

## Управление оптическими транспортными параметрами систем «пористая среда – сверхкритический флюид»

Д.А.Зимняков, О.В.Ушакова, С.А.Ювченко, В.Н.Баграташвили

*Представлены результаты экспериментальных исследований управления оптическими транспортными параметрами (в частности, значением транспортного коэффициента рассеяния) пористых систем на основе полимерных волокон, насыщаемых двуокисью углерода в различных фазовых состояниях (газообразном, жидком и сверхкритическом). Возрастание давления насыщающей среды приводит к росту ее показателя преломления и, соответственно, коэффициента диффузного пропускания системы вследствие уменьшения транспортного коэффициента рассеяния. Показано, что для субкритической насыщающей двуокиси углерода малоугловое диффузное пропускание зондируемых пористых слоев при давлениях, близких к давлению насыщенного пара, определяется эффектом капиллярной конденсации в порах. Рассмотрен иммерсионный эффект в системах «пористая среда – сверхкритический флюид» при использовании давления флюида в качестве управляющего параметра. Представлены результаты восстановления величин транспортного коэффициента рассеяния зондируемых слоев при разных показателях преломления насыщающего флюида.*

**Ключевые слова:** иммерсионный эффект, пористые системы, диффузное пропускание, сверхкритический флюид, транспортный коэффициент рассеяния.

### 1. Введение

Эффект подавления рассеяния в многофазных микроструктурированных системах при условии согласования значений показателя преломления различных структурных составляющих системы (иммерсионный эффект) известен очень давно, однако впервые он был систематически исследован и описан Х.Христиансенем в конце 19-го века. В середине 20-го века определенный интерес к иммерсионному эффекту в дисперсных системах был обусловлен возможностью создания на его основе дисперсионных фильтров для видимого и средневолнового ИК диапазонов (см., напр., [1, 2]), однако ряд ограничений принципиального характера, связанных со сложностями подбора их компонентов и сильным влиянием внешних факторов (в частности, температуры) на характеристики фильтров, ограничило применение подобных устройств. С другой стороны, именно это влияние дает возможность создания управляемых оптических устройств с дисперсной структурой на данном принципе.

В настоящее время интерес к иммерсионному управлению оптическими свойствами случайно-неоднородных сред в значительной степени связан с возможностью увеличения глубины зондирования биотканей при использо-

вании оптической микроскопии и оптической когерентной томографии [3–6]. Возрастание транспортной длины  $l^*$  распространения зондирующего излучения и длины рассеяния  $l_s$  [7] в биоткани при ее насыщении биологически совместимым иммерсионным агентом позволяет визуализировать тканевые структуры на больших глубинах по сравнению с естественной тканью.

Отметим также, что эффект иммерсии слоев плотноупакованных рассеивающих частиц или пористых сред при их насыщении жидкостью с большим показателем преломления с успехом применяется при исследовании особенностей переноса излучения в условиях, когда транспортная длина  $l^*$  сопоставима с длиной волны  $\lambda$ , и на оптические параметры среды должны оказывать влияние локальные интерференционные эффекты на масштабе порядка  $\lambda$  [8].

В случайно-неоднородных дисперсных средах, представляющих собой неупорядоченные ансамбли погруженных в однородную матричную среду рассеивающих частиц, замещение матричной среды иммерсионным агентом обычно осуществляется путем его диффузионного или капиллярного переноса с поверхности в зондируемый объем. При этом достаточно проблематичной является количественная оценка показателя преломления  $n_m$  матричной среды, получаемой в результате иммерсирования. Кроме того, используемые в настоящее время основные методы управления величиной  $n_m$  в ходе эксперимента сводятся либо к изменению объемной доли иммерсионного агента в матричной среде, либо к изменению температуры системы. Помимо сложности количественной оценки величины  $n_m$ , существенным недостатком этих методов является инерционность, обусловленная большими характерными временами достижения равновесных состояний. При использовании температурного фактора возможность управления  $n_m$  часто ограничивается малым значением соответствующего температурного коэффициента.

Д.А.Зимняков, О.В.Ушакова, С.А.Ювченко. Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А., Россия, 410054 Саратов, ул. Политехническая, 77; e-mail: zimnykov@mail.ru, s\_sov@rambler.ru, yuv-sergej@yandex.ru  
В.Н.Баграташвили. Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Россия, 142190 Москва, Троицк, Пионерская ул., 2; Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: victor.bagratashvili@gmail.com

Поступила в редакцию 31 марта 2015 г., после доработки – 2 июня 2015 г.

В настоящей работе рассмотрен иной подход к оптическому иммерсированию дисперсных сред, основанный на применении в качестве иммерсионных агентов сверхкритических флюидов с управляемой плотностью. Естественно, что данный подход неприменим при решении биомедицинских задач, связанных с оптическим просветлением биотканей. Однако для анализа структурных и оптических свойств систем консолидированных и неконсолидированных микро- и наночастиц в физическом материаловедении он может оказаться эффективным в силу простоты управления величиной  $n_m$  и широкого диапазона ее изменения. Кроме того, исследования взаимосвязи оптических свойств дисперсных систем со сверхкритическими флюидными компонентами с процессами взаимодействия сверхкритических флюидов с конденсированными средами в условиях пространственного ограничения подобного взаимодействия представляют определенный интерес с точки зрения разработки оптических методов диагностики для интенсивно развивающихся сверхкритических флюидных технологий. Следует отметить весьма ограниченное число работ по оптической диагностике многофазных систем с субкритическими жидкостями и сверхкритическими флюидами. Одним из возможных подходов является КАРС-спектроскопия, применяемая для анализа особенностей поведения флюида в нанопорах вблизи критической точки [9–11], однако подобный подход требует использования прозрачных пористых сред (например, из нанопористого стекла Vycor) и неприменим для дисперсных систем с большими коэффициентами рассеяния. В этом случае может быть успешно применен метод спекл-коррелометрии полного поля, позволивший, в частности, выявить особенности капиллярной конденсации в пористых средах и их релаксационной динамики вблизи критической точки насыщающего ком-

понента [12–14]. В нашем случае иммерсионный эффект в насыщенных двуокисью углерода пористых средах при изотермическом изменении давления исследовался на основе изменений малоуглового диффузного пропускания лазерного излучения слоем среды.

## 2. Методика проведения экспериментов и их результаты

В ходе экспериментов исследовались зависимости малоуглового диффузного пропускания различных пористых слоев с фибриллярной структурой от давления насыщающей двуокиси углерода. Эксперименты проводились в изотермическом режиме при различных температурах вблизи критической точки двуокиси углерода ( $T_{cr} \approx 304.1282$  К). Исследуемыми образцами служили слои фильтровальной бумаги типа Ф (ГОСТ 12026-76) и уплотнительной ПТФЭ-ленты с выраженной волокнистой структурой (ФУМ-2, ТУ 6-05-1388-8); в обоих случаях толщина исследуемых образцов  $L \approx 100 \pm 5$  мкм. Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. Исследуемые образцы располагались в оптической кювете высокого давления 15 из нержавеющей стали с сапфировыми окнами перпендикулярно распространяющемуся пучку излучения He-Ne-лазера 10 (ГН-5П,  $l = 633$  нм, выходная мощность 5 мВт, линейная поляризация). Заполнение кюветы двуокисью углерода производилось через капилляр высокого давления, требуемое давление в кювете устанавливалось с помощью ручного плунжерного насоса высокого давления 6. В ходе эксперимента осуществлялась как пассивная (с помощью теплоизоляционной рубашки из пенопласта), так и активная термическая стабилизация кюветы с использованием нагревателя 8 на основе комплементарной пары мощных транзисторов и дат-

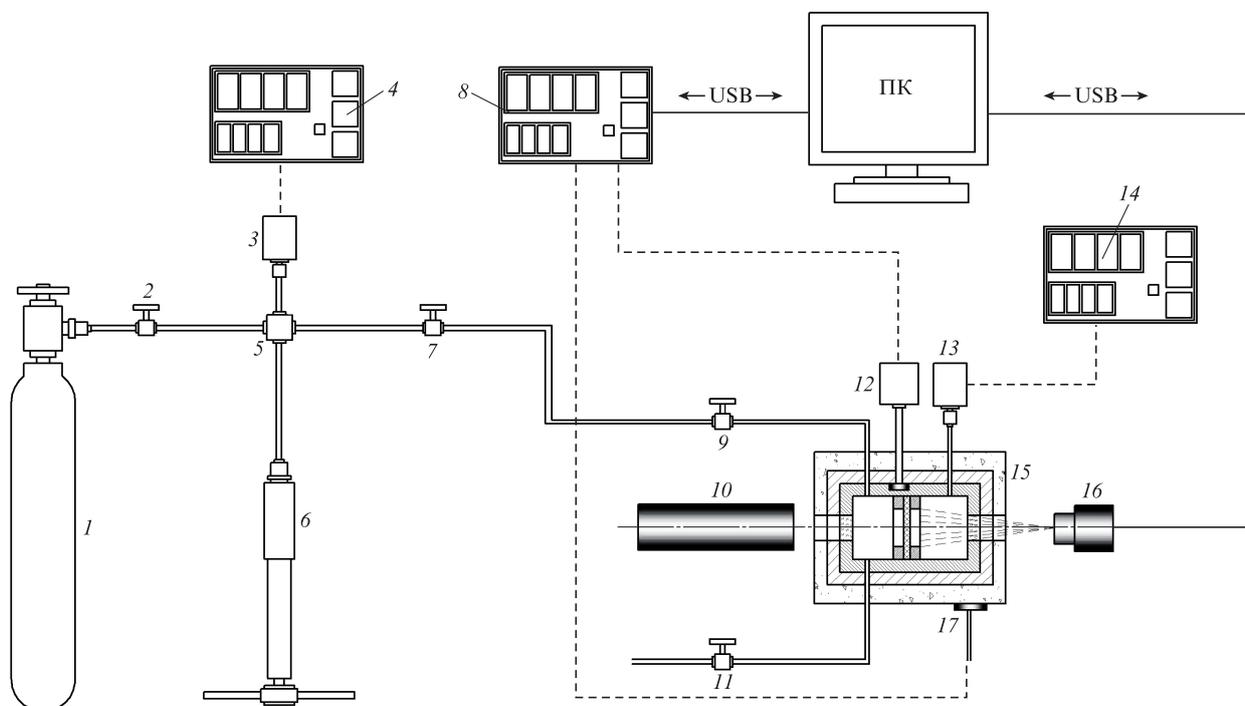


Рис.1. Схема экспериментальной установки:

1 – баллон с двуокисью углерода; 2, 7 – вентили высокого давления; 3, 13 – датчики давления; 4 – индикатор давления в магистрали высокого давления; 5 – четверник; 6 – ручной насос высокого давления; 8 – индикатор-регулятор температуры оптической кюветы высокого давления; 9 – впускной вентиль высокого давления; 10 – лазер; 11 – выпускной вентиль высокого давления; 12 – датчик температуры кюветы; 14 – индикатор давления в кювете; 15 – оптическая кювета высокого давления; 16 – КМОП-камера; 17 – нагреватель кюветы.

чика температуры  $I_2$  на основе кварцевого генератора (температура кюветы определялась по уходу частоты генератора от номинального значения). Система стабилизации обеспечивала среднеквадратичные флуктуации температуры относительно заданного значения в рабочем диапазоне (293–307 К) не более 0.01 К. В ходе эксперимента регистрировалось лазерное излучение, рассеянное зондируемыми слоями вперед под малыми углами по отношению к падающему пучку при различных давлениях двуокиси углерода в кювете. Давление изменялось от атмосферного до 10 МПа с шагом 0.2 МПа, относительная погрешность регистрации давления составляла 1%.

Регистрация рассеянного вперед излучения в малоугловой зоне осуществлялась монохромной КМОП-камерой Thorlabs DCC1545M (1280 × 1024 пикселей, размер пикселя 5.2 × 5.2 мкм, квантовая эффективность на длине волны 633 нм примерно 0.52) без объектива, расположенной на расстоянии 65 мм от зондируемого слоя соосно с зондирующим пучком. Область КМОП-матрицы, по которой вычислялась средняя интенсивность рассеянного вперед излучения, составляла 120 × 120 пикселей. Перед проведением измерений была проведена калибровка камеры с использованием набора нейтральных светофильтров с известными значениями оптической плотности; регистрировалась интенсивность лазерного пучка, прошедшего через кювету с двуокисью углерода при атмосферном давлении без исследуемых образцов. Калибровка осуществлялась с использованием различных комбинаций нейтральных светофильтров из набора мер КНФ-1М (Госреестр № 37858-08) и измерителя мощности лазерного излучения Gentec Maestro.

На рис.2 представлены нормированные интенсивности лазерного пучка  $\tilde{I}$  (коэффициента малоуглового диффузного пропускания), рассеянного зондируемыми образцами под малыми углами ( $\theta \leq 5.3$  мрад), в зависимости от давления двуокиси углерода в кювете. Нормировка производилась на интенсивность лазерного пучка, проходящего через кювету без образца. Кривые 1, 3 соответствуют субкритической температуре газа в кювете, кривые 2, 4 получены при  $T > T_{cr}$ . Дополнительно с использованием интегрирующих сфер Thorlabs IS236A-4 были проведены измерения коэффициентов диффузного пропускания  $T_{dif}$  и отражения  $R_{dif}$  исследуемых пористых

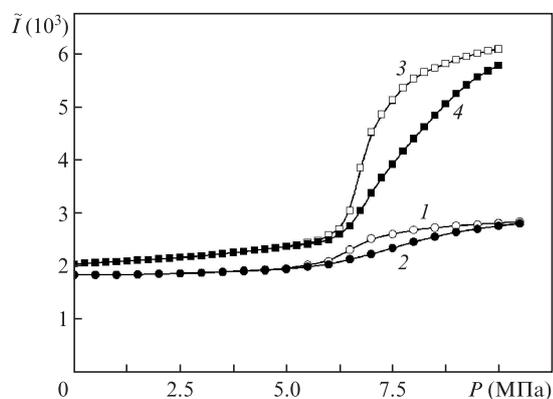


Рис.2. Экспериментальные зависимости коэффициента малоуглового диффузного пропускания пористых слоев от давления насыщающего агента – субкритического диоксида углерода ( $T = 301.16$  К) (1, 3) и сверхкритического диоксида углерода ( $T = 306.16$  К) (2, 4); зондируемая среда – слой фильтровальной бумаги (1, 2) и слой ПТФЭ-ленты (3, 4).

слоев в воздухе при комнатной температуре ( $\lambda = 633$  нм). По измеренным значениям с использованием метода инверсного моделирования Монте-Карло были восстановлены коэффициент рассеяния  $\mu_{s633}$  и транспортный коэффициент рассеяния  $\mu'_{s633}$ , составившие соответственно 108 и 65  $\text{мм}^{-1}$  для слоев фильтровальной бумаги и 117 и 48  $\text{мм}^{-1}$  для слоев ПТФЭ-ленты. Отметим, что как для образцов бумаги, так и для ПТФЭ-ленты величины  $\mu_{s633}L$  существенно превышают единицу и составляют приблизительно 10.8 (фильтровальная бумага) и 11.7 (ПТФЭ-лента). Это свидетельствует о практически полном подавлении нерассеянной («когерентной») составляющей лазерного излучения, выходящего из зондируемых слоев.

### 3. Обсуждение экспериментальных результатов

Возрастание  $\tilde{I}$  с увеличением давления двуокиси углерода обусловлено возрастанием плотности (и, соответственно, показателя преломления) среды, насыщающей пористые слои. Следует отметить характерную особенность зависимостей  $\tilde{I}(P)$ , наблюдаемую при  $T < T_{cr}$ , которая выражается в отсутствии скачка малоуглового диффузного пропускания зондируемых слоев при давлении в кювете, соответствующем давлению насыщенного пара  $P_{sat}$  при заданной температуре. Быстрое, но достаточно плавное увеличение  $\tilde{I}$  с ростом давления при  $P < P_{sat}$  обусловлено эффектом капиллярной конденсации двуокиси углерода в порах [15], приводящим к сосуществованию жидкой и газовой фаз в ансамбле пор при давлениях ниже давления насыщенного пара. По мере возрастания давления происходит постепенное заполнение ансамбля пор жидкой фазой. Объемная доля жидкой фазы  $f$  в ансамбле пор стремится к 1.0 при  $P \rightarrow P_{sat}$ . Оценки эффективного показателя преломления трехфазной системы «пористая матрица – газ – жидкость» в зависимости от термодинамических параметров насыщающей среды в случае пор с размерами, существенно меньшими длины волны, могут быть проведены с использованием моделей эффективной среды Максвелла–Гарнетта или Бруггемана [16]. Однако подобные расчеты требуют учета формы пор и выходят за рамки настоящей работы. Отметим, что для качественного анализа экспериментальных данных, полученных при температурах ниже критической температуры двуокиси углерода, объемная доля  $f$  жидкой фазы в ансамбле пор, образующаяся вследствие эффекта капиллярной конденсации, может быть оценена с использованием модели Кельвина [15] с учетом распределения пор по размерам. Для нахождения диэлектрических проницаемостей (и, соответственно, показателей преломления) жидкой и газовой фаз при заданных плотностях можно воспользоваться модифицированным соотношением Клаузиуса – Моссотти, в соответствии с [17] достаточно адекватно описывающим поведение диэлектрической проницаемости различных сред как в газовой и жидкой фазах, так и в сверхкритическом состоянии:

$$n_{liq,g,s} \approx \sqrt{\frac{1 + 2A\rho_{liq,g,s}}{1 - A\rho_{liq,g,s}}}, \quad (1)$$

где индексы liq, g и s относятся к жидкому, газовому и сверхкритическому состояниям насыщающей среды. Экспериментально установленное значение  $A$  для двуокиси углерода равно  $(1.42 \pm 0.012) \times 10^{-4} \text{ м}^3/\text{кг}$  [17]. Для нахож-

дения плотности двуокси углерода в различных состояниях (жидком, газообразном, сверхкритическом) в зависимости от температуры и давления можно воспользоваться онлайн-калькулятором термодинамических параметров жидких, газовых и сверхкритических сред [18].

Отметим, что использование «низкочастотных» моделей Максвелла–Гарнетта или Бруггемана для количественных оценок эффективного показателя преломления системы «пористая матрица – насыщающая среда» ниже критической точки возможно для пористых систем со средним размером пор  $\langle r \rangle$ , существенно меньшим длины волны зондирующего излучения  $\lambda$ . При  $\langle r \rangle \sim \lambda$  следует использовать иные подходы к оценке эффективного показателя преломления насыщающей среды (например, модель эффективной среды, описанную в [19]).

На рис.3 представлены зависимости показателя преломления  $n_s$  насыщающей среды (сверхкритической двуокси углерода) от давления  $P$ , рассчитанные для области  $T > T_{cr}$  с использованием уравнения (1) и данных о плотности сверхкритической среды  $CO_2$  при заданных значениях  $T$  и  $P$ , полученных с использованием калькулятора [18]. Для данного условия задача нахождения  $n_s$  существенно упрощается по сравнению со случаем  $T < T_{cr}$  вследствие отсутствия эффекта сосуществования конденсированной и газовой фаз в системе пор.

Представляет интерес сопоставление эффективностей оптического просветления случайно-неоднородных пористых сред, исследованных в экспериментах, при использовании сверхкритического флюида (в частности, двуокси углерода) в качестве иммерсионного агента. С этой целью было проведено восстановление транспортного коэффициента рассеяния  $\mu'_s$  зондируемых слоев при разных показателях преломления насыщающей среды сверхкритической двуокси углерода. Транспортный коэффициент рассеяния  $\mu'_s = 1/l^* = (1-g)/l = \mu_s(1-g)$  ( $g$  – параметр анизотропии рассеяния,  $\mu_s$  – коэффициент рассеяния среды [7]) является одной из основных (наряду с параметром анизотропии рассеяния) характеристик, управляющих переносом зондирующего излучения в случайно-неоднородных средах с малым поглощением. Соответственно величина  $\mu'_s$  определяет соотношение между диффузно рассеянной и нерассеянной («когерентной») составляющей излучения в режиме детектирования рассеянного вперед излучения. Восстановление значений  $\mu'_s$  осуществлялось с использованием метода инверсного моделирования Монте-Карло в предположении, что вариации по-

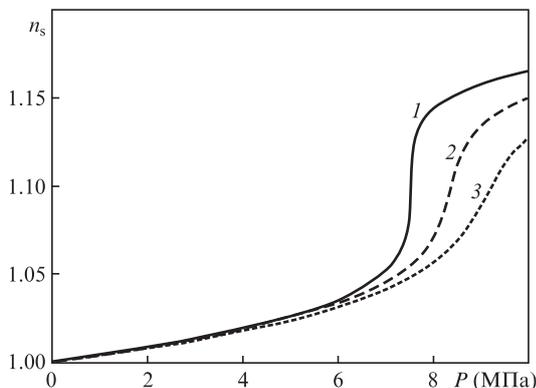


Рис.3. Теоретические зависимости показателя преломления сверхкритической двуокси углерода, насыщающей исследуемые пористые матрицы, от давления при  $T = 305$  К (1),  $310$  К (2) и  $315$  К (3).

казателя преломления насыщающей среды оказывают незначительное влияние на параметр анизотропии рассеяния зондирующего излучения. Данное предположение представляется оправданным, поскольку моделирование влияния  $n_s$  на оптические параметры неупорядоченных систем сферонидальных рассеивающих центров, проведенное с использованием онлайн-калькулятора [20], показало высокую чувствительность фактора эффективности рассеяния  $Q_{sca}$  [21] и менее значительную чувствительность  $g$  к изменениям показателя преломления матричной среды, содержащей частицы. При моделировании показатели преломления рассеивателей  $n$  в соответствии с различными литературными данными и спецификациями производителей были приняты равными 1.52 (для целлюлозы) и 1.35 (для политетрафторэтилена); моделировалось рассеяние зондирующего излучения с  $\lambda = 633$  нм системами как наноразмерных ( $g \approx 0$ ), так и субмикронных ( $g \approx 0.6$ ) рассеивателей. Результаты моделирования представлены на рис.4. Для систем наноразмерных рассеивателей влияние  $n_s$  на фактор  $1-g$ , входящий в выражение для  $\mu'_s$ , практически отсутствует (зависимости 1, 2 на рис.4,а), тогда как для систем, состоящих из субмикронных частиц, рост  $n_s$  приводит к уменьшению  $1-g$ . Однако влияние  $n_s$  на фактор эффективности рассеяния выражено значительно для систем как с изотропным рассеянием ( $g \approx 0$ ), так и с параметром анизотропии рассеяния  $\sim 0.6$  (рис.4,б).

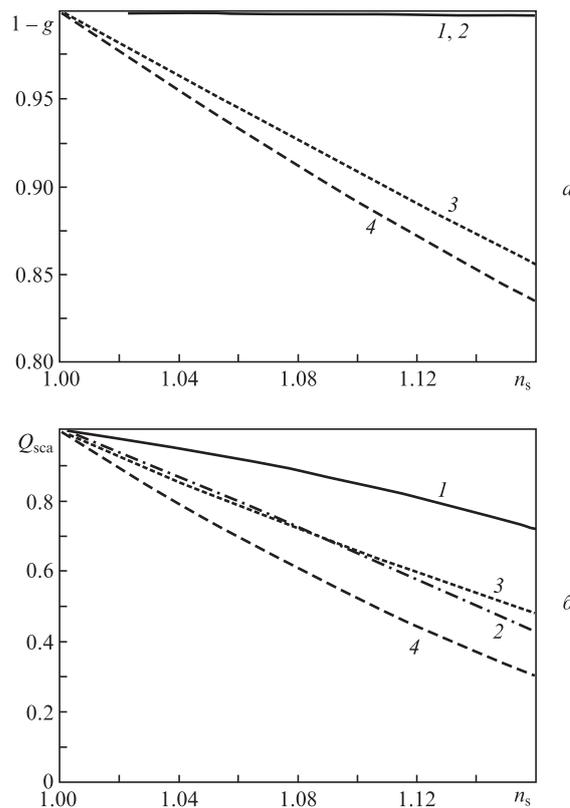


Рис.4. Теоретические зависимости нормированных значений параметра  $1-g$  (а) и фактора эффективности рассеяния  $Q_{sca}$  (б) для модельных систем сферонидальных нано- и субмикронных частиц от показателя преломления матричной среды, содержащей наночастицы со средним размером 50 нм и показателем преломления 1.52 (1), наночастицы со средним размером 50 нм и показателем преломления 1.35 (2), субмикронные частицы со средним размером 350 нм и показателем преломления 1.52 (3) и субмикронные частицы со средним размером 350 нм и показателем преломления 1.35 (4). Параметры  $1-g$  и  $Q_{sca}$  нормированы на свои значения при  $n_s = 1$ .

Несмотря на возможные существенные отличия эффективной формы рассеивателей в реальных зондируемых системах от сферической, сделанный на основе результатов моделирования вывод о преобладающем влиянии  $n_s$  на  $Q_{sca}$ , и в меньшей степени – на  $g$  для неупорядоченных ансамблей рассеивателей с относительно малой анизотропией рассеяния, является достаточно общим и может быть применен для восстановления значений  $\mu'_s$ . Процедура восстановления была построена следующим образом: для начального значения  $\mu'_s$  при заданных значениях  $g$ , эффективного показателя преломления и геометрической толщины слоя с применением прямого метода Монте-Карло определялся коэффициент малоуглового диффузного пропускания  $\tilde{I}$  для используемой в экспериментах геометрии детектирования. Процедура моделирования аналогична описанной в [14]. После получения значения  $\tilde{I}$  вычислялась невязка между вычисленными и измеренными значениями коэффициента малоуглового диффузного пропускания, которая минимизировалась в последовательности итераций путем варьирования  $\mu'_s$  с применением алгоритма Левенберга–Марквардта. В качестве начальных значений для итеративной процедуры использованы  $\mu'_s$  и  $g = 1 - \mu'_s/\mu_s$ , полученные на основе экспериментальных данных о диффузном пропускании и отражении зондируемых слоев на длине волны 633 нм. Значения эффективного показателя преломления зондируемых слоев при заданном  $n_s$ , определяемом давлением сверхкритической двуокиси углерода в оптической кювете (см. рис.4,а), оценивалось с использованием модели Максвелла–Гарнетта, при этом объемная доля пор в зондируемых слоях определялась по данным волюмометрических измерений; показатели преломления матричных пористых сред были приняты примерно равными 1.52 для образцов бумаги и 1.34 для образцов ПТФЭ-ленты.

На рис.5 представлены результаты восстановления значений транспортного коэффициента рассеяния  $\mu'_s$  при разных показателях преломления насыщающего флюида  $n_s$ . Отметим существенно большую вариабельность значений  $\mu'_s$  в рабочем интервале изменения давления (и, соответственно,  $n_s$ ) для образцов ПТФЭ-ленты по сравнению с образцами бумаги (транспортный коэффициент рассеяния для образцов ПТФЭ-ленты изменяется более чем в 2 раза, тогда как для образцов бумаги – на 40%).

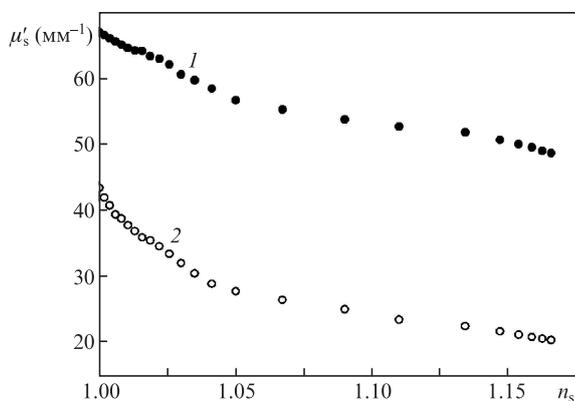


Рис.5. Зависимости транспортного коэффициента рассеяния исследуемых пористых слоев от показателя преломления насыщающей сверхкритической двуокиси углерода (результаты восстановления по экспериментальным данным рис.2, кривые 2, 4) с использованием метода инверсного Монте-Карло); 1 – фильтровальная бумага, 2 – ПТФЭ-лента.

Подобная особенность обусловлена меньшими показателями преломления структурных элементов (ПТФЭ-волокон) по сравнению с волокнами целлюлозы. Анализ влияния показателя преломления матричной среды  $n_s$  для неупорядоченных ансамблей сферических диэлектрических частиц со значениями  $g$ , соответствующими исследуемым системам, показал, что при используемых вариациях  $n_s$  для частиц с показателем преломления 1.52–1.55 фактор эффективности рассеяния изменяется не более чем в 1.4–1.8 раза. В то же время для частиц с показателем преломления 1.31–1.38 изменение фактора эффективности рассеяния превышает 2.5 раза (см. рис.4,б), что удовлетворительно согласуется с полученными экспериментальными данными об эффективности оптического просветления пористых сред с использованием сверхкритической двуокиси углерода как иммерсионного агента.

#### 4. Заключение

Таким образом, экспериментальные исследования иммерсионного эффекта в пористых системах, насыщаемых двуокисью углерода в газовой фазе и в сверхкритическом состоянии, продемонстрировали достаточно высокую эффективность оптического просветления случайно-неоднородных сред с использованием сверхкритических флюидов в качестве иммерсионных агентов. Данный подход имеет очевидное преимущество перед рассмотренным в [22] RIT-методом (RIT – Refractive Index Tuning), основанным на управлении показателем преломления насыщающей газовой фазы путем изменения давления. Это преимущество обусловлено существенно большим интервалом возможных изменений показателя преломления насыщающей субстанции в случае сверхкритических флюидов. С другой стороны, анализ малоуглового диффузного пропускания пористых слоев в субкритической области в зависимости от давления в условиях проявления капиллярной конденсации может быть положен в основу методики характеристики структурных характеристик пористых систем.

Работа поддержана РФ (грант № 14-33-00017) в части разработки и изготовления лабораторного образца установки и РФФИ (грант № 13-02-12092) в части проведения экспериментальных исследований диффузного пропускания систем «пористая среда–сверхкритический флюид». Д.А.Зимняков выражает благодарность Минобрнауки РФ за поддержку данного исследования в части разработки алгоритма и специального программного обеспечения для инверсного моделирования методом Монте-Карло (в рамках базовой части госзадания высшим учебным заведениям на проведение научных исследований). О.В.Ушакова выражает благодарность Минобрнауки РФ за поддержку данного исследования в части создания алгоритмов и специального программного обеспечения для сбора и обработки экспериментальных данных (грант № 14.Z56.15.7102-МК).

1. Борисевич Н.А., Верещагин В.Г., Валидов М.А. *Инфракрасные фильтры* (Минск: Наука и техника, 1971).
2. Дик В.П., Лойко В.А. *Оптич. журн.*, **79** (7), 29 (2012).
3. Tuchin V.V., Xu X.Q., Wang R.K. *Appl. Opt.*, **41** (1), 258 (2002).
4. Tuchin V.V., Zhestkov D.M., Bashkatov A.N., Genina E.A. *Opt. Express*, **12** (13), 2966 (2004).
5. Tuchin V.V. *J. Phys. D Appl. Phys.*, **38** (15), 2497 (2005).
6. Zhu D., Larin K.V., Luo Q.M., Tuchin V.V. *Laser Photonics Rev.*, **7** (5), 732 (2013).

7. Исмару А. *Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах* (М.: Мир, 1981, т. 1).
8. Schuurmans F.J.P., Megens M., Vanmaekelbergh D., Lagendijk A. *Phys. Rev. Lett.*, **83** (11), 2183 (1999).
9. Аракчеев В.Г., Морозов В.Б. *Письма в ЖЭТФ*, **90** (7), 574 (2009).
10. Andreeva O.V., Arakcheev V.G., Bagratashvili V.N., Morozov V.B., Popov V.K., Valeev A.A. *J. Raman Spectroscopy*, **42** (9), 1747 (2011).
11. Arakcheev V.G., Morozov V.B. *J. Raman Spectroscopy*, **44** (10), 1363 (2013).
12. Зимняков Д.А., Чекмасов С.П., Ушакова О.В., Баграташвили В.Н. *Сверхкритические флюиды – Теория и практика*, **2**, 27 (2014).
13. Зимняков Д.А., Чекмасов С.П., Свиридов А.П., Ушакова О.В., Баграташвили В.Н. *Сверхкритические флюиды – Теория и практика*, **3**, 56 (2014).
14. Zimnyakov D.A., Chekmasov S.P., Ushakova O.V., Isaeva E.A., Bagratashvili V.N., Yermolenko S.B. *Appl. Opt.*, **53** (10), B12 (2014).
15. Грег С., Синг К. *Адсорбция, удельная поверхность, пористость* (М.: Мир, 1984, с. 157).
16. Борен К., Хафмен Д. *Поглощение и рассеяние света малыми частицами* (М.: Мир, 1986, с. 660).
17. Avdeev M.V., Konovalov A.N., Bagratashvili V.N., Popov V.K., Tsykina S.I., Sokolova M., Jie Ke, Poliakov M. *Phys. Chem. Chem. Phys.*, **6**, 1258 (2004).
18. <http://webbook.nist.gov/chemistry/fluid/>
19. Зимняков Д.А., Ювченко С.А., Сина Дж.С., Ушакова О.В. *Письма в ЖЭТФ*, **98** (6), 366 (2013).
20. [http://omlc.org/calc/mie\\_calc.html](http://omlc.org/calc/mie_calc.html).
21. Борен К., Хафмен Д. *Поглощение и рассеяние света малыми частицами* (М.: Мир, 1986).
22. Faez S., Johnson P.M., Lagendijk A. *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 053903-1 (2009).