

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ**

УДК 53.091

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ КРАТЕРОВ НА ПОВЕРХНОСТИ
СТЕКЛА МЕТОДОМ МАЛОУГЛОВОЙ ИНДИКАТРИСЫ**

© 2011 г. Н. Д. Сёмкин, М. П. Калаев, К. Е. Воронов

*Самарский государственный аэрокосмический университет им. акад. С.П. Королёва
Россия, 443086, Самара, Московское ш., 34*

E-mail: semkin@ssau.ru

Поступила в редакцию 15.12.2010 г.

Описаны результаты исследования распределения характеристических размеров кратеров, образованных в результате воздействия высокоскоростных частиц субмикронных и микронных размеров на поверхность оптического стекла. Источником частиц служит электродинамический ускоритель с встроенной системой регистрации параметров частиц. Определена функция связи между размером частицы и кратером для конкретных материалов.

ВВЕДЕНИЕ

Для прогнозирования ресурса элементов конструкции космического аппарата проводятся ударные испытания с использованием различных ускорителей пылевых частиц [1]. В ряде экспериментов исследование оптических характеристик различных материалов в процессе испытаний необходимо проводить без развакуумирования камеры ускорителя. В связи с этим необходимо создание устройства, позволяющего автоматизировать изучение процессов деградации оптических материалов при их облучении частицами.

**МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАЗМЕРОВ
КРАТЕРОВ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ
УДАРЕ**

Кратер, образующийся при высокоскоростном соударении частицы с поверхностью, имеет форму полусферы, в связи с чем его можно рассматривать как сферическую частицу с показателем преломления n_0 , радиусом a , погруженную в вещество с показателем преломления n_1 на некоторую глубину h [2].

Для исследования параметров кратеров целесообразно использовать нефелометрический (измерение интенсивности рассеянного света при прохождении через дисперсную систему) метод определения концентрации и размерного состава напыляемых частиц. Распределение частиц по размерам определяют из решения интегрального уравнения первого рода для экспериментальных данных. Если элементарный объем дисперсной среды освещается параллельным пучком света, то в этом случае задача определения функции распределения частиц по размерам $f(r)$ и численной концентрации N частиц сводится к обращению

линейного интегрального уравнения первого рода [3]:

$$I(\theta, \lambda) = N \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} S(\theta, \lambda, a) f(a) da, \quad (1)$$

где $I(\theta, \lambda)$ — показатель рассеяния под фиксированным углом θ при длине волны падающего излучения λ ; N — общая концентрация; $f(a)$ — функция распределения частиц по размерам; a_{\min} и a_{\max} — граничные радиусы частиц взвеси; $S(\theta, \lambda, a)$ — функция рассеяния частицы радиусом a на длине волны λ .

Измерения малоуглового светорассеяния проводятся по следующей схеме. Лазерное излучение, проходя через стекло с кратерами, рассеивается и попадает на фотоприемник, далее обрабатывается схемой прибора, после чего проводятся необходимые вычисления и рассчитывается концентрация и размерный состав частиц (кратеров). Чтобы исключить влияние исходного пучка света на фотоприемник, которое затрудняет выделение сигнала при малых углах рассеяния, измерения выполняются за пределами фокального пятна. Измерения $I(\theta)$ проводятся для углов $\theta > \theta_{\min}$ и захватывают область до $\gamma \approx 4^\circ$.

Среди проблем, возникающих при реализации метода малых углов, в первую очередь, надо отметить невозможность получения в эксперименте всей той информации, которая формально нужна для обращения. Так, для расчета $f(a)$ мы должны иметь индикатрису для всех значений γ , от 0 до ∞ . В действительности углы рассеяния θ , для которых возможны измерения индикатрисы рассеяния, ограничены как снизу (некоторым γ_{\min}), так и сверху (γ_{\max}).

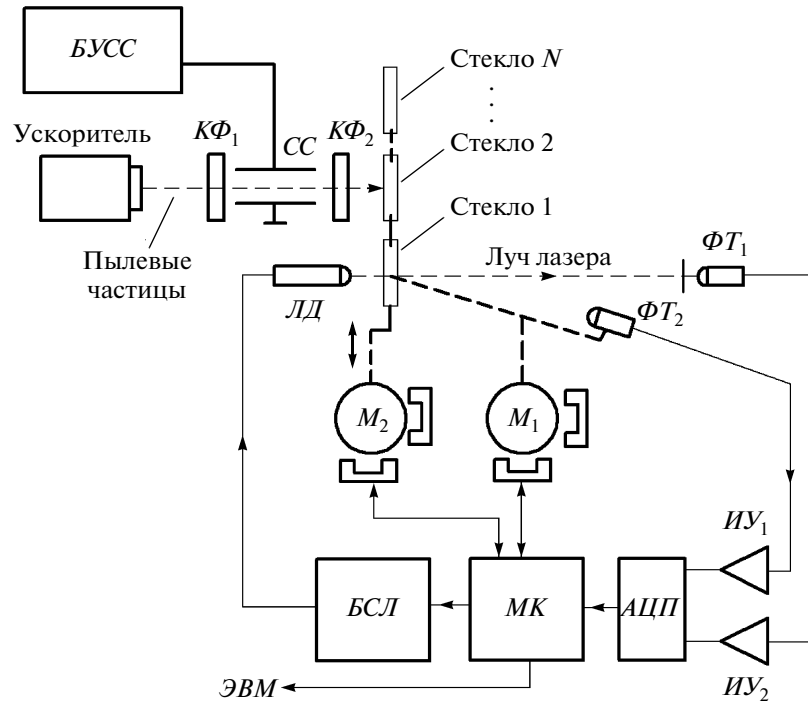


Рис. 1. Функциональная схема измерителя индикатрисы. ΦT_1 – фототранзистор для измерения мощности лазера; ΦT_2 – фототранзистор для измерения индикатрисы; $ИУ_1$ и $ИУ_2$ – инструментальные усилители; $АЦП$ – аналогово-цифровой преобразователь; $МК$ – микроконтроллер; M_1 и M_2 – шаговые двигатели; $ЛД$ – лазерный диод; $БСЛ$ – блок стабилизации тока лазера; $КФ$ – кольца Фарадея; $СС$ – селектор скоростей; $БУСС$ – блок управления селектором скоростей.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Источником бомбардирующих частиц служит электродинамический ускоритель, конструкция которого описана в [4]. Частицы имеют размер 1–5 мкм, скорость 1–10 км/с и ускоряются по одной, что позволяет контролировать характеристики (скорость и заряд) каждой из них. Кроме того, в данном эксперименте в вакуумной камере перед исследуемым образцом расположен селектор скоростей. Это позволяет повысить чистоту эксперимента, удалив из потока частицы с малыми скоростями, поскольку при их ударе о поверхность не происходит образования кратера.

Для измерения индикатрисы служит устройство, функциональная схема и внешний вид которого приведены соответственно на рис. 1 и 2. На вращающемся предметном столике устройства установлены исследуемые стекла (до 8 штук). В начальный момент времени для каждого из стекол определяется начальная индикатриса рассеяния. Кроме того, при помощи фототранзистора ΦT_1 измеряется и записывается в память текущая мощность лазерного диода $ЛД$. Это необходимо, поскольку выходная мощность лазера подвержена деградации, а также множеству других дестабилизирующих факторов. Перед фототранзистором ΦT_1 размещена диафрагма, снижающая интенсив-

ность лазерного луча до уровня, позволяющего фототранзистору работать на линейном участке люкс-амперной характеристики.

После измерения начальных условий одно из стекол вводится в пространство воздействия потока частиц и остается там до накопления на поверхности нужного количества частиц, что контролируется электростатическими датчиками – кольцами Фарадея $КФ_1$ и $КФ_2$, установленными в непосредственной близости от поверхности исследуемого стекла.

Затем стекло переводится в пространство измерения индикатрисы рассеяния. Включается лазерный диод $ЛД$, а фототранзистор ΦT_2 с коллиматором приводится в движение вокруг образца при помощи шагового двигателя M_1 с шагом 0.9° . Фототранзистор при этом регистрирует амплитуду рассеянного света в зависимости от угла (индикатрисы). Блок стабилизации тока ($БСЛ$) при этом поддерживает постоянную мощность лазера. Инструментальные усилители $ИУ_1$ и $ИУ_2$ имеют перестраиваемый коэффициент усиления от 1 до 128, что позволяет расширить динамический диапазон измерения. Результаты измерений передаются в $ЭВМ$ для дальнейшей обработки.

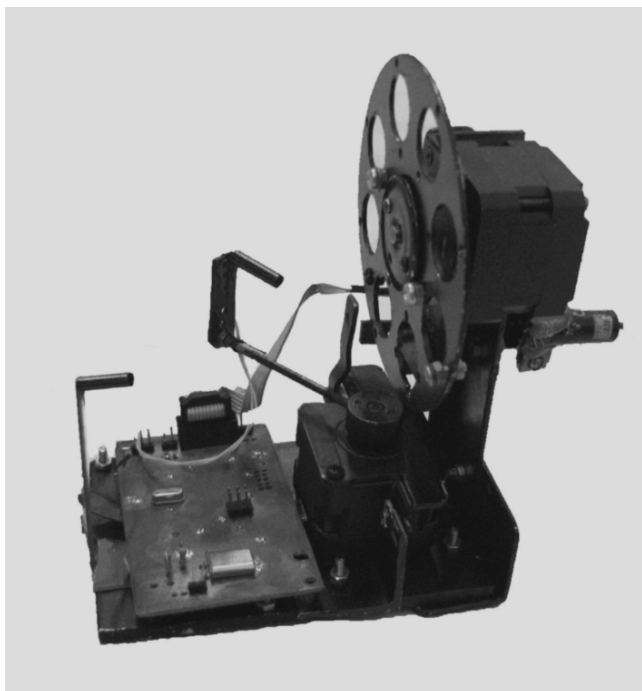


Рис. 2. Внешний вид устройства для измерения индикатрисы.

Недостатком данной компоновки является невозможность измерения индикатрисы при угле рассеяния, близком к нулю, из-за паразитной засветки от луча лазера. Однако, поскольку ожидаемый диапазон размеров кратеров заранее известен и находится в диапазоне 0.5–5 мкм, можно ограничиться измерением индикатрисы для углов 4.5° – 72° .

Схема (см. рис. 1) включает в себя также селектор скоростей *СС* и блок управления селектором скоростей *БУСС*. Селектор скоростей позволяет повысить чистоту эксперимента и работает следующим образом. Поток частиц на выходе из ускорителя пролетает между двумя параллельными

пластинами, одна из которых находится под потенциалом 1–5 кВ, а вторая заземлена. Частица, имеющая малую скорость, отклоняется под действием электрического поля между пластинами и попадает в ловушку. Высокоскоростные частицы проходят между пластинами практически без отклонения.

На рис. 3 показано распределение частиц по скоростям на входе (рис. 3а) и выходе (рис. 3б) *СС*. В частности, на рис. 3б видно, что на выходе *СС* выделена часть спектра в диапазоне 5500–6500 м/с. На рис. 4 показан *СС*, установленный в вакуумной камере ускорителя.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

В ходе эксперимента поверхность оптического стекла марки К-8 площадью 5 см² была облучена потоком $5 \cdot 10^3$ частиц алюминия. Диаметр частиц составлял 1–3 мкм, диапазон скоростей соответствовал распределению на рис. 3б. На поверхность стекла до начала эксперимента была напылена пленка золота толщиной 10 нм, что необходимо для последующего исследования кратеров при помощи электронного микроскопа. Измерение индикатрисы проводили после облучения поверхности образца потоками частиц: $1 \cdot 10^3$, $3 \cdot 10^3$ и $5 \cdot 10^3$. Закон распределения частиц по поверхности образца для данного ускорителя близок к нормальному [4]. Поэтому к концу эксперимента на площадке $\varnothing 1$ мм² в центре образца (пятно засветки лазером) образовалось около 40 кратеров, что наблюдалось после эксперимента с помощью электронного микроскопа. На рис. 5 показаны индикатрисы рассеяния чистого образца (кривая 1) и образца после напыления $5 \cdot 10^3$ частиц (кривая 2), а также индикатриса рассеяния напыленного слоя (кривая 3), определяемая как разность между индикатрисами чистого образца и образца с напыленным слоем.

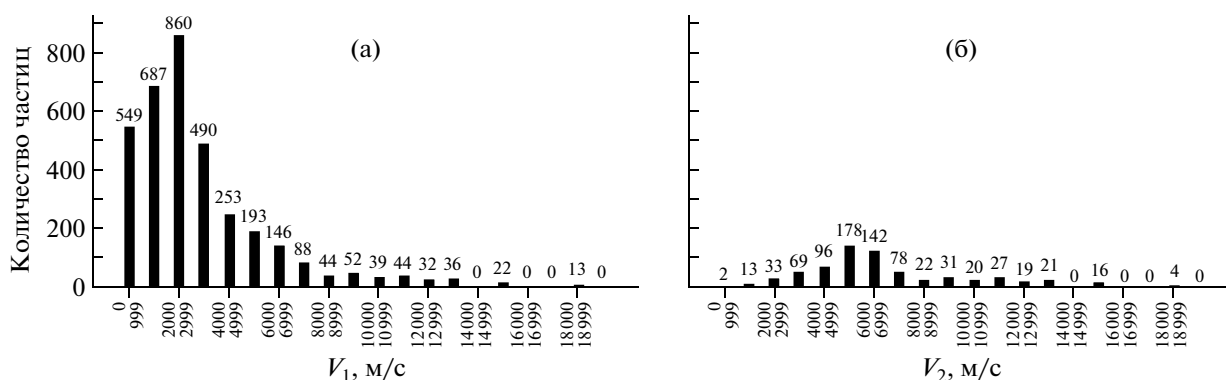


Рис. 3. Распределение частиц по скоростям на входе селектора скоростей (а) и на выходе (б).



Рис. 4. Фотография селектора скоростей. 1 – отклоняющие пластины; 2 – высоковольтные изоляторы; 3 – датчик частиц с двумя группами колец Фарадея; 4 – зарядочувствительные усилители датчиков частиц.

На рис. 6 показаны индикатрисы рассеяния для разного количества частиц. Как видно из графиков, с повышением количества кратеров на поверхности стекла амплитуда максимумов функции возрастает практически линейно, при этом положение максимумов остается неизменным, что говорит о постоянстве значения среднего размера кратеров за время эксперимента.

Фотография одного из кратеров, полученная с помощью электронного микроскопа после эксперимента, а также его элементный состав приведены на рис. 7. Диаметр кратера на фотографии составляет 6 мкм. Кратер такого диаметра соответствует частице диаметром 2 мкм и скоростью около 5 км/с.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

Как было сказано ранее, индикатриса рассеяния и функция распределения частиц $f(a)$ связаны между собой соотношением

$$I(\theta, \lambda) = N \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} S(\theta, \lambda, a) f(a) da.$$

Функцию рассеяния $S(\theta, \lambda, a)$ можно найти с помощью различных методов (Ми, Релея, Фраунгофера), каждый из которых имеет свои границы применимости [5].

В нашем случае, поскольку размер исследуемых частиц соизмерим с длиной световой волны (красный лазер, 650 нм) либо незначительно его

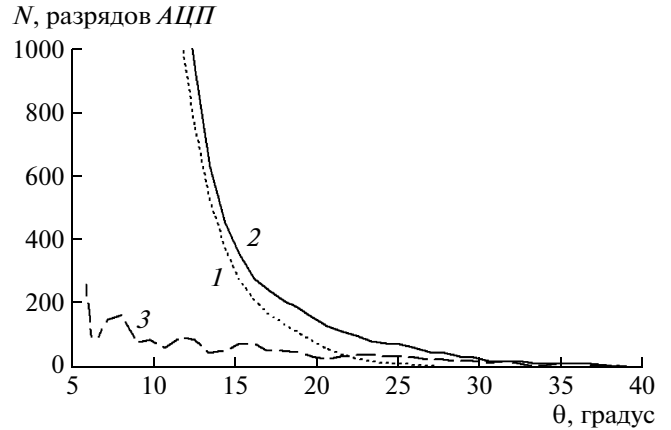


Рис. 5. Индикатрисы рассеяния: 1 – чистого образца; 2 – после воздействия частиц; 3 – напыленного слоя (разность двух предыдущих значений).

превышает, используется уравнение Ми в приближении Релея–Дебая [6], которое имеет вид

$$I(\theta, a) = \left(\frac{3J_1(x(\theta, a))}{x(\theta, a)} + \gamma(\theta, a) \right)^2. \tag{2}$$

Здесь

$$\gamma(\theta, a) = \frac{\text{sgn}(J_1(x(\theta, a)))}{x(\theta, a)^{1.5}};$$

$$J_1(z) = \frac{\sin z - z \cos z}{z^2};$$

$$x(\theta, a) = \frac{2a\pi}{\lambda} (1 + m^2 - 2m \cos d(\theta))^{0.5},$$

где λ – длина волны лазера (650 нм), m – коэффициент преломления материала.

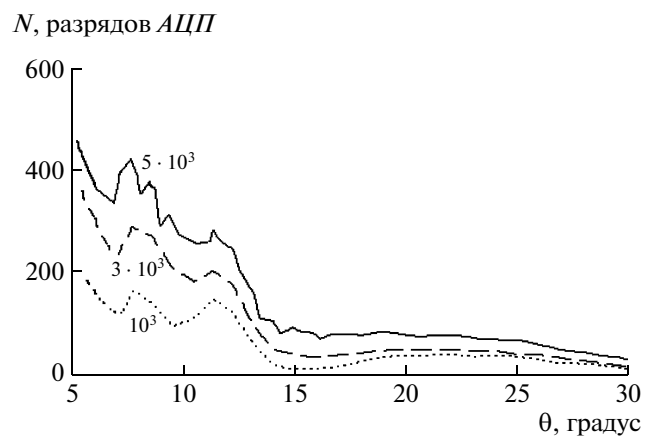


Рис. 6. Индикатрисы рассеяния при различном количестве кратеров (цифры у кривых) на поверхности образца.

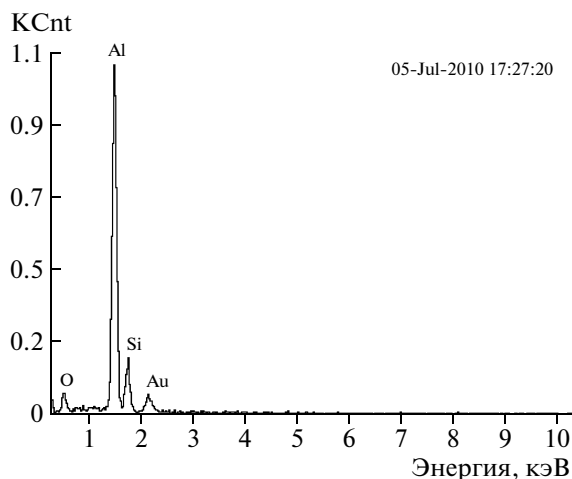
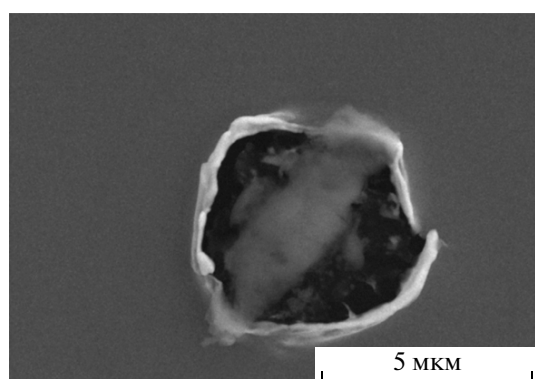


Рис. 7. Фотография типового кратера на поверхности стекла и его атомарный состав. KCnt – концентрация вещества.

Суммарная функция рассеяния с учетом нормировки по амплитудам имеет вид

$$I(\theta) = \int_{a_1}^{a_2} a^6 \frac{32\pi^4 |m-1|^2}{9\lambda^4 r^2} \times \left(\frac{3J_1(x(\theta, a))}{x(\theta, a)} + \gamma(\theta, a) \right)^2 f(a) da, \quad (3)$$

где r – расстояние от исследуемой поверхности стекла до фотоприемника (100 мм); $f(a)$ – функция распределения кратеров по диаметрам на поверхности образца, определяемая численно, методом последовательных приближений.

Результат вычислений приведен на рис. 8. График нормирован по максимальному значению. Анализ рис. 8 показывает, что максимум распределения приходится на диаметр 5 мкм.

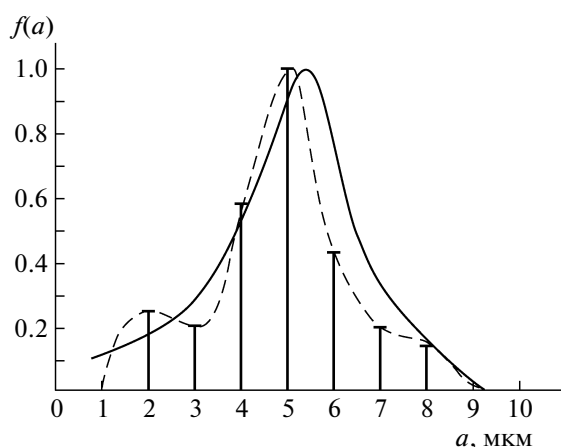


Рис. 8. Функция распределения диаметров кратеров на поверхности стекла.

Сплошной линией на рис. 8 показан результат расчета для частиц с диаметром 2 мкм и скоростью 3–5 км/с по формуле [7]:

$$D = 5 \cdot 10^{-4} d_p^{1.076} \rho_m^{-1/2} \rho_p^{0.743} V^{0.727} (\cos \gamma)^{0.601}, \quad (4)$$

где ρ_m – плотность материала преграды; ρ_p – плотность материала частицы; V – скорость удара; γ – угол удара; d_p – диаметр частицы.

После эксперимента исследованная зона образца была сфотографирована при помощи электронного микроскопа. Полученный средний размер кратеров совпал с вычисленным значением.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанная методика эксперимента и устройство регистрации характеристических размеров кратеров позволяют выполнить измерения для нескольких образцов материалов в процессе их облучения частицами без развакуумирования, что является условием проведения экспериментального моделирования процесса деградации материалов в динамике и ее прогнозирования в условиях натурального эксперимента. Среднестатистическая погрешность описанного метода по сравнению с данными, полученными при помощи электронного микроскопа, составляет 10%, что обусловлено сложной формой высокоскоростных частиц и образованных кратеров на поверхности материала.

Работа выполнена в ходе научно-исследовательской работы в рамках реализации ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” на 2009–2013 гг. (ГК №П889 от 26 мая 2010 г.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Сёмкин Н.Д.* Методы регистрации пылевых и газовых частиц в лабораторных и космических условиях. Самарский государственный аэрокосмический университет им. академика С.П. Королева, 2002.
2. *Калаев М.П., Сёмкин Н.Д.* // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. Самара: Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики. 2010. № 2. С. 108.
3. *Шифрин К.С., Чаянова Э.А.* // Изв. АН СССР. 1966. Т. 2. № 2. С. 119.
4. *Сёмкин Н.Д., Пияков А.В., Воронов К.Е. и др.* // ПТЭ. 2007. № 2. С. 140.
5. *Ван де Хюлст Г.* Рассеяние света малыми частицами. М.: Изд-во иностр. лит. 1961.
6. *Drake R.M., Gordon J.E.* // American Journal of Physics. 1985. V. 53. P. 955.
7. *Сёмкин Н.Д., Калаев М.П.* // ПТЭ. 2011. № 1. С. 136.