

## ЛАЗЕРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

doi: 10.51639/2713-0568\_2022\_2\_2\_21

УДК 535.33, 535.14

ГРНТИ 29.33.49

### Алгоритм определения среднего объёмно-поверхностного диаметра на основе ослабления лазерного излучения на трёх длинах волн

<sup>1</sup> Веденин Е. И., <sup>1\*</sup> Половченко С. В., <sup>1</sup> Сарычев И. А., <sup>2</sup> Чербачи Ю. В.

<sup>1</sup> 353900, Россия, Новороссийск, ул. К. Маркса, 12,  
Новороссийский политехнический институт (филиал) Кубанского государственного  
технологического университета

<sup>2</sup> 353919, Россия, Новороссийск, Мысхакское шоссе 75,  
Филиал Белгородского государственного технологического университета  
им. В. Г. Шухова в г. Новороссийске

e-mail: \* [polosveta@mail.ru](mailto:polosveta@mail.ru)

Воздушные потоки частиц в цементном производстве характеризуются определённым набором параметров, многие из которых взаимосвязаны. Поэтому представляет интерес создание алгоритма обработки результатов многоволнового лазерного зондирования аэрозольных потоков методами спектральной прозрачности на нескольких длинах волн. В рамках теории Ми развит новый подход к решению обратных задач для многоволнового лазерного зондирования полидисперсных аэрозольных потоков с размерами частиц от 0,1 до 5 мкм, позволяющий определять средний объёмно-поверхностный диаметр частиц по сигналам ослабления на трёх длинах волн. А по экспериментально установленной зависимости среднего геометрического размера частиц и среднего геометрического отклонения логарифмически-нормального распределения от среднего объёмно-поверхностного диаметра можно восстанавливать функцию распределения частиц по размерам.

*Ключевые слова:* аэрозольные частицы, цемент, многоволновое лазерное зондирование, метод спектральной прозрачности, теория Ми, лазерное излучение, длина волны.

### Введение

Потоки газа со взвешенными твёрдыми или жидкими частицами широко распространены в промышленности и играют важную роль во многих отраслях современной техники и технологии [1]. В результате разнообразных технологических процессов образуются аэродисперсные потоки, методы и средства контроля и диагностики которых имеют общую физическую основу.

Воздушные потоки частиц в цементном производстве характеризуются определённым набором параметров, многие из которых взаимосвязаны. Для выбора оптимального метода диагностики таких аэродисперсных потоков и его практического применения для измерения концентрации частиц реального цементного аэрозоля необходимо оценить диапазон ожидаемых значений этих параметров. Диаметр частиц цементной пыли лежит в

диапазоне от 1 до 100 мкм [2–4]. Распределение частиц по размерам хорошо описывается логарифмически нормальным законом распределения [5]. Аэрозольные частицы с такими характеристиками в воздушном потоке могут поступать на вход фильтра с концентрацией до 90 г/м<sup>3</sup> [5, 6].

Такие полидисперсные аэрозоли, образующиеся при измельчении материала и выбрасываемые промышленными предприятиями имеют средний объёмно-поверхностный диаметр не более 1 мкм [7]. С другой стороны, значительное влияние поглощения атмосферой излучения на длинах волн более 2 мкм позволяет сделать вывод, что область длин волн более 2 мкм целесообразна для лазерного зондирования непосредственно в технологических потоках предприятий [8, 9].

Поэтому целью работы является создание алгоритма обработки результатов многоволнового лазерного зондирования на лазерной системе для проведения одновременных исследований аэрозольных потоков методами спектральной прозрачности на нескольких длинах волн.

В рамках теории Ми [10, 11] развит новый подход к решению обратных задач для многоволнового лазерного зондирования полидисперсных аэрозольных потоков с размерами частиц от 0,1 до 5 мкм, позволяющий определять средний объёмно-поверхностный диаметр частиц по сигналам ослабления на трёх длинах волн [12–16].

Ранее в [12] была экспериментально установлена зависимость среднего геометрического размера частиц и среднего геометрического отклонения логарифмически-нормального распределения от среднего объёмно-поверхностного диаметра, которая и позволяет решать полуэмпирически обратные задачи лазерного зондирования аэрозольных потоков и восстанавливать функцию распределения частиц по размерам [17].

## 1. Метод модифицированной спектральной прозрачности

Физическая модель метода модифицированной спектральной прозрачности основана на взаимодействии монохроматического излучения с полидисперсной средой по теории Ми и сохранения инвариантности усредненного фактора эффективности ослабления относительно вида функции распределения частиц по размерам [18–20].

Этот метод применяется для определения среднего размера и концентрации [21]. Но если учесть, что производства, в технологическом процессе которых используется механическая активация, применяют однотипное оборудование, то модифицированный метод спектральной прозрачности позволяет восстанавливать функцию распределения частиц по размерам, зная априорно вид этой функции и зависимость её параметров от среднего размера [7, 12, 22].

Определение функции распределения частиц по размерам аэрозоля методом спектральной прозрачности сводится к измерению оптической плотности аэрозольной среды на нескольких длинах волн и расчёту усреднённых факторов эффективности ослабления для этих длин волн. Частное экспериментально измеренных оптических плотностей на двух длинах волн равно частному усреднённых факторов эффективности ослабления, и представляет собой функцию среднего объёмно-поверхностного размера частиц [21]:

$$\frac{\tau_{\lambda i}}{\tau_{\lambda j}} = \frac{\bar{Q}(\delta_{32}, \lambda_i, m)}{\bar{Q}(\delta_{32}, \lambda_j, m)} = F(\delta_{32}), \quad (1)$$

где  $\tau_{\lambda}$  – спектральная оптическая плотность;  $\lambda$  – длина волны зондирующего излучения;  $\bar{Q}(\delta_{32}, \lambda_i, m)$  – усреднённый фактор эффективности ослабления;  $\delta_{32}$  – средний объёмно-поверхностный диаметр частиц;  $m$  – комплексный показатель преломления материала частиц.

Усреднённый фактор эффективности ослабления определяется, как и в [14]. Диапазон измерений средних размеров частиц зависит от выбора длин волн зондирующего излучения. При знании априори диапазона возможных средних размеров частиц, длины волн зондирующего излучения должны находиться вблизи следующих значений [14]:

$$\lambda^{\min} = \pi \delta_{32}^{\min} \left( \frac{|m|^2 - 1}{|m|^2 + 3} \right), \quad \lambda^{\max} = \pi \delta_{32}^{\max} \left( \frac{|m|^2 - 1}{|m|^2 + 3} \right), \quad (2)$$

где  $m$  – показатель преломления вещества аэрозольного материала.

Ранее, в [12] было получено среднее значение комплексного показателя преломления  $m = 1,690 - 0,013i$ . В силу возможного варьирования процентного содержания составляющих цемента, комплексный показатель преломления цемента может несколько изменяться. Поскольку для аэрозоля с размерами менее 5 мкм показатель поглощения практически не влияет на значение коэффициента ослабления лазерного излучения, становится ясно, что фиксированное значение комплексного показателя преломления в виде найденного среднего значения не должно приводить к увеличению погрешности измерений и расчётов.

Исследование трансформации 120 функций распределения частиц по размерам реального цементного потока, описанное в [14], показало, что после прохождения последней ступени очистки распределение частиц по размерам характеризуется средним объёмно-поверхностным диаметром, лежащим в диапазоне от 0,37 до 0,51 мкм [14, 22]. По формуле (2), определим, что длины волн лазерного излучения должны находиться вблизи границ промежутка 0,375...0,513 мкм. Для исследования были выбраны три полупроводниковых лазера с длинами волн 405, 532 и 650 нм.

Этот метод [21] имеет достаточно простую аппаратную реализацию и позволяет диагностировать потоки большой оптической плотности [12, 16, 20].

## 2. Алгоритм обработки сигнала

Лазерное излучения на выбранных длинах волн проходит через аэрозольный поток и ослабляется по закону Бугера- Ламберта- Беера [10]:

$$I = I_0 e^{-\tau_\lambda}, \quad (3)$$

где  $I$  – интенсивность излучения, прошедшего через аэрозольный поток;  $I_0$  – интенсивность излучения, вошедшего в аэрозольный поток;  $\tau_\lambda$  – оптическая плотность.

В выражении (1) оптическая плотность  $\tau_\lambda$  определяется из выражения (3). Зная зависимости концентрации аэрозольных частиц в потоке от времени и функции распределения частиц по размерам исследуемого аэрозоля в каждый момент времени после инъекции, можно рассчитать усреднённый фактор эффективности ослабления  $\bar{Q}(\delta, \lambda, m)$  как в [14]. Графики зависимости отношений усреднённых факторов эффективности  $[\bar{Q}(\lambda_i)/\bar{Q}(\lambda_j)]$  от  $\delta_{32}$  для трёх длин волн приведены на рис. 1.

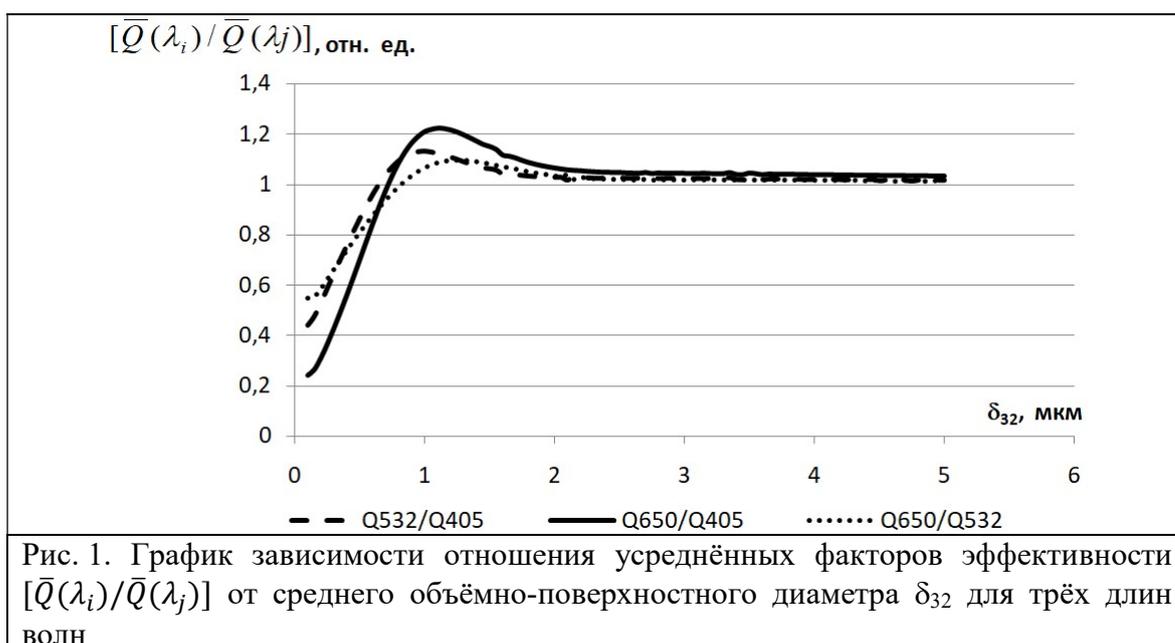
По графикам зависимостей на рис. 1 видно, что участки монотонного возрастания до первой точки максимума отношений  $[\bar{Q}(\lambda_i)/\bar{Q}(\lambda_j)]$  приходятся на размер частиц, соответствующий выходу рукавного фильтра [7].

В экспериментах по измерению оптической плотности  $\tau_\lambda$  с помощью измерителя спектральной прозрачности определялись сигналы ослабления для трёх длин волн  $U_{\text{осл}}(\lambda_i, t)$  и опорные сигналы  $U_{\text{оп}}(\lambda_i, t)$ .

Сигнал ослабления  $U_{\text{осл}}(\lambda_i, t)$ , рассчитывается по формуле

$$U_{\text{осл}}(\lambda_i, t) = A_{\text{осл}}(\lambda_i, t) \cdot I(\lambda_i, t), \quad (4)$$

где  $A_{\text{осл}}(\lambda_i, t)$  – аппаратная функция  $i$ -го канала ослабления;  $I(\lambda_i, t)$  – интенсивность излучения, прошедшего через аэрозольный поток.



Для нормировки измеренных сигналов были использованы значения сигналов опорных каналов  $U_{\text{оп}}(\lambda_i, t)$ . Для опорного канала выражение (4) принимает вид

$$U_{\text{оп}}(\lambda_i, t) = A_{\text{оп}}(\lambda_i, t) \cdot I_0(\lambda_i),$$

где  $A_{\text{оп}}(\lambda_i, t)$  – аппаратная функция  $i$ -го опорного канала;  $I_0(\lambda_i)$  – интенсивность излучения, вошедшего в аэрозольный поток.

С учётом (3) выражение (4) для сигнала ослабления  $U_{\text{осл}}(\lambda_i, t)$  принимает вид

$$U_{\text{осл}}(\lambda_i, t) = A_{\text{осл}}(\lambda_i, t) \cdot I_0(\lambda_i) \cdot e^{-\tau\lambda_i},$$

Нормировка сигналов производится определением отношения (6) к (5):

$$\frac{U_{\text{осл}}(\lambda_i, t)}{U_{\text{оп}}(\lambda_i, t)} = \frac{A_{\text{осл}}(\lambda_i, t) \cdot I_0(\lambda_i)}{A_{\text{оп}}(\lambda_i, t) \cdot I_0(\lambda_i)} e^{-\tau\lambda_i}.$$

После преобразований выражение (7) принимает вид

$$\frac{U_{\text{осл}}(\lambda_i, t)}{U_{\text{оп}}(\lambda_i, t)} = \left( \frac{A_{\text{осл}}(\lambda_i, t)}{A_{\text{оп}}(\lambda_i, t)} \right) \cdot e^{-\tau\lambda_i}.$$

При выполнении экспериментов измеряются  $U_{\text{осл}}(\lambda_i, t)$  и  $U_{\text{оп}}(\lambda_i, t)$ . В начальный момент времени измерений концентрация равна нулю, так как отсутствует аэрозольный материал в воздушном потоке. Поэтому сигнал ослабления в начальный момент времени, т. е. до момента инъекции аэрозольного материала равен

$$U_{\text{осл}0}(\lambda_i, t) = A_{\text{осл}}(\lambda_i, t) \cdot I_0(\lambda_i), \quad (5)$$

а опорный сигнал равен

$$U_{\text{оп}0}(\lambda_i, t) = A_{\text{оп}}(\lambda_i, t) \cdot I_0(\lambda_i). \quad (6)$$

Разделив (5) на (6) получим

$$\frac{A_{\text{осл}}(\lambda_i, t)}{A_{\text{оп}}(\lambda_i, t)} = \frac{U_{\text{осл}0}(\lambda_i, t)}{U_{\text{оп}0}(\lambda_i, t)}.$$

Тогда

$$\frac{U_{\text{осл}}(\lambda_i, t)}{U_{\text{оп}}(\lambda_i, t)} = \left( \frac{U_{\text{осл}0}(\lambda_i, t)}{U_{\text{оп}0}(\lambda_i, t)} \right) \cdot e^{-\tau\lambda_i}.$$

Из этого выражения и определяется оптическая плотность на каждой длине волны. Величина  $\tau_{\lambda_i}$  для экспериментальных зависимостей находится по формуле

$$\tau_{\lambda_i} = \ln \left( \frac{U_{\text{осл}}(\lambda_i, t)}{U_{\text{осл}0}(\lambda_i, t)} \cdot \frac{U_{\text{оп}0}(\lambda_i, t)}{U_{\text{оп}}(\lambda_i, t)} \right). \quad (7)$$

## 2. Результаты обработки экспериментальных сигналов

Эксперименты с фотоприёмником спектральной прозрачности проводились следующим образом. В лабораторных условиях создан специальный пылевой стенд для физического моделирования аэродисперсных потоков с параметрами близкими к реальным промышленным потокам. Для обеспечения равномерности распределения полидисперсного аэрозоля в потоке была выбрана схема стенда в виде замкнутого контура [23]. Для контроля концентрации и дисперсности аэрозоля в потоке использовались интегральные методы лазерного зондирования на основе теории рассеяния Ми [24]. При этом инъекция аэрозольного материала (порошка) осуществлялась непосредственно в поток в импульсном режиме [25]. Вначале стенд продувается чистым воздухом в течение 15 минут. Параллельно наблюдаются сигналы фотоприёмника интегрального светорассеяния, который к концу продувки начинает колебаться около нуля. Это означает, что концентрация аэрозоля в газоходу близка к нулю. Потом взвешивается навеска пыли массой 10 г на аналитических весах ВЛР-200. С помощью импульсного генератора [14, 25] в заданный момент времени происходит инъекция цементного порошка в газоход с потоком чистого воздуха. В течение нескольких секунд после инъекции аэрозоля в поток происходит его релаксация (равномерное распределение по всему объёму газохода), после чего установка готова к проведению измерений [15, 20]. Значения полученных в результате экспериментов сигналов показаны на рис. 2. Канал 1, 2, 3 отображает значения сигналов фотоприёмника интегрального светорассеяния, каналы 4, 5, 6 – опорные каналы, каналы 7, 8, 9 – значения сигналов измерителя спектральной прозрачности.

Рассмотрим подробно методику обработки сигналов ослабления. Графики зависимостей сигналов ослабления от времени в ходе эксперимента представлены на рис. 3. На рис. 3 графики от начала записи сигналов имеют вид прямых линий, так как в стенде циркулирует чистый воздушный поток. Через 300 секунд после начала записи производится импульсная инъекция, что сразу отражается на сигналах ослабления. Происходит ослабление лазерного излучения, которое регистрируется в виде изменения напряжения на входе АЦП. Со временем сигнал постепенно возвращается на уровень до инъекции. Когда такой момент наступает, можно сказать о том, что концентрация аэрозольных частиц в стенде ниже предела чувствительности измерителя спектральной прозрачности. Такое состояние является завершением эксперимента. На рис.4 приведены результаты расчёта отношений  $[U_{\text{осл}}(\lambda_i, t)/U_{\text{оп}}(\lambda_i, t)]$  на трёх длинах волн как и на рис. 3 для тех же длин волн лазерного излучения.

Для решения обратной задачи и нахождению величины  $\tau_{\lambda_i}$  необходимо нормировать все сигналы спектральной прозрачности с соответствующими сигналами опорных каналов.

Полученные значения  $[U_{\text{осл}}(\lambda_i, t)/U_{\text{оп}}(\lambda_i, t)]$  необходимо привести к соизмеряемым величинам, для чего определяем отклонение  $U_{\text{ср}}(\lambda_i)$  от 1 для каждого графика до начала инъекции. Результаты  $y = [U_{\text{осл}}(\lambda_i, t)/U_{\text{оп}}(\lambda_i, t)] - U_{\text{ср}}(\lambda_i)$  показаны на рис. 5.

Считаем концом участка расчётов момент, когда производная сигнала ослабления по времени меньше заданного числа  $\varepsilon$

$$\frac{\Delta U_{\text{осл}}(\lambda_i, t)}{\Delta t} < \frac{\varepsilon}{U_0(\lambda_i)}.$$

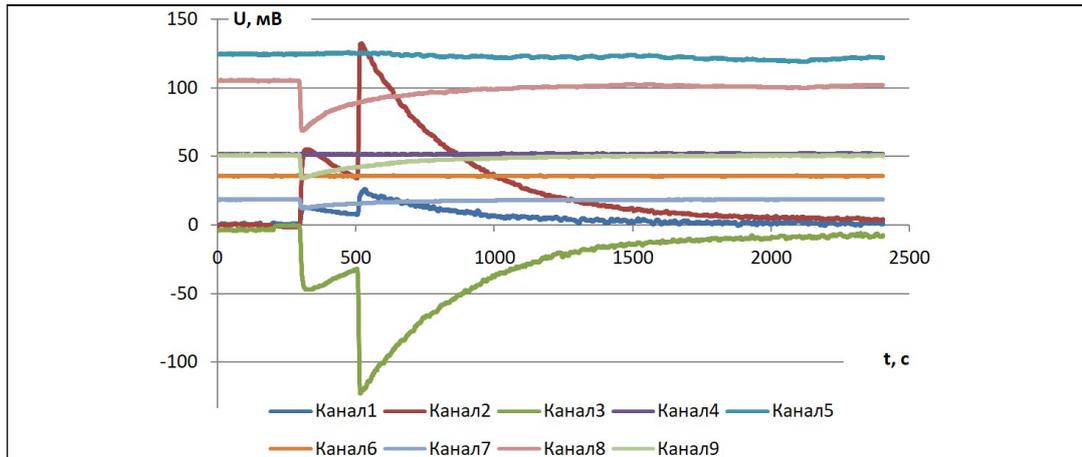


Рис. 2. Результаты первоначальных экспериментальных измерений для фотоприёмников интегрального светорассеяния и спектральной прозрачности

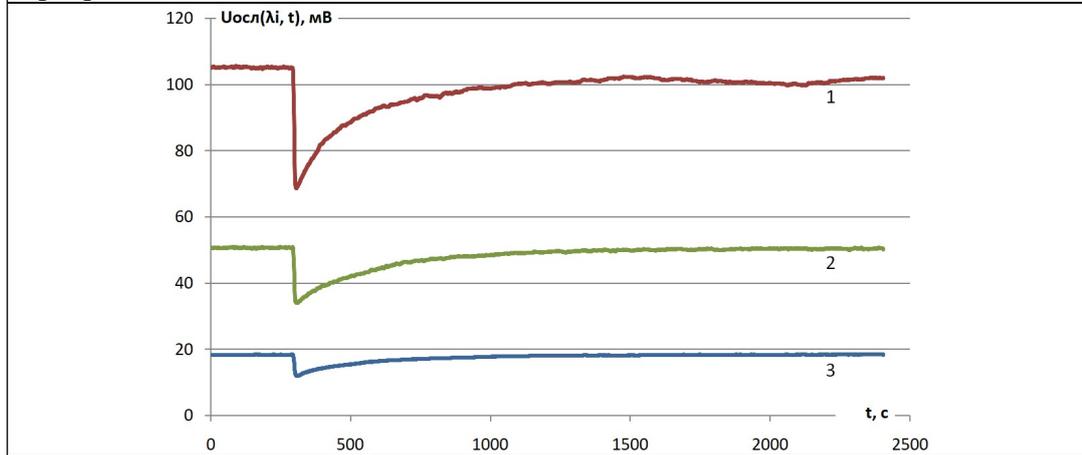


Рис. 3. Зависимость сигналов ослабления от времени при проведении эксперимента на трёх длинах волн. Здесь и всюду далее: 1 красный – 405 нм, 2 зеленый – 532 нм и 3 синий – 650 нм

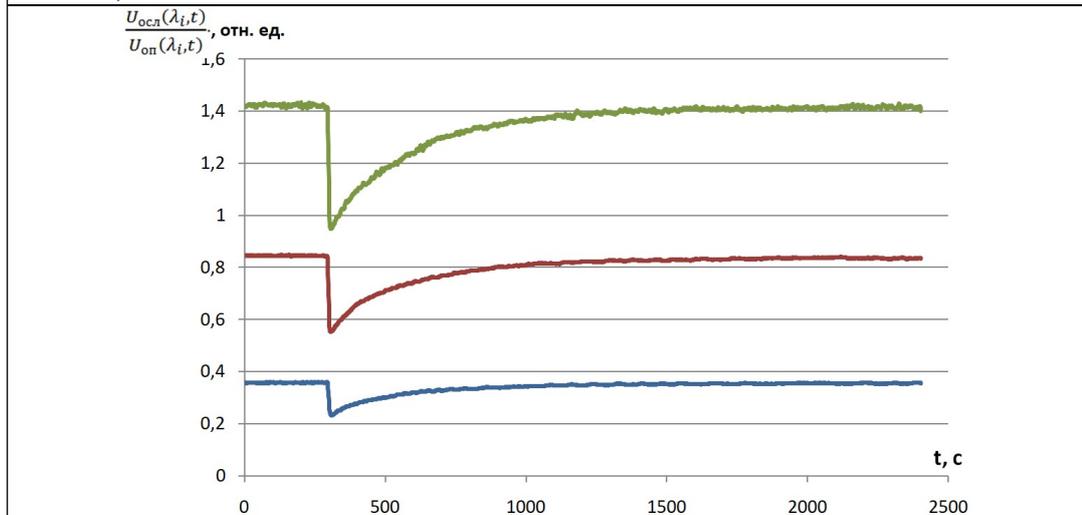
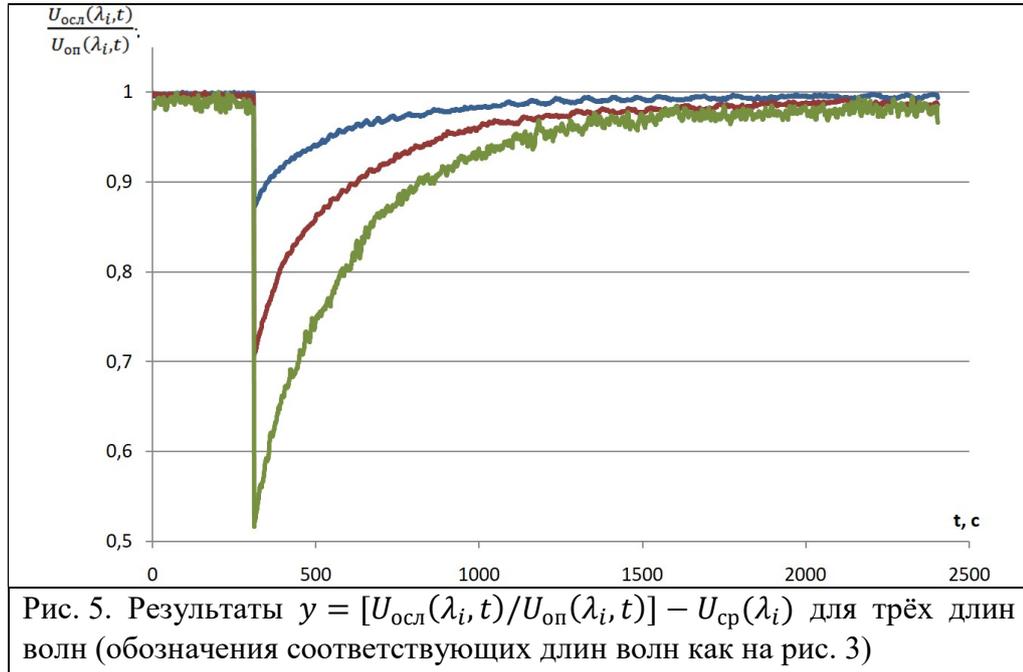


Рис. 4. Результаты расчёта отношений  $\frac{U_{осл}(\lambda_i, t)}{U_{оп}(\lambda_i, t)}$  на трёх длинах волн (обозначения соответствующих длин волн как на рис. 3)



Таким образом, определяем  $t_2$ , находим  $\Delta U(\lambda_i, t_2)$ - величину отклонения  $y = [U_{\text{осл}}(\lambda_i, t)/U_{\text{оп}}(\lambda_i, t)] - U_{\text{ср}}(\lambda_i)$  от горизонтальной асимптоты  $y = 1$ . Полученную ошибку измерений выравниваем, используя поправочный коэффициент

$$U_{\text{попр}}(\lambda_i, t) = \frac{\Delta U(\lambda_i, t_2)}{t_2 - t_1}(t - t_1).$$

Выровненные подобным образом графики приводим к одной точке минимума.

Величина  $\tau_{\lambda_i}$  для экспериментальных зависимостей находится по формуле (7). После применения формулы (7) значения экспериментально измеренной оптической плотности принимает вид как на рис. 6. По графикам на рис. 6 нетрудно заметить, что до инъекции величина  $\tau_{\lambda_i}$  колеблется около нуля, а после инъекции резко меняется, и со временем плавно возвращается к нулевому значению. При этом наблюдается эффект, при котором величина  $\tau_{\lambda_i}$  на разных длинах волн убывает с разной скоростью. Величина  $\tau_{\lambda_i}$  для длины волны лазерного излучения 650 нм убывает быстрее, чем величины  $\tau_{\lambda_i}$  для длин волн 532 и 405 нм. На этом основано определение среднего объёмно-поверхностного диаметра  $\delta_{32}$ . Отношение усреднённых факторов эффективности  $[\bar{Q}(\lambda_i)/\bar{Q}(\lambda_j)]$  на разных длинах волн лазерного излучения есть некоторая функция  $F(\delta_{32})$  [17]. В [15, 26] было показано, как меняется функция распределения частиц по размерам от времени после инъекции. Для каждого момента времени после инъекции была рассчитана величина  $\delta_{32}$  и величина  $\bar{Q}(\delta_{32}, \lambda_i, m)$  для каждой ФРЧ. Так как величина  $\bar{Q}(\delta_{32}, \lambda_i, m)$  зависит от длины волны лазерного излучения, то для каждого значения  $\delta_{32}$  получили три значения величины  $\bar{Q}(\delta_{32}, \lambda_i, m)$ . По полученным усредненным факторам эффективности ослабления была построена зависимость  $F(\delta_{32})$  по формуле (1). График зависимости  $[\bar{Q}(\lambda_i)/\bar{Q}(\lambda_j)]$  от  $\delta_{32}$  приведён на рис. 7. По графикам на рис. 7 видно, что зависимость отношения величин  $[\bar{Q}(\lambda_i)/\bar{Q}(\lambda_j)]$  от  $\delta_{32}$  в диапазоне от 0,1 до 1 мкм экспоненциально возрастает. Для функции распределения частиц по размерам на выходе исправного рукавного фильтра величина  $\delta_{32}$  составляет 0,43 мкм [12]. Следовательно, можно применять этот метод спектральной прозрачности для мониторинга исправной работы рукавного фильтра.

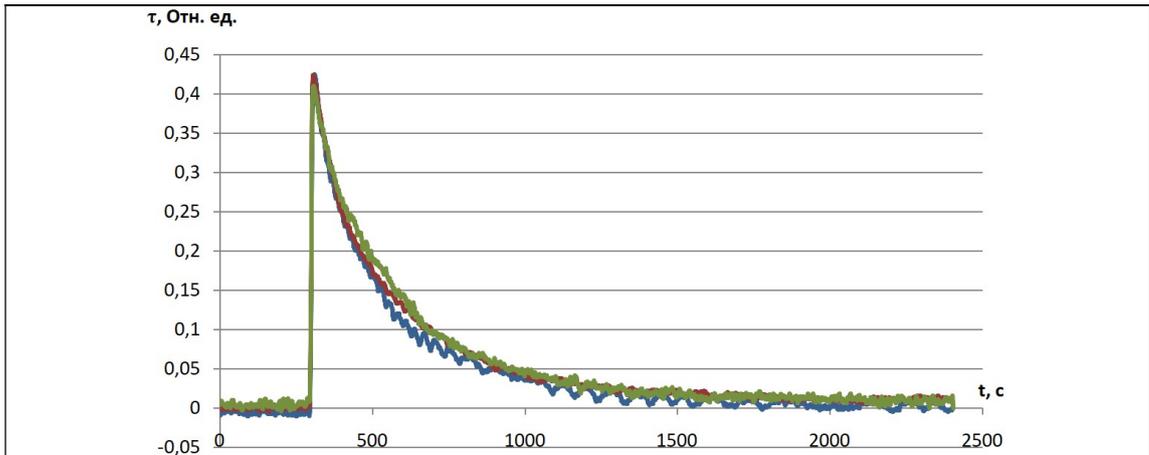


Рис. 6. Зависимость величины  $\tau_{\lambda_i}$  на трёх длинах волн от времени (обозначения как и на рис. 3)

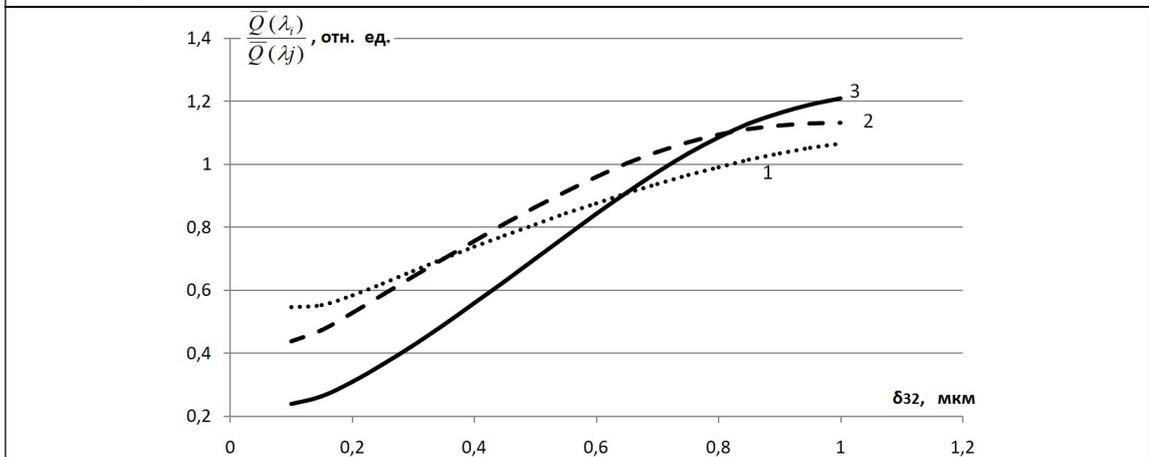


Рис. 7. График зависимости  $[\bar{Q}(\lambda_i)/\bar{Q}(\lambda_j)]$  от  $\delta_{32}$  для трёх длин волн: 1 –  $Q_{650}/Q_{532}$ , 2 –  $Q_{532}/Q_{405}$ , 3 –  $Q_{650}/Q_{405}$

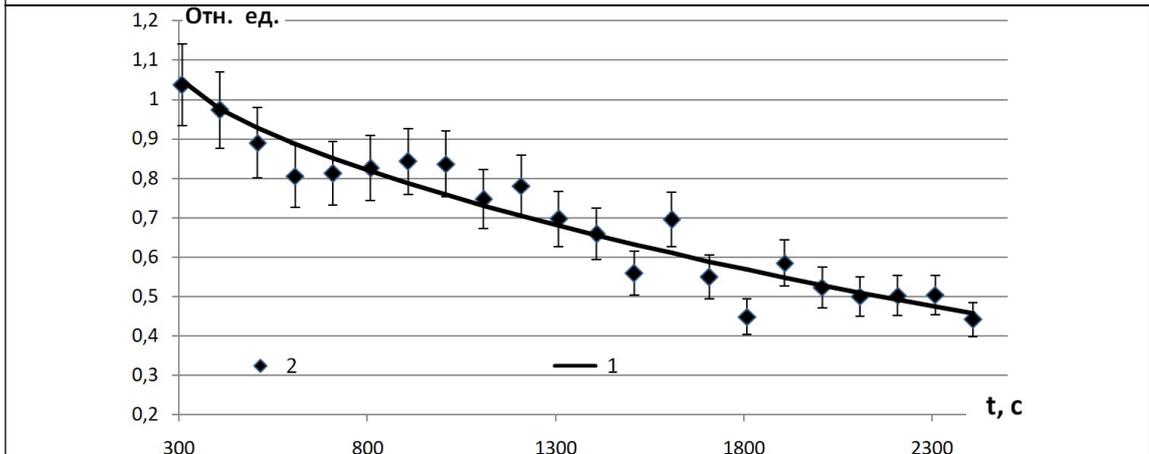


Рис. 8. Графики зависимости отношения  $[\bar{Q}(\delta_{32}, 650, m)/\bar{Q}(\delta_{32}, 405, m)]$  (1) и  $\tau_{650}/\tau_{405}$  (2) от времени после импульсной инжекции

Затем было сопоставлено отношение  $[\bar{Q}(\lambda_i)/\bar{Q}(\lambda_j)]$  с экспериментально измеренным отношением  $\tau_{\lambda_i}/\tau_{\lambda_j}$ . На рис. 8 показаны графики рассчитанного отношения  $[\bar{Q}(\delta_{32}, 650, m)/\bar{Q}(\delta_{32}, 405, m)]$  и измеренного отношения  $\tau_{650}/\tau_{405}$ .

По графикам на рис. 8 нетрудно заметить, что расчетное отношение  $\bar{Q}_{\lambda i}/\bar{Q}_{\lambda j}$  и экспериментальное отношение  $\tau_{\lambda i}/\tau_{\lambda j}$  совпадают в пределах заданной погрешности. Таким образом, по измеренному отношению оптических плотностей  $\tau_{\lambda i}/\tau_{\lambda j}$ , находим отношение усреднённых факторов эффективности ослабления  $\bar{Q}_{\lambda i}/\bar{Q}_{\lambda j}$  и определяем величину  $\delta_{32}$ , пользуясь графиком на рис. 8.

### 3. Заключение

Полученные результаты показывают хорошую работу предложенного алгоритма обработки сигналов ослабления лазерного излучения на трёх длинах волн в аэрозольном потоке. А предложенный ранее [11] полуэмпирический метод определения среднего объёмно-поверхностного диаметра по сигналам ослабления и рассеяния на трёх длинах волн позволяет оценить параметры функции распределения аэрозольных частиц по размерам.

Измерения оптической плотности лазерного излучения в аэрозольном потоке в реальном времени позволили получить значение среднего объёмно-поверхностного диаметра частиц в хорошем согласии с результатами численного моделирования [11, 13] и реализовать этот метод в виде лазерного сенсора [27–29].

Таким образом, для контроля и диагностики аэрозольных потоков возможно применение метода спектральной прозрачности для определения среднего объёмно-поверхностного диаметра по сигналам ослабления на трёх длинах волн и восстановление функции распределения аэрозольных частиц по размерам.

### Конфликт интересов

Авторы статьи заявляют, что у них нет конфликта интересов по материалам данной статьи с третьими лицами, на момент подачи статьи в редакцию журнала, и им ничего не известно о возможных конфликтах интересов в настоящем со стороны третьих лиц.

### Список литературы

1. Грин Х., Лейн В. Аэрозоли – пыли, дымы и туманы – Л.: Издательство «Химия», Ленинградское отделение, 1969 – 428 с.
2. Справочник по пыле- и золоулавливанию./ Под ред. Русанова А. А. М.: Энергоатомиздат, 1983. 312 с.
3. Уорк К., Уорнер С. Загрязнение воздуха. Источники и контроль. - М.: Мир, 1980 – 370 с.
4. Тимашев В. В., Цернес Р. Я. Зависимость прочности сепарированных цементов от их дисперсности// Цемент – 1972. № 2. – С. 15–16.
5. Алиев Г. М.-А. Техника пылеулавливания и очистки промышленных газов. – М.: Металлургия, 1986. 544 с.
6. Лапшин А. Б. Технология обеспыливания в производстве цемента. – Новороссийск.: Стромэкология, 1995. 150 с.
7. Веденин Е. И., Половченко С. В., Чартий П. В., Шеманин В. Г. Изменение функции распределения частиц по размерам при различных режимах работы пылеулавливающего оборудования // Безопасность в техносфере. 2016. № 1(58). С. 41–47.
8. Привалов В. Е., Чербачи Ю. В., Шеманин В. Г. Влияние пропускания атмосферы на точность лидарного измерения мощности рассеяния Ми частицами аэрозоля. //Измерительная техника. 2022. № 1. С. 30–34.

9. Каунов В. С., Чартий П. В., Шеманин В. Г. Компьютерное моделирование трансформации спектров размеров частиц в промышленных выбросах с учётом динамики влияющих параметров // Известия высших учебных заведений. Физика. 2015. Т. 58. № 11-2. С. 26–30.
10. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами – М.: Мир, 1986. – 664 с.
11. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир. 1987. 550 с.
12. Половченко С. В., Привалов В. Е., Чартий П. В., Шеманин В. Г. Восстановление функции распределения частиц по размерам на основе данных многоволнового лазерного зондирования. // Оптический журнал. 2016. Т. 83. № 5. С. 43–49.
13. Privalov V. E., Dyachenko V. V., Shemanin V. G. Laser ranging of the atmospheric aerosol and determination of its disperse composition // IEEE Xplore Digital Library, 2019. 3 p. doi: 10.1109/EEEx Polytech.2019.8906882.
14. Половченко С. В., Сарычев И. А., Чартий П. В., Шеманин В. Г. Экспериментальные исследования функции распределения частиц по размерам в полидисперсных аэрозольных потоках методами лазерного зондирования: монография ISBN 978-5-94215-535-3.– Краснодар :Изд- во Экоинвест, 2020. – 137 с.
15. Половченко С. В., Роговский В. В., Чартий П. В., Шеманин В. Г. Лазерная диагностика релаксационных аэродисперсных потоков. // Научно-технический вестник Поволжья. 2013. № 2. С. 41-43.
16. Дьяченко В. В., Чартий П. В., Шеманин В. Г. Лазерный мониторинг атмосферного воздуха и техногенных аэродисперсных потоков. // Электронный сетевой политематический журнал "Научные труды КубГТУ". 2017. № 7. С. 539–547.
17. Дьяченко В. В., Шеманин В. Г. Лазерные системы в экологическом мониторинге окружающей среды и контроле технологической деятельности предприятий. //Экология и промышленность России. 2021. Т. 25. № 10. С. 36–42.
18. Архипов В. А. Лазерные методы диагностики гетерогенных потоков. – Томск: Изд-во Том. Ун-та, 1987. – 140 с.
19. Пришивалко А. П., Науменко Е. К. Рассеяние света сферическими частицами и полидисперсными средами. // Препринт ИФ АН БССР. Ч. 1 Минск, 1972. 61 с.
20. Половченко С. В., Чартий П. В. Исследование релаксационных аэродисперсных потоков интегральными методами лазерного зондирования. // Фундаментальные исследования. 2014. № 11-8. С. 1717–1722.
21. Архипов В. А., Ахмадеев И. Р., Бондарчук С. С., Ворожцов Б. И., Павленко А. А., Потапов М. Г. Модифицированный метод спектральной прозрачности измерения дисперсности аэрозолей. // Оптика атмосферы и океана. 2007. Т. 20. № 1. С. 48–52.
22. Половченко С. В., Чартий П. В. Восстановление функции распределения частиц по размерам с использованием методов лазерного зондирования. //Безопасность в техносфер.2014. Т. 3. № 6. С. 37–42.
23. Чукардин В. Е., Чартий П. В. Стенд для моделирования промышленного пылегазового потока. // Безопасность жизнедеятельности. 2003. № 9. С. 50.
24. Privalov V. E., Charty P. V., Shemanin V. G. Polydisperse aerosol in air flow Mi scattering indicatrix experimental studies. // В сборнике: Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering. Lasers for Measurements and Information Transfer 2004. Сер. "Lasers for Measurements and Information Transfer 2004" sponsors: SPIE Russia Chapter; editors: V. E. Privalov, Baltic State Technical University, Russian Federation. St. Petersburg, 2004. С. 242–250.
25. Privalov V. E., Charty P. V., Shemanin V. G. Optical properties of polydisperse aerosol in air flows at their pulse generation studies. // В сборнике: Proceedings of SPIE - The International

Society for Optical Engineering. Lasers for Measurements and Information Transfer 2004. Сер. "Lasers for Measurements and Information Transfer 2004" sponsors: SPIE Russia Chapter; editors: V. E. Privalov, Baltic State Technical University, Russian Federation. St. Petersburg, 2004. С. 251–259.

26. Привалов В. Е., Половченко С. В., Чартий П. В. Экспериментальное зондирование промышленных аэродисперсных потоков. // Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. Физико-математические науки. 2014. № 4 (206). С. 64–73.

27. Веденин Е. И., Чартий П. В., Шеманин В. Г. Численное моделирование аэрозольных потоков с помощью лазерного сенсора. // Известия высших учебных заведений. Физика. 2015. Т. 58. № 11-2. С. 10–14.

28. Веденин Е. И., Чартий П. В., Шеманин В. Г. Устройство для контроля параметров аэрозольных потоков. Патент РФ на полезную модель № 159104 G01N15/02. 2016. Бюл. № 3.

29. Веденин Е. И., Чартий П. В., Шеманин В. Г. Лазерная система предупреждения аварийных выбросов промышленных аэрозолей в атмосферу. // Известия высших учебных заведений. Физика. 2013. Т. 56. № 8-3. С. 278-280.

#### **Algorithm for determining the average volume-surface diameter based on the extinction of laser radiation at three wavelengths**

<sup>1</sup> Vedenin E. I., <sup>1\*</sup> Polovchenko S. V., <sup>1</sup> Sarychev I. A., <sup>2</sup> Cherbachi Yu. V.

<sup>1</sup> 353900, Russia, Novorossiysk, 12 K. Marx st.,  
 Novorossiysk Polytechnic Institute (branch) of the Kuban State Technological University  
<sup>2</sup> 353919, Russia, Novorossiysk, Myskhakskoe shosse 75,  
 Branch of the Belgorod State Technological University. V. G. Shukhov in Novorossiysk

Air flows of particles in cement production are characterized by a certain set of parameters, many of which are interrelated. Therefore, it is of interest to develop an algorithm for processing the results of multiwavelength laser ranging of aerosol flows using spectral transparency methods at several wavelengths. Within the framework of the Mie theory, a new approach has been developed for solving inverse problems for multiwavelength laser ranging of polydisperse aerosol flows with particle sizes from 0.1 to 5  $\mu\text{m}$ , which makes it possible to determine the average volume-surface particle diameter from extinction signals at three wavelengths. And according to the experimentally established dependence of the average geometric particle size and the average geometric deviation of the logarithmic-normal distribution on the average volume-surface diameter, it is possible to restore the particle size distribution function.

*Keywords:* aerosol particles, cement, multiwavelength laser ranging, spectral transparency method, Mie theory, laser radiation, wavelength.