

## Быстродействующий двухканальный анализатор оптически плотных выбросов аэрозолей на основе диодных оптопар с длиной волны 0.65 и 3.4 микрона

© А.В. Загнитько, В.В. Пименов, С.Е. Сальников, Д.Ю. Федин, В.И. Алексеев, И.Д. Мацуков, С.М. Вельмакин, Н.П. Зарецкий, Е.В. Черненко

Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“,  
123182 Россия, Москва  
e-mail: azagnitko@yandex.ru

Поступило в Редакцию 21 октября 2022 г.

В окончательной редакции 22 декабря 2022 г.

Принято к публикации 22 декабря 2022 г.

Разработан двухканальный анализатор оптически плотных пожароопасных аэрозольных потоков на основе двух параллельных диодных оптопар с длиной волны электромагнитного излучения  $\lambda = 0.65$  и  $3.4 \mu\text{m}$ , быстродействием  $\tau \leq 0.05 \text{ s}$  и передачей оцифрованных данных на удаленный до 1200 м сервер через интерфейс RS-485. Описаны его конструкция и характеристики в процессе детектирования потоков частиц диаметром от 0.2 до  $5000 \mu\text{m}$  с оптической плотностью  $D \leq 3.5$ . Показано, что рассчитанные на основе теории рассеивания излучения Ми величины отношения коэффициентов ослабления волн с  $\lambda = 0.65$  и  $3.4 \mu\text{m}$  от размера капель согласуются с экспериментальными. Созданный анализатор аэрозолей может быть использован при экспресс анализе техногенных воздушнокапельных выбросов топливных жидкостей и для разработки крупномасштабных генераторов взрывного типа при создании импульсных барьеров из облаков тонкодисперсного аэрозоля в атмосфере.

**Ключевые слова:** анализатор аэрозолей, быстродействие, диодные оптопары, инфракрасное и видимое излучение, коэффициент ослабления, оптически плотные выбросы, теория рассеивания Ми, топливные жидкости.

DOI: 10.21883/JTF.2023.02.54494.236-22

### Введение

Экспресс анализ оптически плотных аэрозольных выбросов в атмосферу и разработка генераторов взрывного типа для быстрого создания крупномасштабных барьеров из тонкодисперсных капель на пути распространения токсичных и горючих облаков представляет интерес для систем промышленной безопасности объектов, получения и хранения топливных жидкостей (керосин, бензин, мазут, дизельное топливо (ДТ), нефть, гептил, спирт и т.п.). При техногенных выбросах горючего в виде струй и проливах на грунт велика вероятность образования взрывопожароопасных топливовоздушных смесей (ТВС) объемом более  $10^4 \text{ m}^3$  [1–5].

Закономерности образования ТВС и дальнейшей их трансформации характеризуются большим числом переменных параметров, которые определяются как свойствами газокapельной фазы, так и внешней среды и обладают рядом особенностей, таких как высокая скорость выброса жидкостей, малое время образования крупномасштабных облаков, нестационарность процессов эволюции полидисперсного аэрозоля в условиях аэродинамического дробления, кавитации и испарения капель, турбулентной коагуляции и седиментации [5–8].

Анализ выбросов ТВС достаточно сложен, поскольку необходимо измерять флуктуирующие характеристики

частиц с передачей данных на удаленный сервер, а устройства для их сканирования должны иметь быстродействие  $\tau \leq 0.1 \text{ s}$ , функционировать при скорости газокapельных потоков до сотен метров в секунду и обладать устойчивостью к импульсному воздействию избыточного ( $> 10^5 \text{ Па}$ ) давления газа [1–10].

Известно, что для экспресс анализа крупномасштабных ТВС разработаны одноканальные и двухканальные лазерные анализаторы аэрозольных потоков (оптроны) с инерционным сепаратором капель диаметром  $d > 15\text{--}20 \mu\text{m}$  и длиной волны излучения  $\lambda = 0.6\text{--}0.7 \mu\text{m}$  [3,4]. Данные устройства позволяют измерять с  $\tau \leq 0.05 \text{ s}$  динамические значения оптической плотности  $D = \lg(I_0/I) \leq 3.5$  и удельной поверхностной концентрации капель  $S = \pi \langle d^2 \rangle N \text{ (m}^2/\text{m}^3\text{)}$ , а также величины их среднеквадратичного отклонения при объемной концентрации капель менее 0.1% об. Здесь  $I_0$  и  $I$  — интенсивности излучения без присутствия и при наличии ТВС соответственно в оптическом канале оптрона;  $\langle d^2 \rangle^{0.5}$  — среднеквадратичный диаметр капель с дифференциальным распределением по размерам  $f(d)$ ; счетная концентрация  $N$  [1–5]. В случае распространенного логнормального распределения капель по диаметрам величина  $\langle d^2 \rangle = \langle d \rangle^2 \exp(\ln^2 \sigma)$ , где  $\langle d \rangle$  — средний арифметический диаметр капель и  $\sigma$  — стандартное геометрическое отклонение [5].

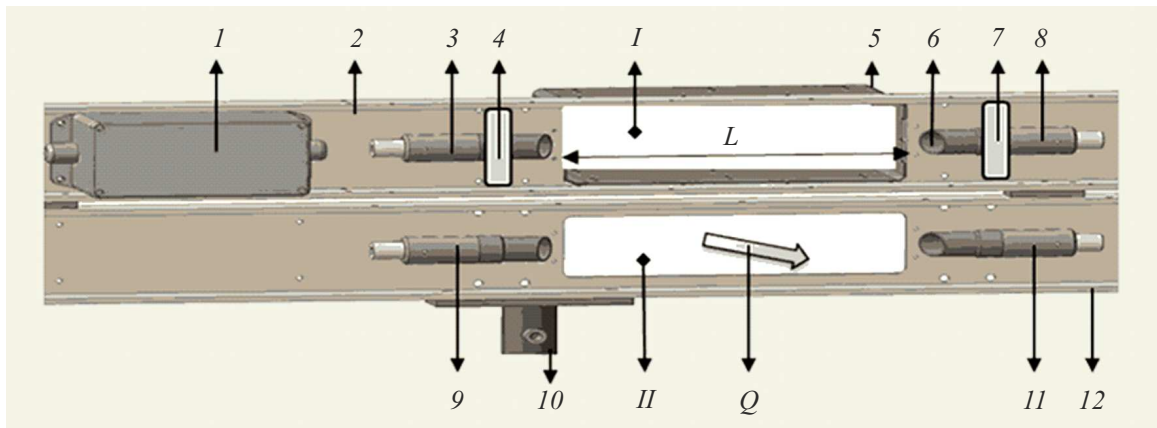


Рис. 1. Принципиальная схема двухканального лазерного анализатора аэрозолей (пояснения в тексте).

Для произвольного распределения частиц по размерам  $\langle d^2 \rangle = \langle d \rangle^2 (1 + q^2)$ , где  $q$  — параметр вариации. Оцифрованные данные передаются на сервер с интервалом 0.001–0.01 s.

Согласно теории Ми [5–8] изменение потока энергии электромагнитных волн обуславливается их рассеиванием и поглощением незаряженными каплями. Его ослабление в соответствии с законом Бугера можно рассчитывать как

$$\lg(I_0/I) = KL, \quad (1)$$

где  $K$  — объемный коэффициент ослабления и  $L$  — толщина рассеивающего слоя [5–8]. Формула (1) справедлива при однократном рассеянии излучения каплями и для достаточно большого числа рассеивателей  $NS_1L \gg 1$  с расстоянием между ними более  $(4-5)d$ , где  $S_1$  — площадь поперечного сечения лазерного луча в зоне анализа частиц [7]. Укажем, что эти условия в проведенных исследованиях выполнялись (см. разд. 1 и 2).

В случае монодисперсного потока частиц  $K = N\beta(m)\pi d^2/4$ , где  $\beta(m)$  — коэффициент ослабления излучения каплей от величины параметра рассеивания Ми  $m = \pi d/\lambda$  [5–8]. Обобщение для полидисперсных каплей в приближении, что вклад от каждой из групп каплей в  $K$  аддитивен, имеет вид [3–5, 7]:

$$K = N \left( \frac{\pi}{4} \right) \int_d^{\infty} d^2 f(d) \beta(m) dd. \quad (2)$$

Использование закона Бугера предполагает, что вся рассеянная каплями энергия изымается из пучка излучения, а коэффициент  $K$  определяется интегрированием рассеянной в различных направлениях энергии, включая и направление вперед. При  $m > 10$  величина  $K = F(Z, d/\lambda) \times (S/4)$ , где  $Z = md_1/2L$ ,  $d_1$  — диаметр приемного объектива и  $F(Z, d/\lambda)$  — корректирующая

функция, учитывающая индикатрису рассеивания излучения каплями и размеры оптической зоны оптрона [7]. Значения  $F(Z, d/\lambda)$  стремятся к пределу  $\alpha = 1, 1.5$  и  $2$  при  $Z \gg 1, \rightarrow 1$  и  $\rightarrow 0$  соответственно [7]. При этом величины  $D$  и  $K$  можно рассчитывать по формулам [5–7]:

$$\begin{aligned} D &= \alpha \pi N \left( \frac{L}{9.2} \right) \int_d^{\infty} d^2 f(d) dd \\ &= \alpha \pi N \langle d^2 \rangle \left( \frac{L}{9.2} \right) = \alpha SL/9.2; \\ K &= \alpha S/4. \end{aligned} \quad (3)$$

Запатентованные лазерные анализаторы ТВС не позволяют осуществлять экспресс анализ флуктуирующих размеров тонкодисперсных капель в оптически плотных аэрозольных выбросах [3, 4]. Целью работы являлась разработка быстродействующего с  $\tau \leq 0.05$  s двухканального анализатора аэрозольных потоков на основе двух параллельных диодных оптопар с  $\lambda = 0.65 \pm 0.005 \mu\text{m}$  и  $\lambda = 3.4 \pm 0.2 \mu\text{m}$  для экспресс анализа флуктуирующих значений  $D, S$  и  $d$  с передачей данных на удаленный до 1200 m сервер через интерфейс RS-485. Согласно теории Ми рассчитано отношение  $\beta$  коэффициентов ослабления излучений с длинами волн  $\lambda = 0.65$  и  $3.4 \mu\text{m}$  от  $d = 0.4-1000 \mu\text{m}$  [5–8] и проведено их сравнение с экспериментальными значениями  $\beta$  для частиц диаметром более  $0.2 \mu\text{m}$  и массовой концентрацией  $M \approx 0.001-4.0 \text{ кг/м}^3$ . Выбор столь большого диапазона изменения параметров частиц был обусловлен тем, что в крупномасштабных выбросах жидкостей в атмосферу наблюдается их быстропротекающее варьирование в широком интервале значений  $d \approx 0.5-10^4 \mu\text{m}$  и  $M \approx 0.001-5.0 \text{ кг/м}^3$  [3–5].

## 1. Экспериментальная часть

На рис. 1 приведена принципиальная схема быстродействующего двухканального анализатора выбросов

аэрозолей на основе двух диодных оптопар. Первая оптопара с длиной волны  $\lambda = 3.4 \pm 0.2 \mu\text{m}$  в канале I содержит иммерсионные светодиод 3 (LED34TO8TEC) и фотодиод 8 (PD34TO8TEC) [9,10], связанные гибкой механической связью с корпусом 2 юстировочными элементами 4 и 7 для настройки диодной оптопары на максимальную величину выходного сигнала фотодиода. В результате устраняется несоосность оптической схемы и диаграмм направленности излучения светодиода 3 и чувствительности фотодиода 8. Вторая диодная оптопара в канале II с широкой диаграммой направленности излучения и  $\lambda = 0.65 \pm 0.005 \mu\text{m}$  выполнена с жесткой фиксацией полупроводникового лазера 9 (ADL-65055TA2) и фотодиода 11 (BPW24R) внутри корпуса 12. Параллельные металлические корпуса 2 и 12 изготовлены с прямоугольными окнами для конвективного газокapельного потока  $Q$  через каналы I и II. Внешний электронный блок 1 закреплен в корпусе 2 и предназначен для питания, управления, стабилизации температуры и синхронной передачи оцифрованных сигналов от двух оптопар каждые 0.02 с по витой паре с использованием интерфейса RS-485 на удаленный до 1200 м безопасный сервер для их последующей обработки и анализа. Выбор длин волн оптопар был обусловлен несущественным поглощением излучения парами атмосферной воды.

Оба иммерсионных полупроводниковых прибора 3 и 8 оснащены системой стабилизации температуры излучателя 3 и фотоприемника 8 (с использованием элементов Пельтье) на уровне, установленном при их настройке (от 285 до 300 К) [3,9,10]. Значения температур непрерывно считываются микропроцессором для контроля и совместно с величинами рабочего и фоновых сигналов фотодиодов 8 и 11 передаются по интерфейсу RS-485 на удаленный сервер (на рис. 1 не показан).

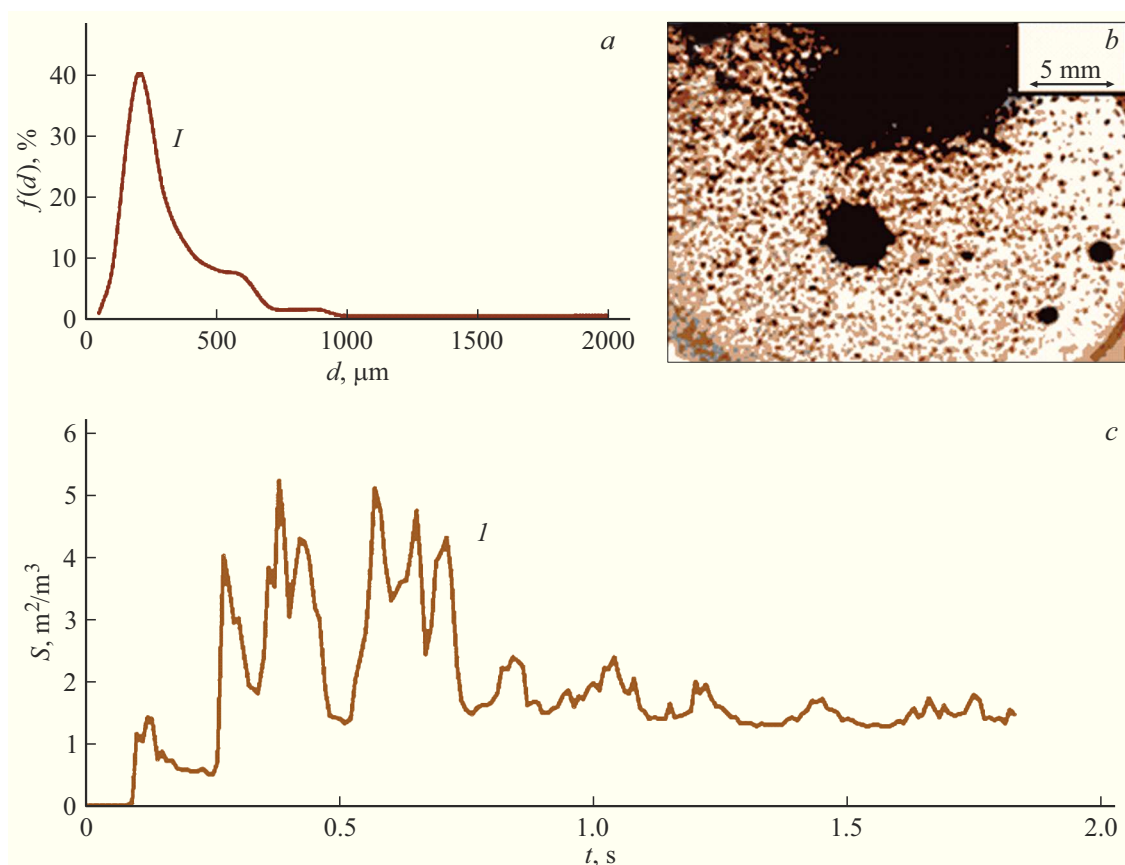
Исследование характеристик двухканального оптрона проводилось на стенде анализа частиц и парогазовых смесей углеводородов [3–4,11]. Аэрозольные потоки умеренно полидисперсных капель воды, глицерина, керосина, ДТ, уайт-спирита, мазута флотского Ф5 и масла турбинного ТП22 с диаметром капель менее  $15 \mu\text{m}$  и  $\sigma \leq 1.7$  получали с помощью генератора тумана „ТО-52“ (РФ) при температуре 293–380 К и холодного ультразвукового туманообразователя с 12-ю пьезокерамическими мембранами „МНВ12-УН“ (Китай). При получении более крупных капель с  $d = 20\text{--}5000 \mu\text{m}$  и  $\sigma \approx 2\text{--}3$  использовались электрические пневмораспылители жидкостей типа „ЭКРП-600/0.8, Калибр“ (РФ), „Karcher K3“ и „W590 Flexio, Wagner“ (ФРГ). При генерации смеси субмикронных твердых и жидких частиц осуществлялось свободное горение, дистилляция и пиросинтез соединений сигаретного табака в потоке воздуха. Кроме того, исследовались локальные импульсные выбросы жидкостей в виде затопленных струй со скоростью до 50 м/с и длиной 5–10 м при числах Рейнольдса  $Re = U_1 d \rho / \eta < 10^4$  с их аэродинамическим дроблением при числах Вебера  $We = \rho(U_1 - U)^2 d / \delta < 10^5$  [3–5]. Здесь  $\rho$ ,  $\eta$  и  $U$  — плотность, динамическая вязкость

и скорость воздуха, соответственно,  $\delta$  — коэффициент поверхностного натяжения жидкости,  $d$  — диаметр капели и жидких фрагментов,  $U_1$  — их скорость. Капли и жидкие фрагменты создавались с помощью импульсного аэрозольного генератора с источником сжатого до 8 МПа воздуха объемом  $0.2 \text{ m}^3$  в нормальных условиях. Газокапельный поток формировался при пузырьковом течении сжатого воздуха через слой распыляемой жидкости с первоначальной скоростью около 250 м/с за время редуцирования давления воздуха электромагнитным клапаном не более 0.3 с.

Анализ крупномасштабных ТВС объемом до  $10^7 \text{ m}^3$  осуществлялся в процессе импульсного распыления топлива при инициировании высокоэнергетических материалов (ВЭМ). В данных экспериментах числа Рейнольдса в потоке не превышали  $10^6$ , а аэродинамическое дробление капели происходило при числах Вебера менее  $10^5$  [3–5].

Размер и концентрация частиц определялись ультрамикроскопическим методом в кювете, с помощью шестикаскадного импактора с круглыми соплами и микроскопа, весовым способом, а также путем отбора частиц на аналитические стекловолоконные фильтры. Обработка изображений с отпечатками капели с целью оценки их распределения по размерам производилась с использованием программного комплекса ImageJ с учетом измеренного коэффициента растекания капели на материале фильтра [11,12]. Помимо этого для оценки размеров и концентрации частиц использовалась их униполярная зарядка газовыми ионами коронного разряда с последующим измерением тока переноса заряженных частиц при их осаждении на волокна электропроводящего фильтра, соединенного с электрометрическим усилителем [3–5,11]. Инфракрасная фотометрия осадков топливных капели на фильтрах осуществлялась концентратометром „КН-2м“ (РФ). Углеводородные газовые смеси анализировались инфракрасными анализаторами с иммерсионной оптопарой и сенсорами Mirax [3]. Поверхностная концентрация капели в выбросе и его скорость измерялась лазерными оптронами [5].

На рис. 1 представлен: 1 — электронный блок; 2 и 12 — металлические корпуса с прямоугольными окнами для аэрозольного потока  $Q$  через каналы I и II оптического анализа аэрозолей с длиной рассеивающего слоя  $L \approx 0.07\text{--}0.1 \text{ m}$ ; 3 и 8 — полупроводниковые иммерсионные светодиод и фотодиод ( $\lambda = 3.4 \text{ micron}$ ) соответственно с их юстировочными элементами 4 и 7; 5 — входной тонкостенный прямоугольный канал, состыкованный с прямоугольными отверстиями для течения потока  $Q$  через каналы I и II; 6 — объектив фотодиода диаметром  $d_1$  (отношение  $d_1/L \approx 0.06\text{--}0.08$ ); 9 и 11 — полупроводниковые светодиод и фотодиод ( $\lambda = 0.65 \text{ micron}$ ), соответственно; 10 — крепление подвески анализатора на мачте или тросе.



**Рис. 2.** Характеристики аэрозоля при импульсном выбросе мазута Ф5 в атмосферу на высоте 8 м ( $T = 311$  К): *a* — распределение капель по размерам  $f(d)$  (кривая *I*), *b* — фотография их черно-коричневых отпечатков на поверхности фильтра; *c* — зависимость удельной поверхностной концентрации  $S$  капель от времени  $t$  (кривая *I*).

## 2. Результаты и их обсуждение

Быстродействие оптрона  $\tau$  определялось путем измерения величины напряжения на выходе усилителя сигналов фотодиодов 8 и 11 от времени при более чем 300-кратном обмене объема аэрозолей за секунду фильтрованным воздухом в каналах I и II. Показано, что величина  $\tau \leq 0.05$  с при быстродействии электронного блока  $\tau_0 \approx 25 \mu\text{s}$  с передачей данных на удаленный сервер каждые 0.02 с. Методика анализа  $\tau_0$  описана в [3].

В процессе выброса различных жидкостей со скоростями до 50 м/с наблюдалась биполярная электризация капель с практически нулевым объемным зарядом. Заряды капель были существенно меньше зарядов при их классической ударной и диффузионной зарядке униполярными ионами коронного разряда [5,11]. При этом удельное электрическое сопротивление  $R$  и диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$  жидкостей варьировались в широком диапазоне. Так, если в случае топлив (керосин ТС-1, уайт-спирит, ДТ, мазут Ф5, масло ТП22) измеренные значения  $R > 10^{10} \Omega \cdot \text{m}$  и  $\epsilon \approx 2$ , то для воды и глицерина:  $R = 30$  и  $610 \Omega \cdot \text{m}$  и  $\epsilon = 80$  и 43, соответственно. В результате биполярная электризация капель при анализе рассеивания излучения не учитывалась.

Показано, что с достаточной для практики точностью распределение частиц по размерам, в котором мелких капель гораздо больше, чем крупных, можно аппроксимировать логарифмически нормальной функцией. В качестве примера на рис. 2, *a* приведено экспериментально полученное и близкое к логнормальному распределение  $f(d)$  (кривая *I*) капель мазута Ф5, отобранных на стекловолокнистый фильтр. Аспирация капель осуществлялась на высоте 8 м. Обработка полученных изображений (черно-коричневые капли на белой поверхности фильтра, см. фотографию *I* на рис. 2, *a*) и их анализ производились с использованием программного комплекса ImageJ [12], в результате чего получено, что величина  $d$  варьируется от 20 до 2000  $\mu\text{m}$ ,  $\langle d \rangle = 348 \mu\text{m}$  и  $\sigma = 2.4$ . Капли диаметром менее 20  $\mu\text{m}$  практически не фиксировались. Это согласуется с расчетами, согласно которым при начальной скорости газодождевого выброса около 100 м/с аэродинамического дробления капель с  $d < 20 \mu\text{m}$  не происходит, поскольку число Вебера для таких капель меньше критического значения ( $We < 10$ ). Характерное время газодождевого выброса мазута объемом до  $10^5 \text{ m}^3$  составляло менее 2-х секунд, что было зафиксировано путем измерения удельной поверхности капель от времени (см. рис. 2, *b*). Величина  $S$

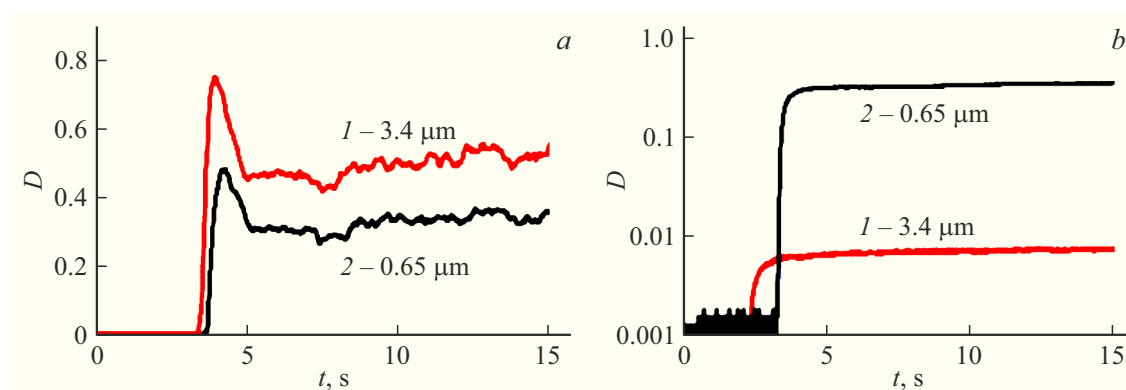


Рис. 3. Графики зависимостей оптической плотности  $D$  от времени  $t$  для стационарного потока капель.

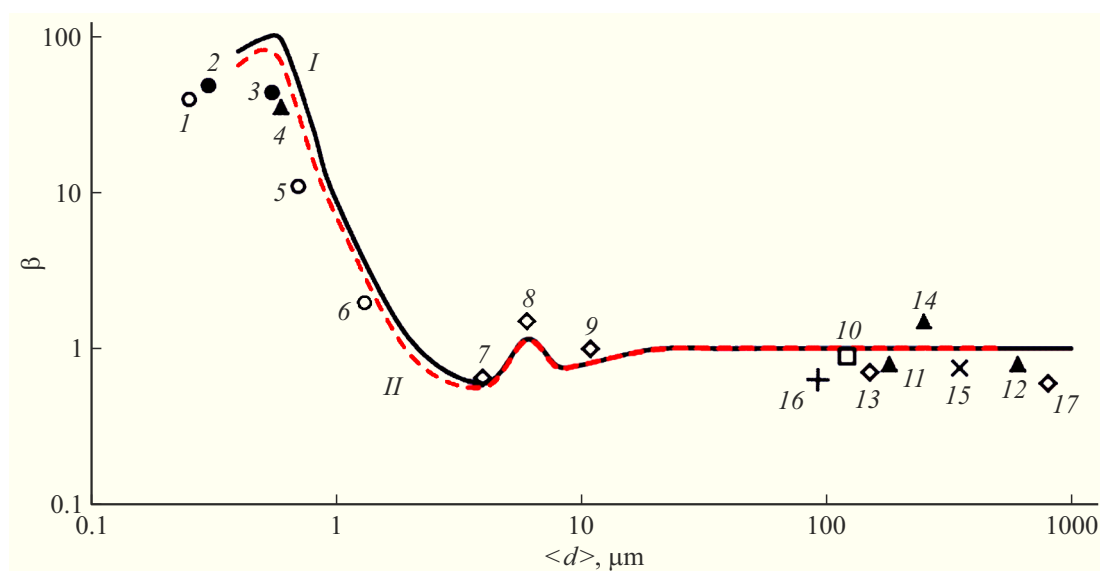


Рис. 4. Графики зависимости расчетного значения  $\beta$  (кривые I и II) от величины среднего арифметического диаметра  $\langle d \rangle$  капель и экспериментально полученные точки (1–17). Справочная информация данных значений точек коэффициентов ослабления излучения каплями  $\beta$  на рис. 4 сведены в таблицу.

рассчитывалась по формуле (3) при  $\alpha = 1$ , так как параметр Ми  $m > 10^3$  и значение  $Z > 50$ .

Отметим, что аналогичные результаты были получены при взрывном распылении ДТ и нефти из астраханского месторождения с вязкостью  $\approx 5\text{--}7 \text{ Pa}\cdot\text{s}$  при 320 К с объемом ТВС около  $10^5 \text{ m}^3$ .

На рис. 3 приведены экспериментальные зависимости оптической плотности  $D$  от времени для капель водного тумана размером  $\langle d \rangle = 4 \mu\text{m}$  и  $\sigma = 1.6$  (рис. 3, а) и масляного тумана с  $\langle d \rangle = 0.6 \mu\text{m}$  и  $\sigma = 1.6$  (рис. 3, б). Газо-капельные потоки получали с помощью ультразвукового туманообразователя „МНВ12-УН“ и генератора „ТО-52“ соответственно. Кривые 1 и 2 — графики зависимостей оптических плотностей туманов синхронизированных по времени в каналах I и II при  $\lambda = 3.4$  и  $0.65 \mu\text{m}$ . При этом фиксировалась существенная зависимость  $D$  тонкодисперсных капель от  $d$  и  $\lambda$ , что согласуется с расчетами

согласно теории Ми. Поглощение излучения парами воды практически не наблюдалось в обоих каналах.

На рис. 4 приведены зависимости отношения коэффициентов ослабления излучения каплями  $\beta = N\beta_{\text{II}}(m)/N\beta_{\text{I}}(m)$  от размера капель  $d$ : кривая I — расчет согласно теории Ми, точки (1–17) — экспериментальные значения,  $\beta_{\text{I}}(m)$  и  $\beta_{\text{II}}(m)$  — коэффициенты ослабления излучения каплями диаметром  $d$  при  $\lambda = 3.4$  и  $0.65 \mu\text{m}$  соответственно. Их значения приведены в [5–8]. Экспериментальные величины  $\beta$  определяются отношением объемных коэффициентов поглощения излучения в каналах I и II —  $\beta = K_{\text{II}}/K_{\text{I}}$ , измеренных одновременно. Точкам 1–17 соответствуют данные таблицы. Кривая II рассчитана в соответствии с теорией Ми для длин волн  $\lambda = 3.4$  и  $0.4 \mu\text{m}$ . Ее сравнение с кривой I показывает, что уменьшение в канале II длины волны излучения с  $0.65 \mu\text{m}$  до  $0.4 \mu\text{m}$  при неизменной длине

Значения  $M$ ,  $\sigma$ ,  $\langle d \rangle$  и  $\langle d^2 \rangle^{0.5}$  для капель топливных жидкостей, воды, глицерина, масла ТП22, смеси твердых и жидких частиц сигаретного дыма с ошибкой  $\pm 10\%$

Вещество (ГОСТ)	№*	$M$ , kg/m <sup>3</sup>	$\sigma$	$\langle d \rangle$ , micron	$\langle d^2 \rangle^{0.5}$ , micron
Масло ТП22 (32-74)	1	0.0025	1.6	0.25	0.28
	5	0.001	1.6	0.7	0.78
	6	0.002	1.7	1.3	1.5
Табак (3935-2000)	2	0.04	2.5	0.3	0.46
	3	0.06	2.5	0.55	0.84
Керосин ТС-1 (10227-86)	4	0.01	1.6	0.6	0.67
	11	0.16	2.5	160	244
	12	0.5	2.5	600	913
	14	0.35	2.2	250	341
Вода (P51232-98)	7	0.045	1.6	4	4.47
	8	0.055	1.6	6	6.7
	9	0.05	1.6	11	12.3
	13	0.35	2.2	150	205
	17	4	3	800	1468
Мазут Ф5 (10585-99)	15	0.25	2.4	348	510
Глицерин (6259-75)	16	0.33	2.3	95	134

Примечание. №\* в таблице соответствует номеру точки на рис. 4.

волны инфракрасного излучения ( $3.4 \mu\text{m}$ ) не приводит к повышению точности экспресс анализа размеров капель. Как видно из рисунка, для размеров капель  $d > 5\text{--}10 \mu\text{m}$  отношение коэффициентов ослабления в каналах I и II с достаточной для практики точностью можно считать не зависящим от размера капель и длины волны. Окраска воды, керосина и глицерина метиленовой синью не влияла на экспериментальные значения  $\beta$  в опытах, что согласуется с теорией [5]. Таким образом, получено удовлетворительное соответствие экспериментальных данных расчетным. Их некоторое несовпадение для полидисперсных аэрозолей обусловлено тем, что полный учет размеров оптической зоны оптрона и корректирующей функции  $F(Z, d/\lambda)$  при анализе  $\beta$  для аэрозолей с  $\sigma > 1.7$  не проводился из-за сложностей расчета влияния широкого спектра размеров капель на величину  $F(Z, d/\lambda)$ .

Из анализа полученных результатов следует, что детектирование значений  $\beta \approx 1$  с  $\tau \leq 0.05 \text{ s}$  при анализе эволюции выбросов топливных жидкостей позволяет сделать вывод о том, что основной диапазон размеров капель превышает  $5 \mu\text{m}$ , а их тонкодисперсная фракция практически отсутствует. Этот результат фиксировался при импульсном с использованием ВЭМ выбросе топлива и малоэффективном аэродинамическом дроблении капель с  $d < 5 \mu\text{m}$  при числах Вебера  $We < 5$ .

Нахождение  $\beta$  в диапазоне значений от 2-х до 100 означает, что в анализируемой ТВС основную концен-

трацию составляют флуктуирующие по размеру тонкодисперсные капли диаметром менее  $3 \mu\text{m}$ . При этом их средний размер определяется по величине  $\beta$ .

Отметим, что при исследовании ТВС оценивалось поглощение излучения парами атмосферной воды и углеводородов, поскольку, согласно аддитивному закону  $D = D_A + D_{II}$ , где  $D_A = \lg(I_0/I_A)$  и  $D_{II} = \lg(I_0/I_{II})$  — оптическая плотность аэрозольной и парогазовой компонент, а  $I_A$  и  $I_{II}$  — их интенсивности излучения после ТВС, соответственно [5–8].

Показано, что при пропускании через каналы I и II фильтрованного от капель паровоздушного потока с влажностью более 95% при  $T = 293\text{--}300 \text{ K}$  практически не наблюдалось ослабления излучения. Их плотность составляла  $D_{II} < 0.01$  и не превышала уровень фона. Аналогично, в канале II при  $\lambda = 0.65 + / - 0.005 \mu\text{m}$  ослабления интенсивности волн парами углеводородов, также, не фиксировалось. Тот же результат был получен при детектировании метана и регазифицированного сжиженного газа (СПГ) с объемной концентрацией  $C = 1\text{--}99\%$  об. Эти результаты согласуются с данными анализа спектров поглощения излучения парами воды и углеводородов.

Анализ паров ТВС в канале I с  $\lambda = 3.4 \pm 0.2 \mu\text{m}$  при  $L = 0.1 \text{ m}$  показал, что их величина  $D_{II} < (0.05\text{--}0.1)D_A$ . Отметим, что в крупномасштабных выбросах топлив с образованием затопленных струй и облаков объемом от  $10^4$  до  $10^7 \text{ m}^3$  пары, как правило, были ненасыщенными. По-видимому, это обусловлено их интенсивным разбавлением воздухом и относительно медленной скоростью испарения капель в процессе их распада.

Необходимо отметить, что скорость испарения и эффективность аэродинамического дробления капель легких алканов и СПГ, а также давление их насыщенных паров существенно выше по сравнению с аналогичными параметрами исследованных капель керосина, мазута, ДТ, глицерина, астраханской нефти, этилового спирта, уайт-спирита и гептила. Например, при  $T = 293 \text{ K}$ , согласно модели конвективного обмена энергией между криогенной каплей и окружающей парогазовой средой, время испарения 50% объема кипящих капель метана пропорционально квадрату их диаметра и при  $d = 1$  и  $10 \mu\text{m}$  составляет соответственно  $4 \cdot 10^{-6}$  и  $4 \cdot 10^{-4} \text{ s}$  как на воздухе, так и в облаке паробразного метана с давлением  $10^5 \text{ Pa}$  [3,4]. Отметим, что использование классической теории диффузионного испарения Максвелла-Ленгмюра, а также Кнудсена и Герца для неподвижных относительно парогазовой среды кипящих капель не корректно, так как их температуры существенно различаются [5].

В результате анализ размера столь быстроиспаряющихся тонкодисперсных капель легких алканов по величине  $\beta$  не представляется возможным. Этот эффект наблюдался при создании газочапельных потоков метана и СПГ. Однако с помощью канала I детектировалась кинетика образования пожароопасных концентраций метана, этана, пропана, бутана и регазифицированного СПГ.

Их оптическая плотность существенно зависела от типа и величины взрывопожароопасной концентрации алканов и варьировалась в диапазоне  $D_{\Pi} \approx 0.02-0.4$  при  $L = 0.1$  м [3,4]. Укажем, что значения их нижнего и верхнего концентрационных пределов воспламенения составляют  $C$  (% об.)  $\approx (4.4/17.0, \text{метан})$ ;  $(2.5/15.5, \text{этан})$ ;  $(1.7/10.9, \text{пропан})$  и  $(1.4/9.3, \text{бутан})$  [1,2].

## Заключение

Разработан и запатентован двухканальный анализатор оптически плотных аэрозольных потоков и облаков на основе диодных оптопар с  $\lambda = 0.65$  и  $3.4 \mu\text{m}$  для измерения флуктуирующих в широком диапазоне значений оптической плотности, концентрации и размеров дисперсных частиц с быстродействием до  $0.05$  с. Экспериментальные и расчетные, согласно теории Ми, величины отношения коэффициентов ослабления инфракрасных и видимых волн каплями в зависимости от их размера согласуются.

Быстродействующий оптрон может быть использован для анализа оптически плотных газокapельных потоков ТВС при их импульсном истечении в атмосферу, а также при разработке аэрозольных генераторов взрывного типа для получения тонкодисперсных капель с развитой поверхностью с целью мгновенного создания жидкокапельных барьеров на пути распространения выбросов топлив, пламени, токсичных или радиоактивных газов.

Показана возможность интеграции созданной быстродействующей сети двухканальных лазерных анализаторов выбросов аэрозольных потоков с системами контроля промышленной безопасности объектов топливно-энергетического комплекса, а также их использования как для анализа эволюции аварийных выбросов, так и для инженерных расчетов затопленных газокapельных струй.

Технические характеристики созданного двухканального анализатора техногенных выбросов топливных жидкостей с образованием крупномасштабных ТВС превосходят параметры отечественных и зарубежных аналогов.

## Финансирование работы

Работа выполнена по теме „Разработка физико-технических основ методов измерения параметров аэрозольных и парогazовых облаков, возникающих при крупномасштабных авариях на объектах ТЭК и создание экспериментальных образцов систем диагностики аэрозольных облаков“ согласно приказу № 2748 от 28.10.2021.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] C.J.R. Coronado, J.A. Carvalho, J.C. Andrade, E.V. Cortez, E.S. Carvalho, J.C. Santos, A.Z. Mendiburu. J. Hazardous Materials, **241–242**, 32 (2012). DOI: org/10.1016/j.hazmat.2012.09.035.
- [2] Данные по горючим газам и парам, относящиеся к эксплуатации электрооборудования. (ГОСТ Р 51330.19-99 (МЭК 60079-20-96))
- [3] А.В. Загнитько, И.Д. Мацуков, В.В. Пименов, С.Е. Сальников, Д.Ю. Федин, В.И. Алексеев, С.М. Вельмакин. ЖТФ, **92** (6), 783 (2022). DOI: 10.21883/JTF.2022.06.52505.325-21
- [4] А.В. Загнитько, Н.П. Зарецкий, И.Д. Мацуков, В.И. Алексеев, С.М. Вельмакин, Д.Ю. Федин, В.В. Пименов, С.Е. Сальников. Газовая промышленность, **5**, 82 (2021).
- [5] П. Райст. Аэрозоли. Введение в теорию (Мир, М., 1987), 280 с.
- [6] Ван де Хюлст Г. Рассеивание света малыми частицами (ИИЛ, М., 1961), 536 с.
- [7] В.Е. Зуев, М.В. Кабанов. Оптика атмосферного аэрозоля (Гидрометеиздат, Л., 1987), 255 с.
- [8] Г.П. Грудинская. Распространение радиоволн (Выш. шк., 1975), 280 с.
- [9] ООО „ИоффеЛед“. www.ioffeled.com.
- [10] С.Е. Александров, Г.А. Гаврилов, А.А. Капралов, Б.А. Матвеев, Г.Ю. Сотникова, М.А. Ременный. ЖТФ, **79** (6), 112 (2009).
- [11] А.В. Загнитько, А.А. Кириш, И.Б. Стечкина. ЖФХ, **62** (11), 3058 (1988).
- [12] J. Broeke, J.M. Perez, J. Pascau. Image Processing with ImageJ. 2-nd edition (London, Packet Publishing, 2015), 256 p. ISBN 978-1-78588-983-7.
- [13] А.Н. Ишматов. Ползуновский вестник, (3), 175 (2010).
- [14] В.К. Кедринский. Газодинамика взрыва: эксперимент и модели (Новосибирск, СО РАН, 2000), 435 с.
- [15] С.В. Стебновский. Физика горения и взрыва, **44** (2), 117 (2008).