

# Исследование кинетики образования объемного заряда в коллоидах магнитных наночастиц в жидких диэлектриках

К. В. Ерин

*Институт математики и естественных наук Северо-Кавказского федерального университета,  
ул. Пушкина, 1, Ставрополь, 355009, Россия, e-mail: [exiton@inbox.ru](mailto:exiton@inbox.ru)*

Экспериментально определено время образования приэлектродного объемного заряда в магнитных коллоидах на основе жидких диэлектриков по данным электрооптических эффектов. Значения времени релаксации объемного заряда лежат в диапазоне 0,05–0,3 с. Полученные результаты находятся в соответствии с данными исследований электроповерхностного эффекта в магнитных коллоидах.

*Ключевые слова: магнитный коллоид, приэлектродный слой, объемный заряд, распределение электрического поля, электрооптические эффекты, двойное лучепреломление.*

УДК 541.182:537.84

## ВВЕДЕНИЕ

Процессы зарядообразования, электропроводимости и электроконвекции в жидких диэлектриках представляют значительный теоретический и экспериментальный интерес [1]. Причиной этого является существенный прогресс в создании устройств, использующих в работе принципы электрогидродинамики [2, 3]. Особое место среди слабопроводящих диэлектрических сред занимают разбавленные магнитные жидкости, основой для которых выступают различные диэлектрические жидкости: керосин, толуол, трансформаторное и вакуумное масла и др. В отличие от классических чистых жидких диэлектриков электрофизические процессы в магнитных коллоидах имеют существенные отличия и особенности. По-видимому, это связано с тем, что магнитные коллоиды являются сложными средами, электрофизические свойства которых определяются не только дисперсионной средой, но и магнитными коллоидными частицами, взвешенными в ней, а также молекулами поверхностно-активных веществ. Кроме того, в таких системах большое значение имеют эффекты агрегирования и самоорганизации [4].

При воздействии на магнитный коллоид электрического поля можно наблюдать целый ряд необычных эффектов: образование и самоорганизация электроконвективных течений и агрегативных структур [5]; изменение цвета при отражении света от поверхности электрода (электроотражение) [6]; возбуждение в приповерхностном слое колебаний сложного вида (автоволн) [7]; нарушение однородности в распределении электрического поля в ячейке с коллоидом [8]; изменение формы свободной поверхности магнитной жидкости при воздействии поля [9] и т.д.

На большинство из вышеописанных эффектов значительное влияние оказывает образующийся в приэлектродном слое объемный заряд. В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования характеристик приэлектродного объемного заряда, по данным электро- и магнитооптических эффектов, и в первую очередь времени его образования.

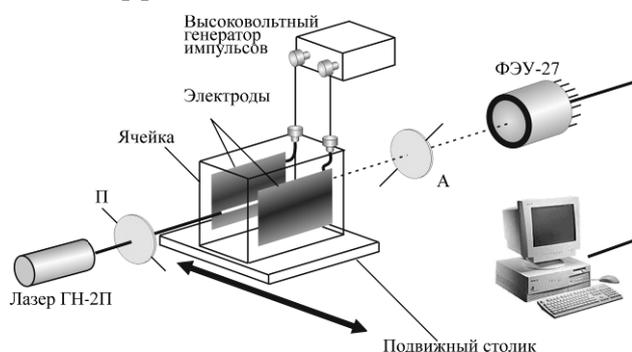
## ЭКСПЕРИМЕНТ

При воздействии электрического поля в коллоидах наблюдаются следующие электрооптические эффекты: двойное лучепреломление (ДЛП), дихроизм, индуцированное полем изменение показателя ослабления света – ориентационный турбидиметрический эффект (ОТЭ), изменение интенсивности рассеянного света и др. [10, 11].

В качестве оптического эффекта, позволяющего исследовать приэлектродные слои магнитного коллоида, целесообразно выбрать эффект ДЛП, так как регистрация этого эффекта не вызывает экспериментальных затруднений даже в электрических полях не очень высокой напряженности (от  $10^5$  В/м), кроме того, малое время релаксации эффекта ДЛП (менее 1 мс) позволяет исследовать кинетику приэлектродных процессов [12].

Для исследований электрического ДЛП использовалась экспериментальная установка, изображенная на рис. 1. Источником света являлся гелий-неоновый лазер ГП-2П с длиной волны излучения 632,8 нм. Необходимая для исследования ДЛП поляризация падающего и прошедшего света задавалась установленными на лимбах поляризатором и анализатором. Ячейки с двумя плоскими медными или алюминиевыми электродами, расположенными на расстоянии 3 мм, монтировались на подвижном столике таким образом, чтобы их можно было перемещать поперек направления лазерного луча с

помощью винта микрометрической подачи с шагом около 20 мкм (см. рис. 1). Это позволяло направлять сфокусированный с помощью линзы до диаметра 0,1 мм луч лазера как вдоль каждого из электродов, так и на различных расстояниях от него. На электроды ячейки подавались импульсы высокого напряжения разной длительности от высоковольтного формирователя сигналов. Амплитуда напряжения на электродах могла достигать 8–10 кВ. Регистрация сигнала ДЛП производилась с помощью фотоумножителя и цифрового осциллографа, который позволял выполнять многократные измерения с последующим усреднением результатов. Дополнительно ячейка с образцом могла помещаться во внешнее магнитное поле, перпендикулярное электрическому, что позволяло одновременно регистрировать как электрооптический, так и магнитооптический эффекты.

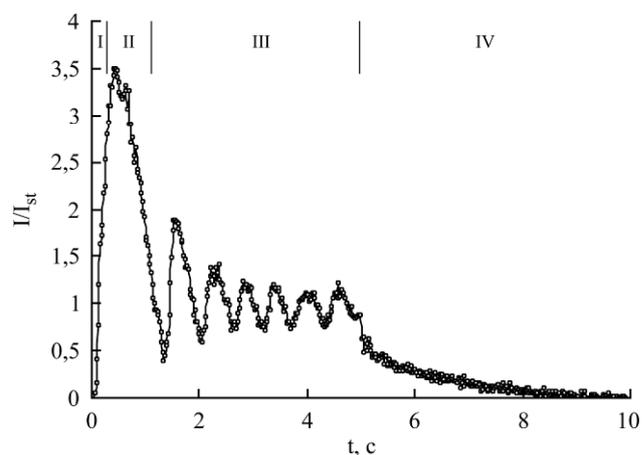


**Рис. 1.** Схема установки для исследования электрического ДЛП в магнитных коллоидах.

Образцами для исследований служили магнитные коллоиды на основе керосина и трансформаторного масла с объемными концентрациями твердой фазы (магнетита) от 0,1 до 0,001%. Образцы были приготовлены разбавлением концентрированной магнитной жидкости на основе керосина (исходная концентрация 22%) чистым растворителем в необходимой пропорции. Низкая концентрация магнетита обеспечивает, с одной стороны, достаточную для оптических экспериментов прозрачность системы, а с другой – относительно низкую электрическую проводимость (порядка  $\sigma = 10^{-9}$ – $10^{-11}$  См/м). В исходной магнитной жидкости диапазон размеров наночастиц магнетита составлял 8–20 нм (стабилизатор – олеиновая кислота).

Особенностью электрооптических эффектов в магнитных коллоидах является необычная форма сигнала вблизи поверхности электрода. На рис. 2 представлена форма сигнала ДЛП в приэлектродной области (на расстоянии 0,1 мм от поверхности электрода) при воздействии импульса электрического поля. Хорошо видно, что электрооптический сигнал значительно отличается по форме от классического варианта (нарастание,

стационарный эффект и релаксация) [11]. Так, в типичном электрооптическом сигнале вблизи поверхности электрода можно выделить четыре характерные области (рис. 2): I – резкое уменьшение прозрачности системы после включения поля с последующим восстановлением в течение 0,01–0,3 с; II – резкое увеличение оптической анизотропии и прозрачности; III – колебания ДЛП и прозрачности с периодом, зависящим от величины поля; IV – релаксация эффектов после выключения поля. Аналогичные области можно выделить и в сигнале измерения прозрачности магнитного коллоида при воздействии импульса электрического поля [13].



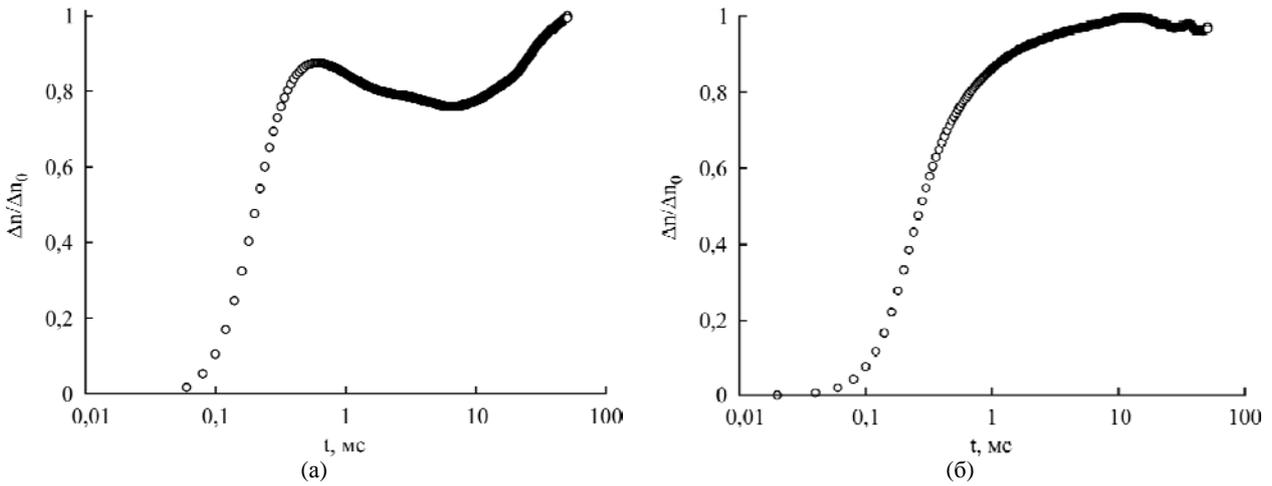
**Рис. 2.** Сигнал ДЛП в приэлектродной области (на расстоянии 0,1 мм от поверхности электрода) в магнитном коллоиде на основе керосина с концентрацией 0,01% при воздействии импульса электрического поля (длительность импульса 5 с, амплитуда напряженности поля в центре ячейки 0,5 МВ/м).

Еще одной особенностью электрооптического эффекта в приэлектродном слое является немонокотное нарастание при включении поля (рис. 3а). По мере удаления от поверхности электрода немонотонность становится менее выраженной и исчезает на расстоянии около 0,3–0,5 мм (рис. 3б).

Магнитные коллоиды являются уникальной системой, в которой можно одновременно наблюдать электрооптические и магнитооптические эффекты, причем в случае взаимоперпендикулярной ориентации полей эффекты могут компенсировать друг друга. Имеет место линейная зависимость между напряженностями компенсирующих электрического и магнитного полей [14]. Согласно теории эффекта компенсации, исчезновение двойного лучепреломления в системе суперпарамагнитных коллоидных частиц в конфигурации  $E \perp H$  происходит при условии:

$$\frac{KV(mH)^2}{15(kT)^2} = \frac{\Delta\gamma E^2}{2}, \quad (1)$$

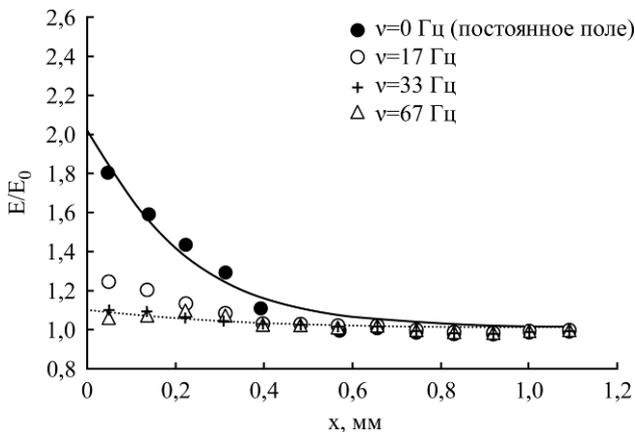
где  $KV$  – энергия магнитной анизотропии частицы;  $kT$  – тепловая энергия;  $E$  и  $H$  – напря-



**Рис. 3.** Кривые нарастания ДЛП при включении электрического поля на различных расстояниях от поверхности электрода: (а) – 0,1 мм; (б) – 0,4 мм.

женности электрического и магнитного полей;  $m$  – магнитный момент частицы;  $\Delta\gamma$  – анизотропия электрической поляризуемости. Таким образом, для любого значения напряженности электрического поля можно подобрать такое значение напряженности магнитного, при котором произойдет компенсация оптической анизотропии, причем  $H \sim E$ .

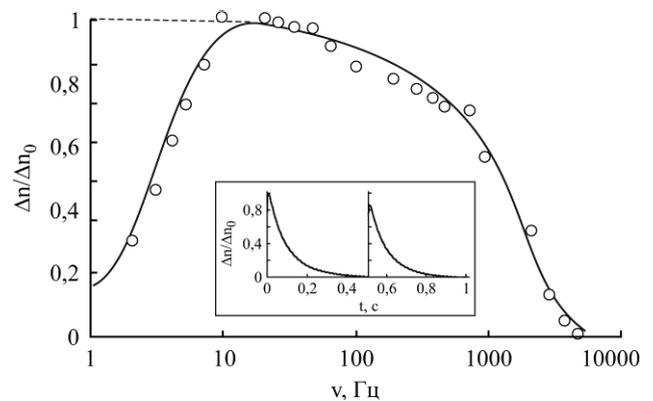
Это позволяет реализовать в таких системах способ измерения локальной напряженности электрического поля, основанный на измерении напряженности компенсирующего магнитного поля в различных областях ячейки и определении по компенсационному графику соответствующей напряженности электрического поля в этой области. Такой способ был использован нами для определения локальной неоднородности электрического поля вблизи поверхности электрода в постоянном и переменном полях различной частоты (рис. 4).



**Рис. 4.** Изменение напряженности поля у поверхности электрода в магнитном коллоиде на основе керосина для постоянного и переменного полей ( $E_0 = 2$  МВ/м).

Для определения времени релаксации приэлектродного объемного заряда были проведены электрооптические эксперименты в ячейке с изолированными электродами. В этом случае

на электроды ячейки устанавливались тонкие диэлектрические прокладки (толщиной 40 мкм), исключающие протекание постоянного электрического тока через ячейку. При пропускании света через середину межэлектродного промежутка в обычной электрооптической ячейке с неизолированными электродами частотная зависимость эффекта ДЛП имеет классический вид монотонно убывающей кривой с максимальной величиной, соответствующей постоянному полю [10, 11]. Эффект ДЛП в ячейке с изолированными электродами имеет следующие особенности: в электрическом поле низкой частоты (менее 10–20 Гц) сигнал ДЛП имеет малую величину, а при повышении частоты поля сигнал увеличивается и становится неотличим по форме от сигнала в обычной ячейке (рис. 5). Сигнал ДЛП в импульсном поле в ячейке с изолированными электродами имеет характерную форму в виде двух пиков в моменты включения и выключения поля (см. вставку на рис. 5).



**Рис. 5.** Частотная зависимость электрического ДЛП в ячейке с изолированными электродами в магнитном коллоиде на основе керосина с концентрацией 0,1% (на вставке – форма сигнала ДЛП в импульсном поле). Штриховой линией обозначена форма сигнала в ячейке с неизолированными электродами. Лазерный луч направлен посередине между электродами.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Особенности формы электрооптических сигналов в приэлектродном слое при воздействии импульса электрического поля можно объяснить образованием приэлектродного объемного заряда. Благодаря наличию объемного заряда плотностью  $\rho$  в приэлектродной области изменяется значение напряженности электрического поля согласно известному уравнению Пуассона:

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon \varepsilon_0}. \quad (2)$$

Увеличение напряженности поля в приэлектродной области приводит к росту величины эффекта ДЛП, основной параметр которого – разность показателей преломления необыкновенного и обыкновенного лучей – для слабых полей пропорционален квадрату напряженности  $\Delta n \sim E^2$  [11]. Изменение интенсивности света, прошедшего скрещенные поляроиды, опишем формулой [13]:

$$\frac{I_E(t)}{I_{st}} \sim \left( \frac{n_E(t)}{n_{st}} \right)^2 \times \exp \left[ -2,3 D_{st} \left( \frac{n_E(t)}{n_{st}} - 1 \right) \right] \left\{ \frac{E_{loc}(t)}{E_{st}} \right\}^4, \quad (3)$$

где  $n_{st}$ ,  $I_{st}$ ,  $D_{st}$ ,  $E_{st}$  – концентрация частиц, интенсивность света, прошедшего скрещенные поляроиды, оптическая плотность и локальная напряженность поля в области лазерного луча в стационарном состоянии при длительном воздействии поля. Изменение интенсивности прошедшего света в конфигурации со скрещенными поляроидами определяется двумя основными параметрами: локальной концентрацией частиц в области лазерного луча и напряженностью поля в приэлектродной области. После включения поля величина электрооптического эффекта резко увеличивается, что можно наблюдать по всплеску в сигнале ДЛП в импульсном поле (область II на рис. 2). Визуально он проявляется как кратковременная яркая вспышка вдоль поверхности электрода, если последнюю наблюдать в скрещенных поляроидах. По изменению прозрачности приэлектродной области в момент включения поля (область I) и по колебаниям сигнала при воздействии поля (область III) можно оценить электрофоретическую подвижность коллоидных частиц магнетита. Такие оценки были проведены в [15] и дали значения подвижности, хорошо согласующиеся с расчетом по формуле Эйнштейна-Стокса.

Образование объемного заряда происходит относительно медленно по сравнению с време-

нем вращательной броуновской релаксации частиц, и поэтому увеличение эффекта ДЛП, обусловленное объемным зарядом, происходит сложнее. Первый максимум на кривой возрастания эффекта (рис. 3) соответствует ориентационному времени релаксации частиц и агрегатов, находящихся в жидкости. Это время для жидкости на основе керосина составляет порядка 300–500 мкс, что хорошо согласуется с данными [12]. По мере накопления свободного заряда в приэлектродном слое напряженность электрического поля возрастает, и это приводит к существенному увеличению ДЛП. По времени, необходимому для достижения максимума эффекта ДЛП в приэлектродной области (рис. 3), можно оценить характерное время образования объемного заряда. Оно составляет величину порядка 0,05–0,1 с для образцов на основе керосина. Наличие минимума на кривой возрастания эффекта может быть интерпретировано накоплением вблизи поверхности электрода частиц магнетита, обладающих электрическим зарядом, и изменением вследствие этого прозрачности приэлектродного слоя.

Частотная зависимость распределения электрического поля в плоском конденсаторе с магнитным коллоидом позволяет достаточно легко оценить время релаксации заряда. Согласно (1), при отсутствии заряда у поверхности электрода локальная напряженность электрического поля в ячейке не будет зависеть от расстояния, что наблюдается экспериментально при частотах поля более 20 Гц. При меньших частотах заметна выраженная неоднородность в распределении поля, достигающая максимальных значений при постоянном поле. Таким образом, время образования объемного заряда можно оценить как  $\tau = 1/\nu \approx 0,05$  с, что совпадает с предыдущей оценкой.

Как видно из рис. 2, приэлектродный объемный заряд может приводить к локальному усилению поля на поверхности электрода в 1,5–2 раза, что согласуется с данными [8]. Из рис. 2 также можно вывести характерный размер области неоднородности в распределении поля, то есть размер области, занимаемой объемным зарядом. Для жидкости на основе керосина с концентрацией около 0,05% этот размер составляет 0,3–0,5 мм, для жидкостей с более низкой концентрацией твердой фазы и соответственно более низкой проводимостью этот размер может достигать 0,8 мм. Современные исследования [16] действительно показывают, что в структуре приэлектродных заряженных слоев в жидких диэлектриках можно выделить, помимо диффузионного слоя с характерным размером

(1–100 нм), еще и неравновесный слой, толщина которого определяется выражением:

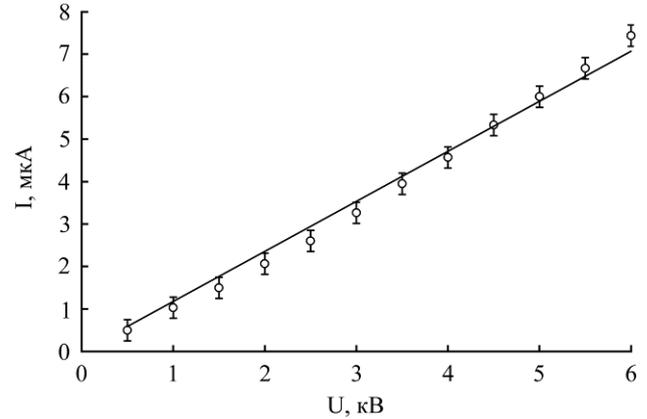
$$\xi_d \approx \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E_0}{en_0}, \quad (4)$$

где  $E_0$  – напряженность поля на границе зоны неравновесной реакции «диссоциация-рекомбинация»;  $n_0$  – концентрация носителей заряда. Оценка размера неравновесного слоя  $\xi_d$  для типичных жидких диэлектриков дает значения порядка 0,2 мм, что по порядку величины согласуется с полученными нами экспериментальными данными.

Форма сигнала ДЛП в ячейке с изолированными электродами (рис. 5) объясняется следующим образом. Сразу после включения поля приэлектродный заряд не успевает образоваться, и электрическое поле в образце близко к внешнему, сигнал при этом нарастает со временем, определяемым вращательной броуновской диффузией коллоидных частиц. По мере накопления заряда в приэлектродной области напряженность поля в центре ячейки и соответственно сигнал ДЛП уменьшаются (поле объемного заряда экранирует внешнее поле). После окончания действия импульса напряжения электрическое поле в ячейке теперь создается только неравномерно распределенным зарядом в ячейке, поле которого направлено противоположно действовавшему внешнему полю. Плотность приэлектродного заряда после выключения внешнего поля убывает со временем по закону, близкому к экспоненте. Таким образом, по кривой уменьшения эффекта в моменты включения и выключения поля, а также по частотной зависимости эффекта можно непосредственно оценить время релаксации приэлектродного объемного заряда в системе. Эксперименты дают значения 0,05–0,3 с в зависимости от проводимости образца. Следует отметить, что в этом случае речь идет о релаксации объемного заряда в системе, в которой исключены сквозная проводимость и соответственно процессы инжекции с поверхности электрода. Тем не менее полученные значения времени релаксации хорошо согласуются с приведенными выше данными для систем с изолированными электродами.

Магнитные коллоиды являются дисперсной системой, в которой перенос заряда может осуществляться несколькими типами носителей: примесными ионами, заряженными магнитными коллоидными частицами и их агрегатами, а также мицеллами поверхностно-активных веществ [17]. Измерения вольт-амперных характеристик концентрированных (1–20%) магнитных коллоидов демонстрируют нелинейный характер, что не позволяет считать проводимость

таких систем омической [17]. Вместе с тем для более разбавленных магнитных коллоидов эти характеристики практически линейны, и поэтому для таких систем допустимы приближения, принятые для описания слабопроводящих жидких диэлектриков [1–3]. В качестве примера на рис. 6 приведена полученная нами вольт-амперная характеристика магнитного коллоида на основе керосина с концентрацией твердой фазы 0,1%.



**Рис. 6.** Вольт-амперная характеристика магнитного коллоида на основе керосина с концентрацией твердой фазы 0,1%, измеренная на постоянном токе. Расстояние между электродами 3,5 мм.

Оценка времени возникновения объемно-заряженных слоев в приэлектродной области в магнитных коллоидах под действием электрического поля требует учета миграционной поляризации. Подобная поляризация широко распространена в различного рода биологических (бактерии, клетки) и биополимерных системах [18]. Влияние миграционной поляризации на диэлектрические свойства дисперсных систем часто описывают в рамках теории Максвелла-Вагнера [19]. Однако в теории предполагается, что поляризационный заряд сосредоточен на поверхности электрода и пространственное распределение заряда у его поверхности не учитывается. Таким образом, теория Максвелла-Вагнера оказывается последовательной только в случае, если область локализации объемного заряда мала по сравнению с межэлектродным промежутком  $\xi/d \ll 1$ . Более общий случай описывается в электродиффузионной теории поляризации гетерогенных систем Френкеля-Трухана [20]. Согласно этой теории, в гетерогенной системе, состоящей из чередующихся слоев с различной диэлектрической проницаемостью или из взвеси проводящих сферических частиц в жидком диэлектрике, время релаксации определяется выражением, аналогичным максвелл-вагнеровскому, но отличающемуся на безразмерный параметр  $t$ :

$$\tau = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{\sigma t}. \quad (5)$$

Параметр  $t$  для системы чередующихся слоев с толщинами  $d_i$  и диэлектрическими проницаемостями  $\varepsilon_i$  определяется как:

$$t = \frac{ah + 2th \frac{h}{2}}{(a+1) \left( h - 2th \frac{h}{2} \right)}, \quad (6)$$

где для двухслойной системы  $a = \frac{d_1 \varepsilon_2}{d_2 \varepsilon_1}$ ,  $h = d_2 \chi$ . В

данном случае  $h$  имеет смысл отношения толщины слоя к дебаевскому радиусу  $\chi^{-1}$ . При  $h \rightarrow \infty$ , то есть для бесконечно тонкого слоя объемного заряда по сравнению с межэлектродным промежутком, время релаксации определяется проводимостью системы:

$$\tau = \frac{\varepsilon_0}{\sigma} \left( \varepsilon_2 + \frac{d_2}{d_1} \varepsilon_1 \right). \quad (7)$$

В случае, когда дебаевский радиус превышает величину межэлектродного промежутка  $d_2 \ll \chi^{-1}$  ( $h \rightarrow 0$ ), время релаксации объемного заряда уже будет определяться не проводимостью системы, а временем диффузии носителей заряда [20]:

$$\tau_D = \frac{\pi d^2}{6D_t}, \quad (8)$$

где  $D_t$  – коэффициент трансляционной диффузии носителей заряда.

Для использованных в экспериментах образцов расчет по формулам (5–6) дает  $\tau = 0,02–2$  с, что по порядку величины согласуется с приведенными выше экспериментальными оценками. Сопоставление характерного размера области объемного заряда  $\sim 0,2–0,8$  мм с размером межэлектродного промежутка  $\sim 3$  мм дает  $\xi/d \approx 0,1–0,25$ , что вполне оправдывает применение формулы Максвелла-Вагнера для определения времени релаксации. Однако для экспериментов с тонкими (менее 1 мм) слоями магнитных коллоидов, аналогичными описанным в [5–7], необходимо использование более общей электродиффузионной теории [20]. Поскольку в магнитных коллоидах носителями могут быть как примесные ионы, так и заряженные коллоидные частицы, то время релаксации в таком случае может меняться в очень широких пределах.

## ВЫВОДЫ

Электро- и магнитооптические методы позволяют получить разнообразную информацию о структуре и характеристиках приэлектродных

слоев в коллоидных растворах с магнитными наночастицами, взвешенными в жидких диэлектриках. Результаты определения времени релаксации приэлектродного объемного заряда в ячейке с плоскопараллельными электродами, заполненной магнитным коллоидом, которые получены несколькими методами, основанными на особенностях оптических свойств в импульсном и переменном полях, дают близкие значения в диапазоне от 0,05 до 0,3 с в зависимости от проводимости жидкой основы и концентрации частиц. Размер области локализации объемного заряда составляет  $\xi = 0,2–0,8$  мм, а оценка его объемной плотности дает значения порядка 1–3 мКл/м<sup>3</sup>.

Полученные значения времени релаксации приэлектродного объемного заряда достаточно хорошо согласуются с данными экспериментов по изучению электроповерхностного эффекта в магнитных коллоидах (кратковременного подъема магнитного коллоида по поверхности вертикального электрода под действием поля) [21], в которых время релаксации эффекта составляло около 0,1–0,3 с. Это свидетельствует, на наш взгляд, о существенном влиянии объемного заряда не только на электрооптические, но и на электроповерхностные эффекты.

Комплексное исследование электрооптических и электроповерхностных эффектов в магнитных коллоидах на основе жидких диэлектриков позволяет существенно расширить арсенал методов исследования приэлектродных физических процессов и явлений в магнитных коллоидах.

*Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект №16-03-00054а).*

## ЛИТЕРАТУРА

1. Жакин А.И. *УФН*. 2003, **173**(1), 51–68.
2. Гросу Ф.П., Болога М.К., Блощицын В.В., Стишков Ю.К. и др. *ЭОМ*. 2007, **43**(5), 16–38.
3. Жакин А.И. *Электрогидродинамика. УФН*. 2012, **182**(5), 495–520.
4. Yerin S.V., Padalka V.V. *J Magn Magn Mater*. 2005, **289**, 105–107.
5. Диканский Ю.И., Закиян А.Р., Коробов М.И. *Коллоидный журнал*. 2015, **77**(1), 19–23.
6. Chekanov V.V., Pjuch P.M., Kandaurova N.V., Bondarenko E.A. *J Magn Magn Mater*. 2005, **289**, 155–158.
7. Кожевников В.М., Чуенкова И.Ю., Данилов М.И., Ястребов С.С. *ЖТФ*. 2006, **76**(7), 129–131.
8. Ерин К.В. *Оптика и спектроскопия*. 2011, **111**(1), 86–91.
9. Падалка В.В., Ходус Н.И. *ЖТФ*. 2006, **76**(8), 130–132.

10. Войтылов В.В., Петров М.П., Спартаков А.А., Трусов А.А. *Оптика и спектроскопия*. 2013, **114**(4), 687–695.
11. Преждо В.В., Хащина М.В., Замков В.А. *Электрооптические исследования в физике и химии*. Харьков: Вища школа, 1982. 152 с.
12. Ерин К.В. *ЖТФ*. 2008, **78**(4), 133–136.
13. Ерин К.В. *Оптика и спектроскопия*. 2010, **109**(3), 540–545.
14. Кожевников В.М., Падалка В.В., Райхер Ю.Л., Скибин Ю.Н. и др. *Известия АН СССР. Сер. физ.* 1987, **51**(6), 1042–1048.
15. Ерин К.В. *Коллоидный журнал*. 2015, **72**(4), 24–29.
16. Жакин А.И. *УФН*. 2006, **176**(3), 279–310.
17. Смерек Ю.Л., Закинян Р.Г. *Современные проблемы науки и образования*. 2015, **1–1**, 1767.
18. Седунов Б.И., Франк-Каменецкий Д.А. *УФН*. 1963, **79**, 617–639.
19. Духин С.С. *Электропроводность и электрокинетические свойства дисперсных систем*. Киев: Наукова думка, 1975. 246 с.
20. Трухан Э.М. *Физика твердого тела*. 1962, **4**(12), 3496–3511.
21. Ерин К.В. *ЭОМ*. 2015, **51**(1), 99–104.

Поступила 04.09.15

После доработки 26.04.16

### Summary

The relaxation time of the space charge in the near-electrode region in magnetic colloids based on dielectric liquids are experimentally determined by electro-optical methods. The relaxation time is in the range of 0.05–0.3 seconds depending on the conductivity of the sample. The obtained results agree with the data of the electro-surface effect in magnetic colloids.

*Keywords: magnetic colloid, near-electrode layer, space charge, electric field distribution, electro-optical effects, birefringence.*