

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОГЕРЕНТНОГО МАЛОУГЛОВОГО СВЕТОРАССЕЯНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СПЕКТРА РАЗМЕРОВ КАПЕЛЬ РАСПЫЛЕННОГО ДИЗЕЛЬНОГО ТОПЛИВА

В. В. Чертищев¹, П. К. Сеначин^{2,3}, С. А. Ульрих², П. С. Жигулин¹

Приводится разработанная авторами методика лазерной диагностики распыленного форсункой дизельного топлива, позволяющая получить параметры распределения капель топлива по размерам. Рассмотрено влияние перекрестной интерференции на результирующую картину светорассеяния когерентного излучения каплями дизельного топлива путем численного моделирования фраунгоферовой дифракции на хаотически расположенных сферических каплях.

Ключевые слова: лазерная диагностика, когерентность, дизель, форсунка, капля топлива, метод малых углов, спектр размеров, функция распределения.

Введение

Кинетика испарения капель дизельного топлива, распыленного форсункой, динамика их воспламенения и сгорания, как известно, в большой степени зависят от распределения их по размерам. Для исследования этого распределения в диапазоне диаметров от 5 до 100 мкм применим метод малых углов [1,2]: распределение интенсивности рассеянного излучения как функции угла рассеяния в небольшом диапазоне углов вблизи направления исходного светового пучка позволяет восстановить спектр размеров капель.

В методе малых углов (ММУ) регистрируется излучение вперед в диапазоне углов рассеяния, заключенного в конусе с малым углом раствора, так что составляющей излучения, соответствующей геометрической оптике и зависящей от природы частицы, можно пренебречь [3] и трактовать светорассеяние на шаре как фраунгоферову дифракцию на диске такого же радиуса. Фраунгоферова дифракционная картина регистрируется в фокальной плоскости длиннофокусного объектива (рисунок 1) с фокусным расстоянием f (при записи формул именуем его линзой).

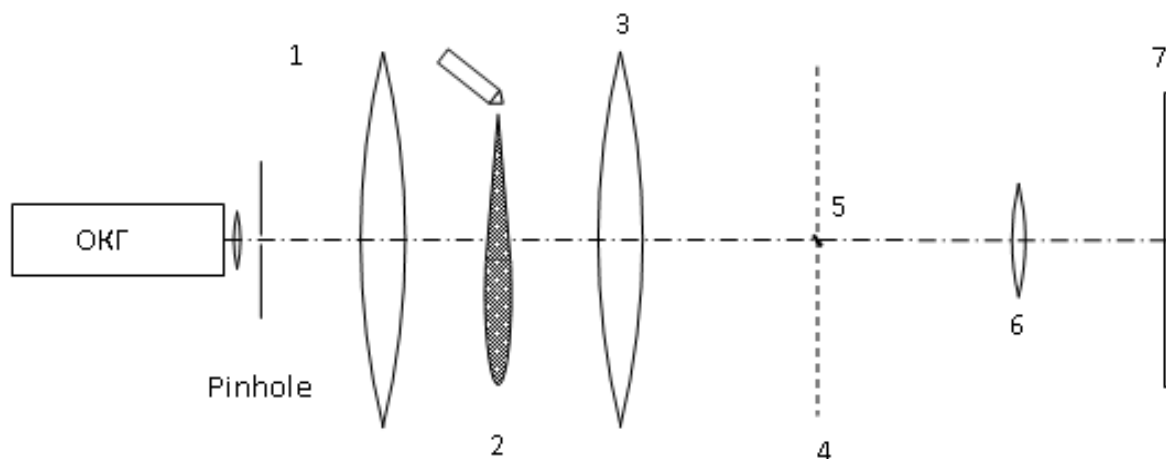


Рисунок 1 - Оптическая схема исследования малоуглового светорассеяния на каплях топливного факела: 1— коллиматорная система с точечным отверстием (pinhole); 2— топливный факел; 3— приемный объектив; 4— фокальная плоскость приемного объектива; 5— фильтр низких пространственных частот; 6— проекционный объектив; 7— светочувствительная матрица

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОГЕРЕНТНОГО МАЛОУГЛОВОГО СВЕТОРАССЕЯНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СПЕКТРА РАЗМЕРОВ КАПЕЛЬ РАСПЫЛЕННОГО ДИЗЕЛЬНОГО ТОПЛИВА

На основе известных соотношений для идеальной оптической системы подобраны фокусное расстояние приемного объектива ($f=175$ мм), диаметр фильтра пространственных частот (задерживающего нерассеянное и рассеянное под очень малыми углами излучение) ($d=0.5$ мм), фокусное расстояние проекционного объектива (58.6 мм) и величина его выдвижения (37.5 мм). Картина малоуглового светорассеяния при указанных параметрах заключена в основном в круге $\varnothing 20$ мм, она отображается с уменьшением в масштабе 1:1.6 и попадает на светочувствительную матрицу размером 15.3×12.3 мм.

Как отмечалось в работе [2], в допущении, что распределение капель по размерам подчиняется одному из известных законов, для восстановления спектра размеров капель можно отыскивать параметры этого распределения, добиваясь наилучшего совпадения расчетной индикатрисы светорассеяния с экспериментальной путем подгонки параметров распределения.

В классических работах по светорассеянию на пыли и каплях [1, 3] подразумевалось использование обычных источников света, поэтому предполагалось, что распределение интенсивности в картине светорассеяния определяется суммой интенсивностей света, рассеянного на отдельных частицах. С применением лазеров в качестве источников света ситуация существенно изменилась, что проявляется, например, в зернистости (speckle) распределения яркости поверхностей, освещенных рассеянным светом лазера. Для примера на рисунке 2 приведена картина светорассеяния на каплях распыленной воды (в середине картины видна тень от проволоочки, проходящей через задний фокус приемного объектива, которая играет роль фильтра низких пространственных частот), а на рисунке 3 – значения пикселей вдоль прямой, проходящей через центр картины светорассеяния перпендикулярно тени (в пределах пиксела происходит усреднение интенсивности картины светорассеяния).

Зернистость картины светорассеяния можно значительно уменьшить путем усреднения интенсивности по кольцевым сегментам с центром в фокусе приемного объектива. В наших экспериментах усреднение проводилось по кольцевым сегментам с угловой шириной $\pi/2$ толщиной в 1 пиксел. Усредненная картина светорассеяния приведена на рисунке 4.

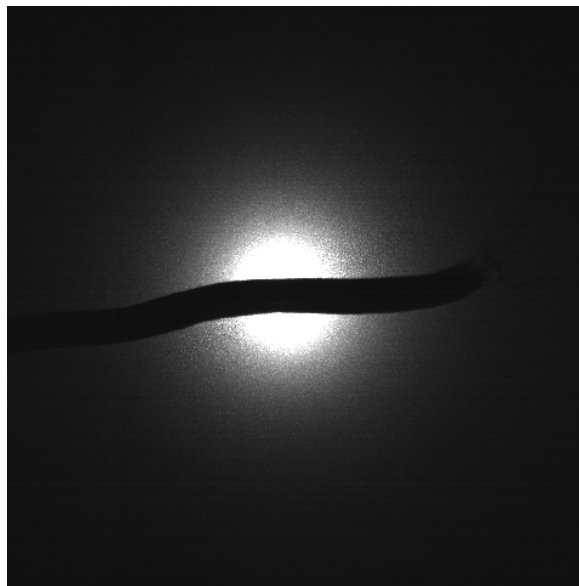


Рисунок 2 - Картина светорассеяния на каплях распыленной воды

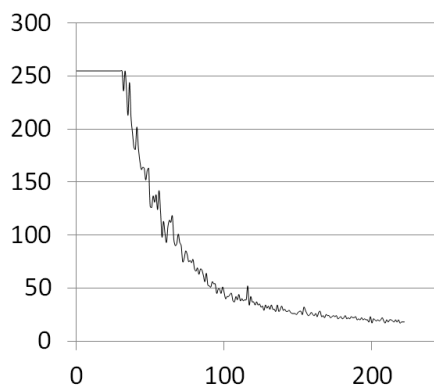


Рисунок 3 - Значения пикселей вдоль прямой, проходящей через центр картины светорассеяния перпендикулярно тени от проволоочки (фильтра низких пространственных частот)

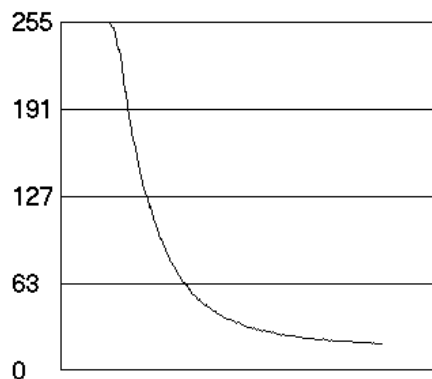


Рисунок 4 - Сглаженная по кольцевым сегментам толщиной в 1 пиксел картина светорассеяния

Оценка параметров распределения капель распыленного топлива по размерам осуществляется с помощью разработанной для этой цели программы ScatteringAnalyze. При изменении параметров a_g и $\ln\sigma_g$ форма расчетной кривой изменяется; подбором этих двух параметров добиваются наилучшего совпадения кривых (Рисунок 5). Расчетная кривая отвечает некогерентному светорассеянию, некоторое расхождение кривых в верхней части объясняется тем, что подбор параметров a_g и $\ln\sigma_g$ не доведен до конца.

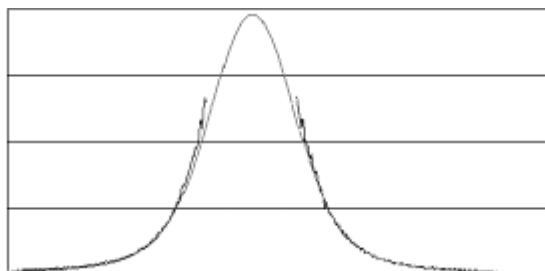


Рисунок 5 - Расчетная (сплошная) и измеренная (с разрывом) индикатрисы светорассеяния

Представляет интерес рассмотреть влияние перекрестной интерференции на результирующую картину светорассеяния путем численного моделирования френгоферовой дифракции монохроматической световой волны на хаотически расположенных сферических частицах.

В приближении однократного рассеяния можно считать, что на j -й рассеивающий объект (шар радиуса a_j , координаты центра которого x_j, y_j, z_j , $x_j = R_j \cos \theta_j$, $y_j = R_j \sin \theta_j$) в вакууме падает плоская волна с комплексной амплитудой

$$U(x, y, z) = U_0 e^{ikz_j},$$

где $k = 2\pi/\lambda$. Распределение комплексной амплитуды в задней фокальной плоскости линзы (считаем, что линза не ограничивает падающий на нее световой пучок, то есть конечность апертуры линзы не учитываем) в приближении Френеля [4] дается формулой [2,4]

$$U'_l(x_f, y_f, z_f) = -i \frac{U_0}{\lambda f} e^{i\Psi_1} e^{ik \frac{r_f^2}{2f^2} z_j} T_j(k_x, k_y), \quad (1)$$

$$\text{где } \Psi_1 = k(n-1)\Delta_0 + kf + kr_f^2 / (2f),$$

Δ_0 – толщина линзы в месте ее пересечения оптической осью, n – показатель преломления материала линзы, f – заднее фокусное расстояние линзы,

$$T_j(k_x, k_y) = e^{i(k_x x_j + k_y y_j)} \frac{2\pi a_j}{\kappa} J_1(\kappa a_j),$$

$$\kappa = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} = \frac{k}{f} \sqrt{x_f^2 + y_f^2} = \frac{k}{f} r_f; \quad (2)$$

$$k_x = k \frac{x_f}{f}; \quad k_y = k \frac{y_f}{f},$$

Если же рассеяние света происходит не на одной частице, а на множестве шарообразных частиц, комплексная амплитуда рассеянного частицами излучения в фокальной плоскости линзы в точке с координатами $x_f = r_f \cos \psi$, $y_f = r_f \sin \psi$, z_f представится суммой

$$U'_l(x_f, y_f, z_f) = -i \frac{U_0}{\lambda f} e^{i\Psi_1} \sum_j T\left(\frac{x_f}{f}, \frac{y_f}{f}\right) e^{ik \frac{r_f^2}{2f^2} z_j}. \quad (3)$$

Интенсивность света, регистрируемая приемниками излучения, пропорциональна

$$U'_l(r_f, \psi, z_f) \cdot U_l^*(r_f, \psi, z_f) = |U_0|^2 S(r_f, \psi, z_f), \quad (4)$$

где $S(r_f, \psi, z_f) =$

$$= \sum_{j,m=1}^N \frac{4J_1(\kappa a_j) J_1(\kappa a_m)}{\kappa^2 a_j a_m} \cdot \frac{\sigma_j \sigma_m \cos \delta_{jm}^{(s)}}{\lambda^2 f^2},$$

$\sigma_j = \pi a_j^2$ – площадь сечения частицы,

$$\delta_{jm}^{(s)} = \kappa R_j \cos(\theta_j - \psi) - \kappa R_m \cos(\theta_m - \psi) + \frac{\kappa r_f}{2f} (z_j - z_m). \quad (6)$$

Отношение интенсивности в точке, удаленной на расстояние r_f от центра картины, к интенсивности просвечивающего пучка равно

$$\frac{I(r_f, \psi, z_f)}{I_0} = S(r_f, \psi, z_f). \quad (7)$$

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОГЕРЕНТНОГО МАЛОУГЛОВОГО СВЕТОРАССЕЯНИЯ ДЛЯ
ОПРЕДЕЛЕНИЯ СПЕКТРА РАЗМЕРОВ КАПЕЛЬ РАСПЫЛЕННОГО ДИЗЕЛЬНОГО ТОПЛИВА

Моделирование светорассеяния на хаотически распределенных в объеме каплях выполним следующим образом. Считаем, что распределение капель по размерам подчиняется логарифмически нормальному закону [5], и осуществляем дискретизацию диапазона логарифмов диаметров частиц так, что при одинаковых достаточно малых интервалах в каждый из них попадает не менее одной частицы. Это позволяет задать случайным образом каждой индивидуальной частице ее координаты, что приблизительно соответствует условиям возможного эксперимента.

Логарифмически нормальный закон можно записать в виде

$$\frac{N(a)}{N_0} = \frac{1}{\sqrt{2\pi \ln \sigma_g}} \int_{-\infty}^{\ln a} e^{-\frac{\ln^2(r/a_g)}{2 \ln^2 \sigma_g}} d \ln r =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^z e^{-t^2} dt,$$

где a_g – медианный радиус.

Переменная t определяется выражением

$$t = \frac{1}{\sqrt{2 \ln \sigma_g}} \ln \frac{r}{a_g},$$

$$a = a_g \exp(z \sqrt{2 \ln \sigma_g})$$

Величина $\ln \sigma_g$ равна полуширине интервала $\ln a$, на котором плотность распределения падает в $\sqrt{2}$ относительно максимальной.

Дискретизацию распределения частиц по размерам выполним следующим образом: доля частиц, размер которых не превышает a_m , выражается интегралом

$$\frac{N(a_m)}{N_0} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\rho_{j+1}} e^{-t^2} dt +$$

$$+ \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sum_{j=-l/2}^{m-1} \int_{\rho_j}^{\rho_{j+1}} e^{-t^2} dt,$$

где l – число интервалов (кроме теоретически присутствующего интервала с особо мелкими частицами, $a < a_{\min}$, вкладом которого в светорассеяние можно пренебречь); точки дискретизации принимаем равноудаленными по безразмерной переменной ρ ,

$$\rho_j = \frac{1}{\sqrt{2 \ln \sigma_g}} \ln \frac{a_j}{a_g},$$

причем принимаем, что вкладом в светорассеяние частиц, размер которых $a > a_{\max}$, также можно пренебречь. При достаточно большом числе интервалов l

$$\int_{\rho_j}^{\rho_{j+1}} e^{-t^2} dt \approx e^{-t_j^2},$$

$$t_j = \frac{\rho_{j+1} + \rho_j}{2} = \bar{j} \Delta \rho, \left(j = 0, 1, \dots, \frac{l-1}{2} \right),$$

так что

$$\frac{N(a_m)}{N_0} \approx \frac{\Delta \rho}{\sqrt{\pi}} \sum_{j=-l/2}^{m-1} \exp\left\{- (j \Delta \rho)^2\right\}.$$

Вероятность $P(\rho_j, \rho_{j+1})$ того, что частица имеет радиус, которому отвечает параметр t , удовлетворяющий неравенству $\rho_j \leq t < \rho_{j+1}$ причем $\rho_j = j \Delta \rho$, равна

$$P(\rho_j, \Delta \rho) = \frac{N(\rho_j + \Delta \rho) - N(\rho_j)}{N_0} \approx$$

$$\approx \frac{\Delta \rho}{\sqrt{\pi}} e^{-(j \Delta \rho)^2}.$$

Число частиц, имеющих данный радиус

$$\bar{a}_j = a_g e^{j \Delta \rho \sqrt{2 \ln \sigma_g}},$$

$$j \in [-(l-1)/2, (l-1)/2],$$

равно

$$N_j = N_0 P(\rho_j, \Delta \rho) \approx N_0 \frac{\Delta \rho}{\sqrt{\pi}} e^{-(j \Delta \rho)^2}.$$

Относительное (к интенсивности падающего излучения) распределение интенсивности дифрагированного на грубодисперсном аэрозоле света представляется формулой (7), в которой вместо простого двойного суммирования соответствующих выражений по всем частицам следует выполнять суммирование по диапазонам размеров, а именно

$$S = \sum_{o=j_{\min}}^{j_{\max}} G_o \sum_{p=j_{\min}}^{j_{\max}} G_p \sum_{j=l_m=1}^{N_o} \sum_{N_p} \cos \delta_{ojpm}^{(s)},$$

где входящие в формулу (17) величины G_p и

$\delta_{ojpm}^{(s)}$ определяются соотношениями:

$$G_p = \sigma_p \frac{2J_1(\kappa a_p)}{\lambda f \kappa a_p} = a_p \frac{J_1(\kappa a_p)}{r_f}, \quad (18)$$

$$\delta_{ojpm}^{(s)} = \kappa R_{oj} \cos(\theta_{oj} - \psi) - \kappa R_{pm} \cos(\theta_{pm} - \psi) + \frac{\kappa r_f}{2f} (z_{oj} - z_{pm}). \quad (19)$$

Моделирование светорассеяния осуществляется следующим образом. Сначала задаются число капель на пути светового пучка, число интервалов диаметров капель (в расчетах принимается, что капля имеет среднее значение диаметра данного интервала), медианный диаметр распределения капель по размерам и $\ln \sigma_g$. Затем подсчитывается число капель в каждом интервале диаметров и каждой капле из каждого интервала случайным образом назначаются координаты в пре-

делах заданного объема (диаметром 20 мм, протяженностью вдоль луча 85 мм); полученное по формуле (16) для каждого интервала число частиц округляется до целого значения.

Далее для данного направления, задаваемого углом ψ между координатной осью X в фокальной плоскости приемного объектива и прямой, лежащей в этой же плоскости и проходящей через фокус объектива, по формулам (17)–(19) осуществляется расчет интенсивности рассеянного света как функции расстояния от центра картины светорассеяния (от фокуса). Примеры такой индикатрисы светорассеяния приведены на рисунке 6 для случаев рассеяния на 996 каплях и различных направлений в фокальной плоскости (угол ψ между этими направлениями 45°).

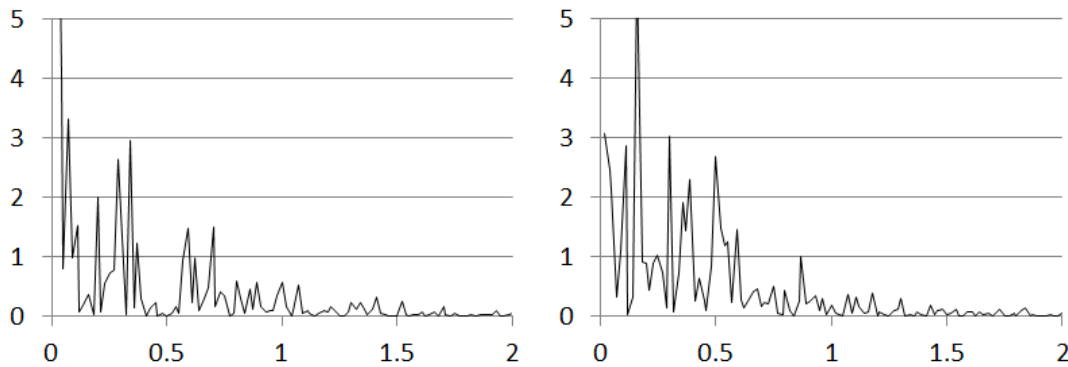


Рисунок 6 - Расчетная индикатриса рассеяния на 996 каплях вдоль направлений в фокальной плоскости (составляющих угол в 45° для левого и правого графиков)

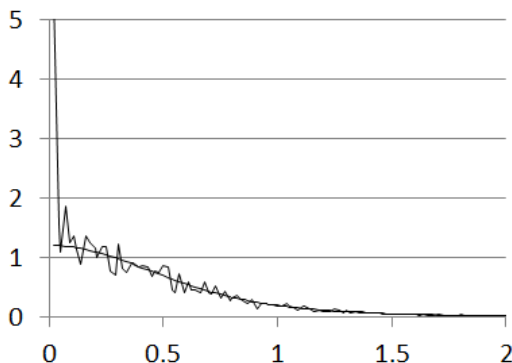


Рисунок 7 - Расчетная индикатриса рассеяния на 996 каплях, усредненная по дуге с угловым размером $\pi/2$ с шагом $\pi/60$ (гладкая кривая отвечает некогерентному светорассеянию)

Эти примеры демонстрируют эффект перекрестной интерференции, приводящий к существенно различному локальному поведению индикатрисы рассеяния для различных углов ψ при сохранении общей тенденции убывания усредненной интенсивности по мере удаления от центра дифракционной картины.

Расчет выполнялся для множества углов ψ с целью усреднения по дугам с угловой шириной $\pi/2$ и центром в фокусе. Результат усреднения (с шагом 3°) приведен на рис. 7; там же приведена кривая, отвечающая некогерентному светорассеянию.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОГЕРЕНТНОГО МАЛОУГЛОВОГО СВЕТОРАССЕЯНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СПЕКТРА РАЗМЕРОВ КАПЕЛЬ РАСПЫЛЕННОГО ДИЗЕЛЬНОГО ТОПЛИВА

Из сравнения приведенных на рисунке 7 кривых видно, что при r_f , превышающем некоторое значение (значительно меньшее полуширины используемого фильтра низких пространственных частот, то есть 0.25 мм), как следует из формулы (19), должно выполняться неравенство

$$r_f \gg \lambda f / D,$$

(где D – диаметр просвечивающего пучка), то есть величина $r_f \gg 6$ мкм. Тогда усредненная расчетная индикатриса рассеяния при росте числа капель стремится к пределу, которым является кривая, отвечающая некогерентному светорассеянию.

С учетом полученного результата в качестве расчетной кривой для сравнения зарегистрированной картины светорассеяния с расчетной (усредненной) с целью подбора параметров a_g и $\ln \sigma_g$ использовалась индикатриса, отвечающая некогерентному светорассеянию.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шифрин, К.С. Рассеяние света в мутной среде / К.С. Шифрин. – М.: Гостехиздат, 1951. – 288 с.
2. Ульрих С. А., Чертищев В. В., Сеначин П. К. Оптические исследования дисперсности капель топливно-воздушного факела дизеля с системой топливоподачи высокого давления / С.А. Ульрих, В.В. Чертищев, П.К. Сеначин / Известия Волгоградского государственного технического университета: межвуз. сборник науч. статей.

№ 12(115). – Сер. Процессы преобразования энергии и энергетические установки. Вып. 5. – ВолгГТУ. – Волгоград, 2013. – с. 60–64.

3. Ван де Хюлст, Г. Рассеяние света малыми частицами: пер. с англ. Т.В. Водопьяновой; под ред. В.В. Соболева / Г. ван де Хюлст. – М.: ИЛ, 1961. – 536 с. – Перевод изд.: *Light Scattering by Small Particles* / H. C. van de Hulst. New York. John Wiley & Sons Inc., London. Chapman & Hall, Ltd, 1957.

4. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику: пер. с англ. / Дж. Гудмен. – М.: Мир, 1970. – 364 с.

5. Коузов, П.Я. Основы анализа дисперсного состава промышленных пылей и измельченных материалов / П.Я. Коузов. – Изд. 3-е, перераб. – Л.: Химия, 1987. – 264 с.

Чертищев В.В., к.ф.-м.н., доцент кафедры общей и экспериментальной физики¹,

e-mail: chert.v.v@mail.ru

Сеначин П.К., д.т.н., профессор кафедры ДВС², ведущий научный сотрудник³,

e-mail: senachinpk@mail.ru

Ульрих С.А., к.т.н., доцент кафедры ОБД²,

Жигулин П.С., студент¹

¹Алтайский государственный университет, Барнаул,

²Алтайский государственный технический университет им. И.И. Ползунова, Барнаул,

³Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск.