставляя в уравнение (10) соотношение (9) и выражение для поляризуемости НЧ (3), можно получить окончательную формулу для тензора диэлектрической проницаемости рассматриваемого ЖК нанокompозита:

$$\hat{\epsilon} = \frac{(\hat{\epsilon}_{LC} + 2\hat{1})(\epsilon_m + 2\epsilon_s) + 2[(1 - \varphi)(\hat{\epsilon}_{LC} - 1)(\epsilon_m + 2\epsilon_s) + \varphi\epsilon_s(\epsilon_m - \epsilon_s)(\hat{\epsilon}_{LC} + 2)]}{(\hat{\epsilon}_{LC} + 2\hat{1})(\epsilon_m + 2\epsilon_s) - [(1 - \varphi)(\hat{\epsilon}_{LC} - 1)(\epsilon_m + 2\epsilon_s) + \varphi\epsilon_s(\epsilon_m - \epsilon_s)(\hat{\epsilon}_{LC} + 2)]}. \quad (11)$$

Из этой общей тензорной формулы несложно получить следующие выражения для показателей преломления нематического ЖК нанокompозита в направлении его главной оптической оси и перпендикулярно к ней:

$$n_{||}^2 = \frac{(\epsilon_{||} + 2)(\epsilon_m + 2\epsilon_s) + 2[(1 - \varphi)(\epsilon_{||} - 1)(\epsilon_m + 2\epsilon_s) + \varphi\epsilon_s(\epsilon_m - \epsilon_s)(\epsilon_{||} + 2)]}{(\epsilon_{||} + 2)(\epsilon_m + 2\epsilon_s) - [(1 - \varphi)(\epsilon_{||} - 1)(\epsilon_m + 2\epsilon_s) + \varphi\epsilon_s(\epsilon_m - \epsilon_s)(\epsilon_{||} + 2)]}, \quad (12)$$

$$n_{\perp}^2 = \frac{(\epsilon_{\perp} + 2)(\epsilon_m + 2\epsilon_s) + 2[(1 - \varphi)(\epsilon_{\perp} - 1)(\epsilon_m + 2\epsilon_s) + \varphi\epsilon_s(\epsilon_m - \epsilon_s)(\epsilon_{\perp} + 2)]}{(\epsilon_{\perp} + 2)(\epsilon_m + 2\epsilon_s) - [(1 - \varphi)(\epsilon_{\perp} - 1)(\epsilon_m + 2\epsilon_s) + \varphi\epsilon_s(\epsilon_m - \epsilon_s)(\epsilon_{\perp} + 2)]}, \quad (13)$$

где $\epsilon_{||}$ и ϵ_{\perp} представляют собой, соответственно, продольную и поперечную диэлектрическую проницаемость ЖК матрицы. Отметим, что формулы (12) и (13), очевидным образом, справедливы как в нематическом, так и в одноосном смектическом А композите, так как слои упорядочены в смектической фазе не влияет на оптические свойства материала в силу того, что период смектической структуры гораздо меньше длины световой волны.

В то же время, в холестерических композитах при наличии спиральной закрутки директора оптические свойства характеризуются пространственно неоднородным распределением тензора диэлектрической проницаемости, который следует распределению директора вдоль оси z холестерической спиральной структуры. В таком случае следует записывать пространственно неоднородный тензор $\hat{\epsilon}(z)$ согласно выражению (11), в котором тензор ЖК матрицы имеет вид:

$$\hat{\epsilon}_{LC}(z) = \epsilon_{\perp} \hat{1} + \Delta\epsilon \mathbf{n}(z) \otimes \mathbf{n}(z), \quad (14)$$

где $\Delta\epsilon = \epsilon_{||} - \epsilon_{\perp}$, пространственное распределение директора $\mathbf{n}(z)$ вдоль оси z даётся выражением:

$$\mathbf{n}(z) = \mathbf{x} \cos qz + \mathbf{y} \sin qz, \quad (15)$$

единичные векторы \mathbf{x} и \mathbf{y} направлены перпендикулярно оси спирали, а шаг спирали q может в общем случае и не совпадать с таковым в исходной ЖК матрице.

В заключение рассмотрим важное наблюдаемое следствие, вытекающее из приведённого анализа – сдвиг и расщепление плазмонных резонансов НЧ, происходящее под влиянием анизотропного ЖК окружения. Резонансы нанокompозита соответствуют полюсам выражений (12) и (13), рассматриваемых как функции частоты света ω . Предполагая, что исходная ЖК матрица прозрачна и обладает пренебрежимо малой частотной дисперсией, можно считать, что зависимость от частоты целиком определяется дисперсией ϵ_m , которая, в соответствии с (1), является слабо комплексной величиной.

Учитывая предполагаемую при выводе ранее малость объёмной доли НЧ в композите, $\phi \ll 1$, и подставив в уравнения (12) и (13) выражение для диэлектрической проницаемости металла (1), можно найти положение плазмонных резонансов НЧ для двух ортогональных направлений поляризации электрического поля световой волны (вдоль и поперёк локального ЖК директора):

$$\omega_{r\parallel} = \omega_{r0} \left(1 - \phi \epsilon_s \frac{\epsilon_{\parallel} + 2}{2 + 4\epsilon_s} \right), \quad (16)$$

$$\omega_{r\perp} = \omega_{r0} \left(1 - \phi \epsilon_s \frac{\epsilon_{\perp} + 2}{2 + 4\epsilon_s} \right). \quad (17)$$

Таким образом, в рамках использованного приближения анизотропное расщепление плазмонного резонанса линейно растёт с концентрацией НЧ композите:

$$\Delta\omega_r = \omega_{r\parallel} - \omega_{r\perp} = -\phi \omega_{r0} \frac{\Delta\epsilon \epsilon_s}{2 + 4\epsilon_s}. \quad (18)$$

Несложно оценить условия, при которых данное расщепление может становиться наблюдаемой величиной. Для этого необходимо, чтобы расщепление как минимум превышало полуширины плазмонных резонансов композита. Последние определяются поглощением света в НЧ, то есть мнимой частью диэлектрической проницаемости (1), на которую, соответственно, должно быть наложено ограничение $\text{Im}\epsilon_m \leq \phi \Delta\epsilon \epsilon_s$, которое в соответствии с (1) означает ограничение снизу на время свободного пробега электронов проводимости в металле:

$$\tau \geq \frac{1}{\omega_p} \frac{(1 + 2\epsilon_s)^{3/2}}{\phi \epsilon_s \Delta\epsilon}. \quad (19)$$

При выполнении данного условия расщепление резонансов разных поляризаций становится заметным и анизотропия эффективной диэлектрической поляризации композита в резонансной области существенно больше анизотропии

исходной ЖК матрицы $\Delta\epsilon$. Соответственно, на таких частотах существенно усиливаются все эффекты, связанные с анизотропией и её пространственной закруткой в холестерических ЖК-материалах [14].

Статья поступила в редакцию 24.02.2019 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Osipov M. A., Gorkunov M. V. Effect of nanoparticle chain formation on dielectric anisotropy of nematic composites // *Physical Review E*. 2015. Vol. 92. Iss. 3. P. 032501.
2. Осипова В. В., Чаусов Д. Н., Беляев В. В., Галяметдинов Ю. Г. Физико-химические свойства композитов на основе светоизлучающих компонентов // *Вестник Казанского технологического университета*. 2014. Т. 17. № 17. С. 50–52.
3. Pajak G., Osipov M. A. Unified molecular field theory of nematic, smectic-A, and smectic-C phases // *Physical Review E*. 2013. Vol. 88. Iss. 1. P. 012507.
4. Nanoparticle-Stabilized Cholesteric Blue Phases / Yoshida H., Tanaka Y., Kawamoto K., et al. // *Applied Physics Express*. 2009. Vol. 2. No. 12. P. 121501.
5. Dielectric properties of liquid crystalline composites doped with nano-dimensional fragments of shungite carbon / Chausov D. N., Kurilov A. D., Kazak A. V., et al. // *Liquid Crystals*. 2019. URL: <https://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/02678292.2019.1566503?journalCode=tlct20> (дата обращения: 01.04.2019).
6. Шамилов Р. Р., Нугаева А. А., Чаусов Д. Н., Беляев В. В., Галяметдинов Ю. Г. Нанокompозиты на основе гибридных квантовых точек и PFO // *Вестник Казанского технологического университета*. 2014. Т. 17. № 23. С. 42–44.
7. Parameters of LC molecules' movement measured by dielectric spectroscopy in wide temperature range / Chausov D. N., Kurilov A. D., Belyaev V. V., Kumar S. // *Opto-Electronics Review*. 2018. Vol. 26. Iss. 1. P. 44–49.
8. Чаусов Д. Н., Курилов А. Д., Константинов М. С., Беляев В. В., Богданов Д. Л. Анизотропия диэлектрической проницаемости смеси ЖК-1282 // *Жидкие кристаллы и их практическое использование*. 2015. Т. 15. № 2. С. 35–43.
9. Беляев В. В., Соломатин А. С., Чаусов Д. Н. Оптические свойства ЖК ячеек с произвольным краевым углом наклона директора // *Вестник Московского государственного областного университета. Серия: Физика-математика*. 2013. № 1. С. 32–40.
10. Чаусов Д. Н. Диэлектрическая релаксация в жидкокристаллической смеси на основе цианофенилпиридинов // *Жидкие кристаллы и их практическое использование*. 2018. Т. 18. № 3. С. 45–52.
11. Osipov M. A. The general statistical theory of the dielectric permittivity and the internal field in anisotropic fluids // *Chemical Physics Letters*. 1985. Vol. 113. Iss. 5. P. 471–475.
12. Вукс М. Ф. Электрические и оптические свойства молекул и конденсированных сред: учебное пособие. Л.: ЛГУ, 1984. 334 с.
13. Аверьянов Е. М., Осипов М. А. Эффекты локального поля световой волны в молекулярной оптике жидких кристаллов // *Успехи физических наук*. 1990. Т. 160. № 5 С. 89–125.
14. Osipov M. A., Gorkounov M. V. Nematic liquid crystals doped with nanoparticles: phase behavior and dielectric properties // *Liquid Crystals with Nano and Microparticles* / ed. by J. P. F. Lagerwall, G. Scalia. Singapore: World Scientific Publishing Company, 2016. P. 135–175.

15. Kobayashi S., Toshima N. Nanoparticles and LCDs: It's a Surprising World // *SID Information Display*. 2007. Vol. 29/9. pp. 26–35.
16. Осипов М. А. Диэлектрическая проницаемость и проблема локального поля в жидких кристаллах // *Кристаллография*. 1986. Т. 31. № 6. С. 1051–1058.
17. Mie G. Beitrage zur Optik Medien, speziell kolloidaler Metallosungen // *Annalen der Physic*. 1908. Vol. 330. Iss. 3. pp. 377–445.

REFERENCES

1. Osipov M. A., Gorkunov M. V. Effect of nanoparticle chain formation on dielectric anisotropy of nematic composites. In: *Physical Review E*, 2015, vol. 92, iss. 3, pp. 032501.
2. Osipova V. V., Chausov D. N., Belyaev V. V., Galyametdinov Yu. G. [Physico-chemical properties of composites based on light-emitting components]. In: *Vestnik Kazanskogo tekhnologicheskogo universiteta* [Herald of Kazan Technological University], 2014, vol. 17, no. 17, pp. 50–52.
3. Pajak G., Osipov M. A. Unified molecular field theory of nematic, smectic-A, and smectic-C phases. In: *Physical Review E*, 2013, vol. 88, iss. 1, pp. 012507.
4. Yoshida H., Tanaka Y., Kawamoto K., et al. Nanoparticle-stabilized cholesteric blue phases. In: *Applied Physics Express*, 2009, vol. 2, no. 12. pp. 121501.
5. Chausov D. N., Kurilov A. D., Kazak A. V., et al. Dielectric properties of liquid crystalline composites doped with nano-dimensional fragments of shungite carbon. In: *Liquid Crystals*, 2019. URL: <https://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/02678292.2019.1566503?journalCode=tlct20> (accessed: 01.04.2019).
6. Shamilov R. R., Nugaeva A. A., Chausov D. N., Belyaev V. V., Galyametdinov Yu. G. [Nanocomposites based on hybrid quantum dots and PFO]. In: *Vestnik Kazanskogo tekhnologicheskogo universiteta* [Herald of Kazan Technological University], 2014, vol. 17, no. 23, pp. 42–44.
7. Chausov D. N., Kurilov A. D., Belyaev V. V., Kumar S. Parameters of LC molecules' movement measured by dielectric spectroscopy in wide temperature range. In: *Opto-Electronics Review*, 2018, vol. 26, iss. 1, pp. 44–49.
8. Chausov D. N., Kurilov A. D., Konstantinov M. S., Belyaev V. V., Bogdanov D. L. [Dielectric permittivity anisotropy of the ZhK-1282 mixture]. In: *Zhidkie kristally i ikh prakticheskoe ispol'zovanie* [Liquid Crystals and their Application Russian Journal], 2015, vol. 15, no. 2, pp. 35–43.
9. Belyaev V. V., Solomatin A. S., Chausov D. N. [Optical properties of the liquid crystal in cells with arbitrary LC director pretilt angle]. In: *Vestnik Moskovskogo gosudarstvennogo oblastnogo universiteta. Seriya: Fizika-matematika* [Bulletin of Moscow Region State University. Series: Physics and Mathematics], 2013, no. 1, pp. 32–40.
10. Chausov D. N. [Dielectric relaxation in liquid crystalline mixtures based on cyanophenylpyridines]. In: *Zhidkie kristally i ikh prakticheskoe ispol'zovanie* [Liquid Crystals and their Application Russian Journal], 2018, vol. 18, no. 3, pp. 45–52.
11. Osipov M. A. The general statistical theory of the dielectric permittivity and the internal field in anisotropic fluids. In: *Chemical Physics Letters*, 1985, vol. 113, iss. 5, pp. 471–475.
12. Vuks M. F. *Elektricheskie i opticheskie svoystva molekul i kondensirovannykh sred* [Electrical and optical properties of molecules and condensed matter]. Leningrad, Leningrad State University Publ., 1984. 334 p.
13. Aver'yanov E. M., Osipov M. A. [Effects of the local field of a light wave in the molecular optics of liquid crystals]. In: *Uspekhi fizicheskikh nauk* [Physics-Uspekhi (Advances in Physical Sciences)], 1990, vol. 160, no. 5, pp. 89–125.

14. Osipov M. A., Gorkounov M. V. Nematic liquid crystals doped with nanoparticles: phase behavior and dielectric properties. In: Lagerwall J. P. F., Scalia G., eds. *Liquid Crystals with Nano and Microparticles*. Singapore, World Scientific Publishing Company, 2016. pp. 135–175.
15. Kobayashi S., Toshima N. Nanoparticles and LCDs: It's a Surprising World. In: *SID Information Display*, 2007, vol. 29/9, pp. 26–35.
16. Osipov M. A. [The dielectric constant and the problem of the local field in liquid crystals]. In: *Kristallografiya* [Crystallography Reports], 1986, vol. 31, no. 6, pp. 1051–1058.
17. Mie G. Beitrage zur Optik Medien, speziell kolloidaler Metallosungen. In: *Annalen der Physic*, 1908, vol. 330, iss. 3, pp. 377–445.

ИНФОРМАЦИЯ ОБ АВТОРЕ

Осипов Михаил Алексеевич – доктор физико-математических наук, профессор кафедры математики и статистики университета Стречклайд;
e-mail: m.osipov@strath.ac.uk

INFORMATION ABOUT THE AUTHOR

Mikhail A. Osipov – Doctor in physical and mathematical sciences, professor at the Department of Mathematics and Statistics, University of Strathclyde;
e-mail: m.osipov@strath.ac.uk

ПРАВИЛЬНАЯ ССЫЛКА НА СТАТЬЮ

Осипов М. А. Теория диэлектрической проницаемости нематических нанокomпозитов, содержащих сферические наночастицы // Вестник Московского государственного областного университета. Серия: Физика-Математика. 2019. № 2. С. 14–23.
DOI: 10.18384-2310-7251-2019-2-14-23

FOR CITATION

Osipov M. A Theory of dielectric susceptibility of nematic nanocomposites doped with spherical nanoparticles In: *Bulletin of Moscow Region State University. Series: Physics and Mathematics*, 2019, no. 2, pp. 14–23.
DOI: 10.18384-2310-7251-2019-2-14-23