

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗЫ С ПОМОЩЬЮ КОГЕРЕНТНОГО ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

Ш. М. Исмаилов, В. Г. Каменев

Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова

В наше время большой интерес вызывает исследование распространения и рассеяния света в неоднородных неупорядоченных средах. Прохождение света через неоднородную среду сопровождается таким процессом, как рассеяние. Если длина свободного пробега фотонов много меньше линейных размеров среды, свет распространяется в режиме многократного рассеяния. Когерентный луч, проходя через неоднородную неупорядоченную среду, должен терять свойства когерентности из-за многократного рассеяния. Всё же, вопреки рассеянию, которое приводит к случайному изменению фазы волны, есть много эффектов, в которых проявляются когерентность и интерференционные свойства излучения. Наиболее активно изучаемый из этих эффектов – когерентное обратное рассеяние.

Результаты измерений профиля когерентного обратного рассеяния от пылевого облака могут позволить решить задачу определения коэффициента рассеяния пылевого облака и характерных размеров неоднородностей среды (различных моментов распределения по размерам). Тем самым, метод КОР (когерентное обратное рассеяние) может рассматриваться как дополнительный к уже используемым на практике подходам (рентгенографии, пьезоэлектрическим датчикам, оптической теневой фоторегистрации, лазерной интерферометрии) к измерению различных характеристик пылевого облака.

Допустим, на систему падает плоская когерентная волна. В каждом шаге упругого рассеяния направление и фаза волны модифицируются. Рассеяние на неоднородностях приводит к тому, что рассеянный свет теряет свойства когерентности, то есть становится некогерентным. Тем не менее, каждой волне, обходящей некую последовательность рассеивателей, соответствует волна, обходящая такую же последовательность, только в обратном направлении. Такие волны будут когерентными, но так как расположения рассеивателей случайны, интерференционный эффект пропадает для всех направлений, кроме рассеяния назад, когда суммарный сдвиг фаз и оптические пути строго одинаковые.

Характер распространения волн в случайно неоднородной среде, в первую очередь, обусловлен оптическими свойствами исследуемой среды. Выделим основные параметры, характеризующие свойства среды:

– коэффициент поглощения μ_a – величина, обратная расстоянию, на котором поток излучения ослабляется за счет поглощения в e раз;

– коэффициент рассеяния μ_s – величина, обратная расстоянию, на котором поток излучения ослабляется за счет рассеяния в e раз;

– параметр анизотропии среды g , который принимает значения от 0 до 1; случай $g = 0$ соответствует изотропному рассеянию (рассеяние на точечных частицах), случай $g = 1$ относится к сильному анизотропному рассеянию (рассеяние на больших частицах, диаграмма рассеяния вытянута вперед).

При учете параметра анизотропии можно получить приведенный (редуцированный) коэффициент рассеяния μ'_s , который определяется как $\mu'_s = (1 - g)\mu_s$.

Транспортная длина свободного пробега $l_{tr} = (\mu'_s + \mu_a)^{-1}$ определяет расстояние, необходимое для изотропизации в результате рассеяния излучения, первоначально имевшего определенную направленность.

Коэффициент экстинкции (коэффициент взаимодействия или ослабления) $\mu_t = \mu_s + \mu_a$ характеризует полные потери коллимированного пучка при распространении в среде. Величина, обратная коэффициенту экстинкции, $l = \mu_t^{-1}$, есть средняя длина свободного пробега фотона, характеризующая расстояние, проходимое фотоном между последовательными актами рассеяния.

Альbedo единичного рассеивателя определяется соотношением $\alpha = \mu_s / \mu_t$.

Характер рассеяния принято классифицировать по количеству актов рассеяния фотона в случайно-неоднородной среде: малократное (однократное, двукратное) и многократное. Модели малократного рассеяния часто не применимы для реальных плотных рассеивающих сред, поэтому основной задачей является исследование процессов многократного рассеяния.

Существуют различные подходы к исследованию случайно неоднородных сред, такие как метод диаграмм, связанный с использованием аппарата квантовой теории поля, метод уравнения переноса, метод интегралов по траекториям. Каждый из этих подходов применим при определенных условиях.

Основным критерием для классификации сред может служить параметр анизотропии среды. Для изотропных сред или сред с малым параметром анизотропии применимы методы диффузионного приближения, рассеяния на броуновских частицах и на потоках частиц (без модификации). Для исследования сред с высоким параметром анизотропии используют другие методы: метод малуглового приближения, модифицированные методы рассеяния на броуновских частицах и на потоках частиц. Все перечисленные выше методы не являются универсальными, поскольку они основаны на теоретических результатах, полученных при различных допущениях. Существует стохастический метод моделирования рассеяния в случайно-неоднородных средах (метод Монте-Карло), который применим ко всем классам сред. Однако метод Монте-Карло обладает существенным недостатком – он более трудоемок в вычислительном отношении по сравнению с аналитическими методами.

Чтобы понять происхождение этого расширенного конуса интенсивности, должно быть исследовано рассеяние фотонов в неоднородной среде. Самая простая модель описания этого процесса состоит в том, что фотоны подвергаются различному распространению, случайному блужданию со средним размером шага, равной средней длине свободного пробега. Однако поскольку свет в этом эксперименте ведет себя как электромагнитная волна, а не как классическая частица, интерференция между процессами рассеяния для различных путей должна быть учтена. Именно это взаимодействие между волнами с обращенным временем (обращенным импульсом), приводит к появлению интерференционного конуса КОР. Рисунок 1 показывает траекторию рассеяния некоторого луча и парного к нему луча, обращенного во времени, а также иллюстрирует существование различия в длине их пути.

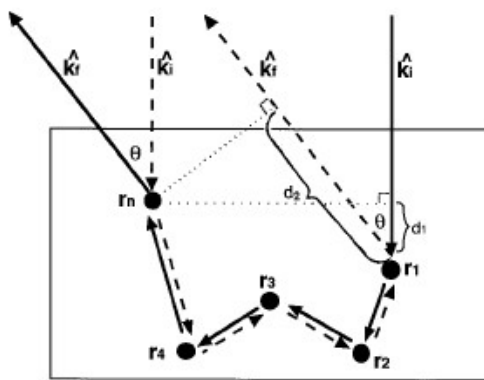


Рис. 1. Траектория рассеяния некоторого луча (сплошная линия) и парного к нему обращенного во времени луча (штрихованная линия) с начальным направлением падающего света k_i и заключительным направлением k_f [1]

Картина обращённого во времени рассеивающегося пути зависит от разности фаз между двумя рассеянными волнами. Эта разность фаз дана как

$$\Delta\varphi \approx \frac{2\pi}{\lambda} PLD = \frac{2\pi}{\lambda} (d_2 - d_1) \quad (1.1)$$

$$\Delta\varphi \approx \frac{2\pi}{\lambda} (\hat{k}_f + \hat{k}_i) \cdot (r_n - r_1) \quad (1.2)$$

Как видно из этого выражения, для рассеянного света непосредственно в обратном направлении разность фаз между путями рассеяния и его обращенным лучом во времени равны нулю, и, таким образом, наблюдается конструктивная интерференция.

Качественный характер помех от обратного рассеяния по направлению точно назад может быть установлен путем использования нашей диффузной модели переноса фотонов в коллоидной суспензии. При малых углах

$$\Delta\varphi \approx \frac{2\pi}{\lambda} 2 \sin(\theta/2) R \cos \alpha \quad (1.3)$$

$$\Delta\varphi \approx \frac{2\pi}{\lambda} \theta R \quad (1.4)$$

$$(R^2) = 6Dt = 6 \left(\frac{cl^*}{3} \right) t \quad (1.5)$$

Подставив одну формулу в другую, получим следующее:

$$\Delta\varphi \approx \frac{2\pi}{\lambda} \theta \sqrt{6 \left(\frac{cl^*}{3} \right) t} = \frac{2\pi}{\lambda} \theta \sqrt{2l^* s} \quad (1.6)$$

Таким образом, там будет существовать критический угол, меньше которого это условие не будет выполняться и последовательность фаз не будет сохраняться. Этот критический угол:

$$\theta_c \approx \frac{\lambda}{\sqrt{2l^* s}} \quad (1.7)$$

Этот результат имеет важное значение для формы конуса когерентного обратного рассеяния и учитывает факторы усиления конуса, отношение максимальной высоты конуса к уровню фона.

Максимальная угловая ширина конуса, критический угол когерентности, полученные для наименьшей общей длины пути:

$$\theta_{\max} \approx \frac{\lambda}{\sqrt{2l^* s}} \quad (1.8)$$

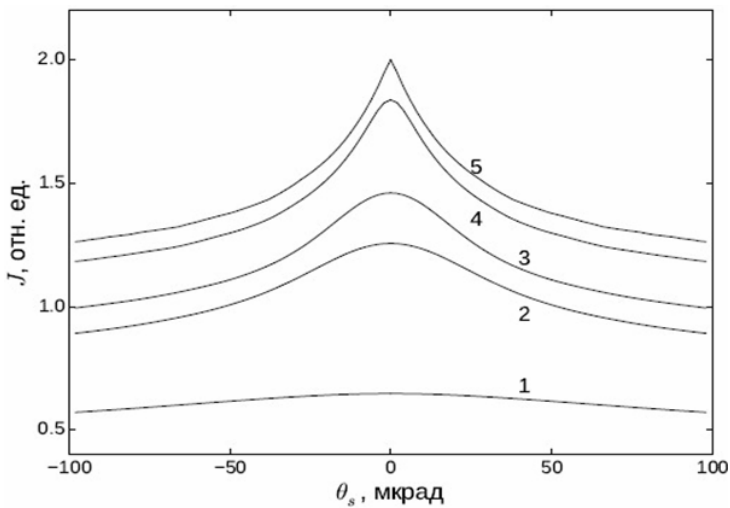


Рис. 2. Вклад n первых кратностей рассеяния в формирование пика: (1) $n = 10$, (2) $n = 50$, (3) $n = 10^2$, (4) $n = 10^3$, и (5) $n = 10^5$. Все кривые нормированы на сумму лестничных диаграмм, учитывающую $n = 10^5$ рассеяний [2]

Поскольку ширина пика КОР напрямую связана с транспортной длиной упругого рассеяния, измерения профиля КОР можно использовать для определения различных характеристик среды.

Для сред, которые характеризуются относительно большой транспортной длиной l_{tr} и, соответственно, очень малым отношением λ/l_{tr} , экспериментальное наблюдение узкого конуса когерентного обратного рассеяния оказывается затруднительным. Для преодоления этой трудности было предложено использовать освещение образца расходящимся пучком света (с пространственным радиусом когерентности, меньшим l_{tr}). При такой схеме узкий пик в направлении назад сглаживается и сокращается динамический диапазон изменения, измеряемый в эксперименте когерентной составляющей интенсивности. Это упрощает наблюдение КОР в средах с относительно большим значением l_{tr} и позволяет измерять интенсивность на крыльях конуса КОР, форма которых чувствительна к фазовой функции рассеяния среды. Последнее дает возможность по данным эксперимента определять не только значения l_{tr} , но и, при определенных априорных предположениях о среде, размер и оптические характеристики рассеивающих неоднородностей.

Интенсивность КОР для заданного угла θ отклонения от направления назад определяется сверткой интенсивности КОР для падающей плоской волны $J_c(\theta)$ с угловым профилем источника. Интенсивность КОР при $\theta > \lambda/l_{tr}$ определяется относительно короткими (меньшими l_{tr}) путями распространения волн. Этот вклад особенно важен для рассеяния на крупных частицах. В этом случае интенсивность КОР при $\theta > \lambda/l_{tr}$ определяется многократным рассеянием на малые углы до и после однократного рассеяния на большой угол (порядка π). Соответствующий вклад в интенсивность существенно зависит от конкретного вида фазовой функции рассеяния.

Интенсивность когерентного обратного рассеяния от пылевого облака металлических частиц над свободной поверхностью может быть рассчитана в рамках предложенного подхода. Фазовая функция металлических частиц, размер которых намного превышает длину волны излучения, представляет собой сумму изотропного углового распределения и резкого дифракционного пика в направлении вперед. Для этого случая интенсивность КОР можно представить в виде суммы двух вкладов $J_c = J_c^{(s)} + J_c^{(d)}$. Один вклад, $J_c^{(s)}$, определяется изотропной частью фазовой функции рассеяния без учета резкого дифракционного пика в направлении вперед. Другой вклад, $J_c^{(d)}$, определяется многократным рассеянием на малые углы из-за дифракции света на частицах. Изотропная часть фазовой функции выступает для многократного рассеяния на малые углы как поглощение.

Первый вклад можно рассчитать с помощью диффузионной теории и приближения двукратного рассеяния. В случае однородной среды для этого вклада известно точное решение. Вклад в интенсивность обусловлен короткими траекториями распространения волн и, соответственно, малоугловым рассеянием до и после рассеяния назад.

При углах $\theta > d/l$ интенсивность убывает как $d = (l/\theta)$. Такие резкие «изломы» в угловом профиле когерентного обратного рассеяния при $\theta \approx 1/k_0 l$ и $\theta \approx d/l$ могут быть использованы для определения по данным экспериментальных измерений значений длины свободного пробега l и размера рассеивателей d .

Величины, от которых зависит профиль КОР, связаны с различными моментами распределения частиц пылевого облака по размерам. Длина свободного пробега выражается через среднеквадратичный размер частиц, наклон углового профиля в интервале $1/k_0 l < \theta < d/l$ – через средний размер, амплитуда интенсивности при $\theta > d/l$ пропорциональна среднекубическому размеру.

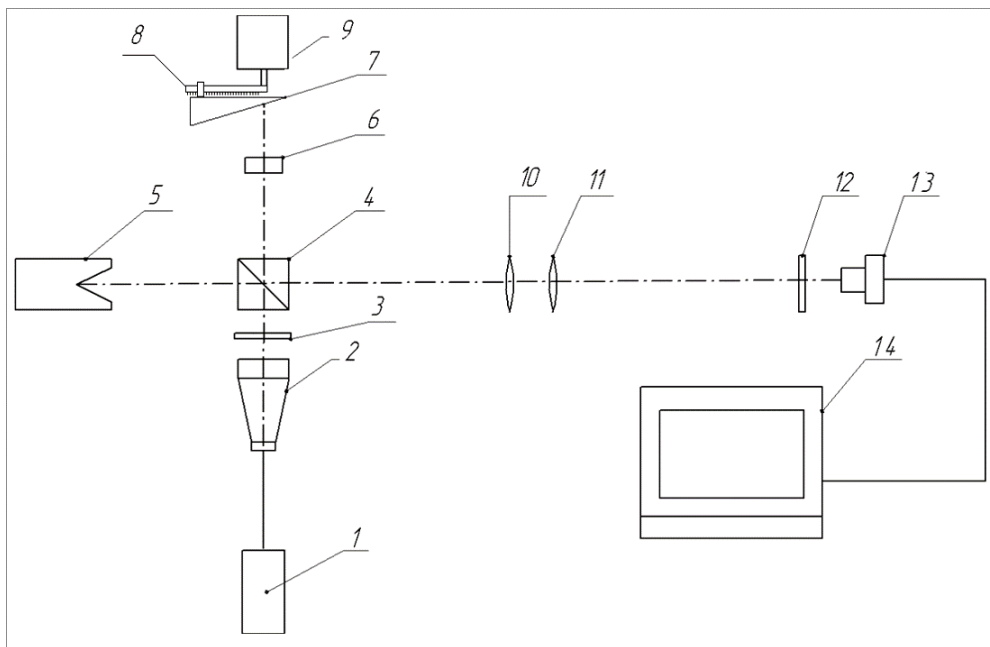


Рис. 3. Схема установки: 1 – лазер подсветки; 2 – телескоп; 3 – поляризатор; 4 – делительный кубик; 5 – гаситель пучка; 6 – четвертьволновая пластинка; 7 – образец в виде клина; 8 – устройство плавного перемещения; 9 – двигатель; 10, 11 – длиннофокусные линзы; 12 – поляризатор; 13 – камера; 14 – компьютер

Для подсветки использовалась вторая гармоника непрерывного излучения неодимового лазера (532 нм). Расходимость и ширина пучка излучения подсветки регулировались с помощью линзового телескопа. Поскольку при проходе через волокно лазерное излучение утрачивало линейную поляризацию, для её восстановления после телескопа устанавливался поляризатор. Так как когерентное обратное рассеянное излучение частично сохраняет поляризацию, то для более интенсивного выделения сигнала над фоном поляризация излучения подсветки поворачивалась перед мишенью с помощью $\lambda/4$ -пластинки, а обратное рассеянное излучение поворачивалось второй раз, приобретая поляризацию, перпендикулярную исходной поляризации излучения подсветки на выходе телескопа. Таким образом, поляризация полезного сигнала становилась перпендикулярной по отношению к поляризации излучения, рассеянного на оптических элементах системы. Установка второго поляризатора перед регистрирующей камерой позволяет отделить полезный сигнал от шумовой засветки оптических элементов. Для подавления излучения из второго плеча делительного кубика применялся гаситель пучка, представлявший собой шероховатую поверхность с низким альбедо (чёрная ткань), на которую осуществлялось наклонное падение пучка излучения. Фокусировка содержащего сигнал излучения осуществлялась системой из двух длиннофокусных линз.

Объектив камеры настраивался на фокальную плоскость системы двух линз и переносил из неё изображение на ПЗС-матрицу камеры. Интенсивность полезного сигнала регулировалась изменением мощности излучения подсветки и времени экспозиции камеры.

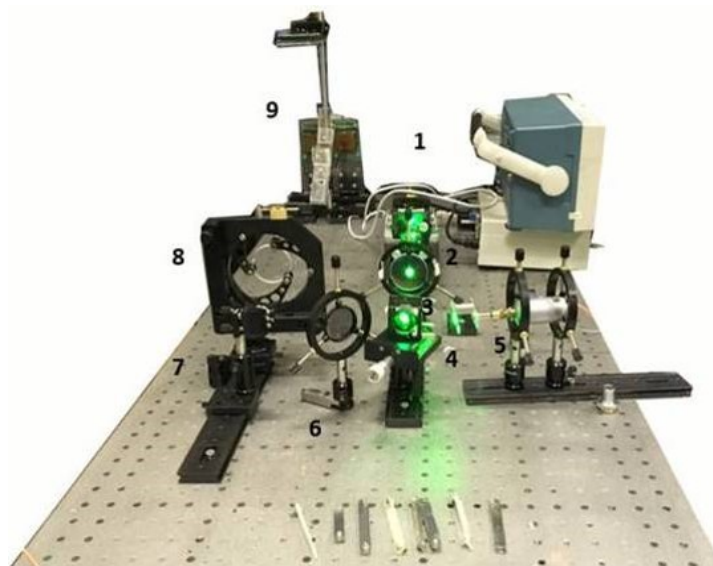


Рис. 4. Общий вид установки: 1 – лазер, 2 – телескоп, 3 – делительный кубик, 4 – образец, 5 – двигатель, 6 – поляризатор, 7 – зеркало, 8 – линза, 9 – регистрирующее устройство

В работе использовался неодимовый лазер dtl-317, работающий на второй гармонике (532 нм). Пучок расширялся с помощью телескопа с кратностью 8,3х. Делительный кубик фирмы thorlabs распределял излучение в пропорции 50/50. Половина излучения направлялась на объект, половина – на поглотитель. Кювета с образцом закреплялась на оси вращения двигателя постоянного тока. Рассеянное от вращающегося образца излучение возвращалось на делительный кубик, и половина от него попадала в канал регистрации. Данный канал содержал поляризатор, поворотное зеркало, фокусирующую линзу и регистрирующее устройство. Поляризатор был настроен в той же плоскости поляризации, что и излучение лазера. Для фокусировки излучения на регистрирующее устройство применялась линза с $f = 1000$ мм. В качестве регистрирующего устройства использовалась система на основе матриц CVM-20000 фирмы CMOSIS.

Изучались слои волокон целлюлозы: толщина 20 мкм, плотность 1 г/см³. Число слоёв варьировалось от 1 до 5 (рис. 5).

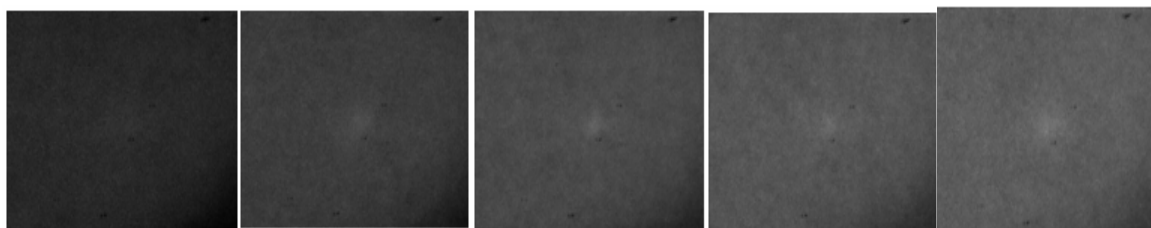


Рис. 5. Регистрация КОР от 1, 2, 3, 4, 5 слоев

Результаты приведены на графиках. При обработке данных применялся медианный фильтр с окном 80.

Зарегистрированное изображение содержало информацию о профиле углового распределения рассеянного назад излучения. Шумы устранялись при помощи аксиального усреднения. Изображение непосредственно с матрицы и после аксиального усреднения показаны на рис. 6.

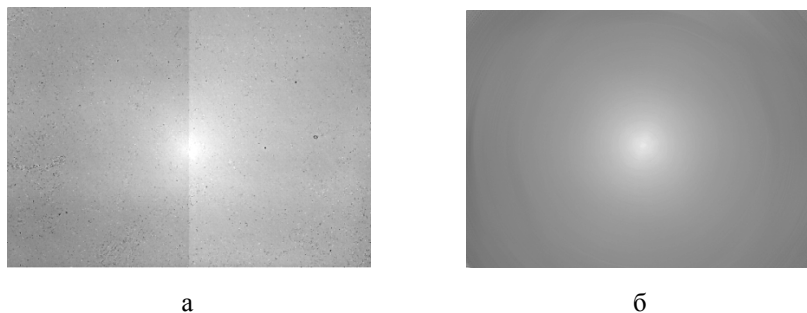


Рис. 6. Изображение от сигнала КОР до и после обработки: а – необработанный кадр, б – кадр после аксиального усреднения

После аксиального усреднения строился профиль когерентного обратного рассеяния. Он показан на рис. 7. На рис. 8 показан пик когерентного рассеяния от плотной и рыхлой пыли, а также 3D-распределение кода яркости для данных образцов. Форма профиля соответствует ожидаемой согласно теоретическим данным, что говорит о корректности работы лабораторной установки и техники проведения эксперимента (рис. 9).

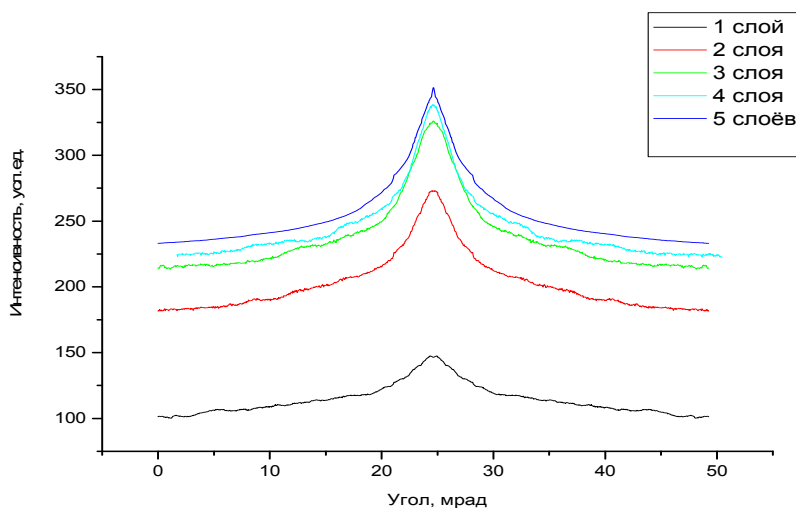


Рис. 7. Угловая зависимость пика обратного рассеяния от количества слоев

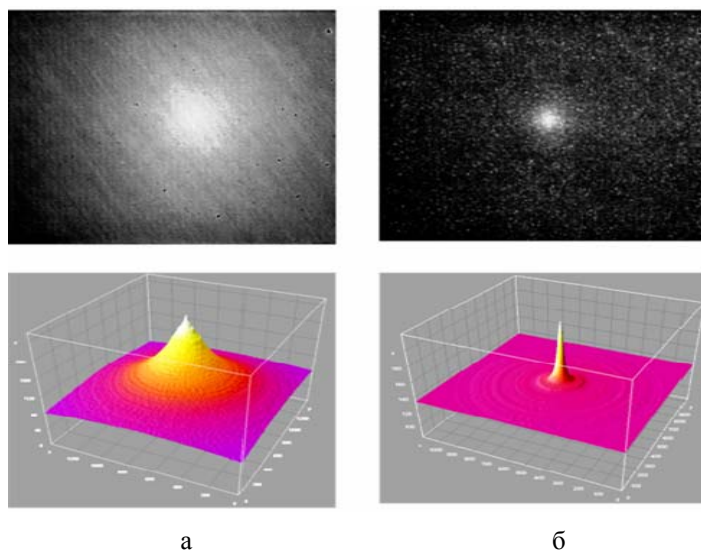


Рис. 8. Изображение от сигнала КОР для плотной и рыхлой пыли: а – плотная пыль, б – рыхлая пыль

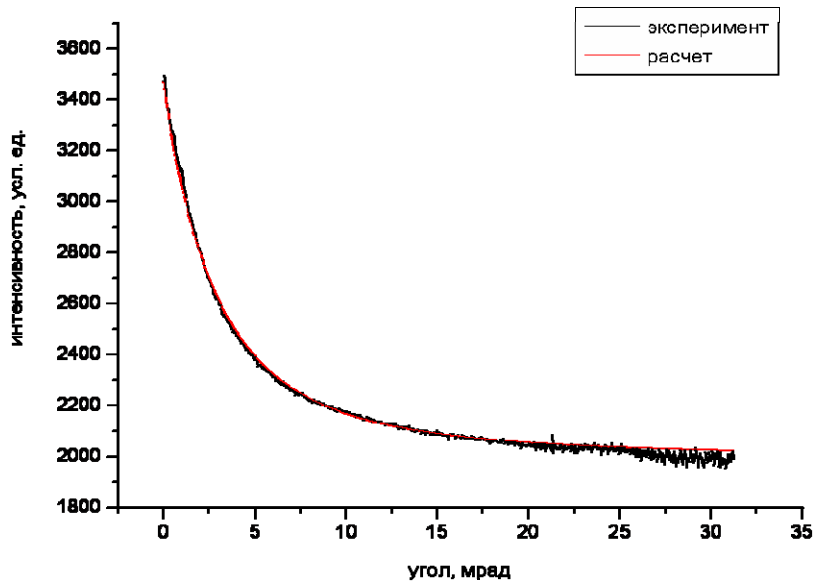


Рис. 9. Сравнение эксперимента с расчётом

Список литературы

1. Coherent backscattering of light - R. Corey, M. Kissner, and P. Saulnier - Am. J. Phys. 63 (6), June 1995.
2. Кокорин Д. И. Диффузия света и когерентное обратное рассеяние в нематических жидких кристаллах: Дисс. канд. ф.-м. наук. М., 2014. С. 88.