

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫХ ЛОВУШЕК В ПРИСУТСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А. С. Иванов*, А. Ф. Паль**, А. Н. Рябинкин**, А. О. Серов**
* РНЦ Курчатовский Институт, ** ОМЭ НИИЯФ МГУ

Введение

В наше время интерес к изучению пылевых структур стимулирован, в основном, проблемами, возникающими в процессах плазменной обработки поверхностей при изготовлении микроэлектронных устройств. Присутствие частиц в плазме не только означает потенциальную угрозу обрабатываемой поверхности (и, следовательно, производству продукта), но также они могут быть причиной локальных возмущений плазменных характеристик, которые негативно влияют на обработку. Образование составных частиц в плазме, их увеличение в диаметре от 1–4 нм до 5–10 мкм, зарядка частиц в плазме, перемещение этих подвешенных частиц и их влияние на результат обработки изучены недостаточно. Понимание физики процесса агломерации частиц могло бы иметь большое значение в технологии производства микропроцессоров, где оседание на подложку агломерировавшихся частиц приводит к ее отбраковке, что составляет основную стоимость производства и препятствует дальнейшей миниатюризации компьютеров.

Кроме того, рассматриваемая проблема актуальна при получении дисперсионных композиционных материалов (ДКМ) – порошков, состоящих из малых частиц, покрытых металлической оболочкой – методом магнетронного осаждения покрытия на частицы, левитирующие в плазме разряда. В этом случае возможна коагуляция частиц обрабатываемого порошка, приводящая к образованию агломератов, покрытых общей оболочкой, что сильно снижает качество продукта. Поэтому коагуляция в этом процессе должна быть, по возможности, устранена.

В настоящее время хорошо известно, что в плазме при некоторых условиях могут возникать левитирующие скопления частиц пыли, располагающиеся в определенных областях плазмы – плазменно-пылевых ловушках. Пылевые частицы могут находиться в ловушке несколько часов. Для определенности рассмотрим схему установки высокочастотного (ВЧ) разряда емкостного типа: два горизонтально расположенных электрода, один из которых, как правило, заземлен, а ко второму приложено переменное напряжение с частотой несколько МГц. Эта схема является стандартной для большинства описываемых ниже экспериментов. В плазму попадают пылевые частицы либо введенные извне, либо образующиеся в процессе травления поверхности электрода. На каждую частицу пыли в плазме действует несколько сил различной природы и их баланс является условием возникновения ловушки. При попадании в плазму ВЧ-разряда пылевая частица довольно быстро приобретает значительный отрицательный заряд, возникающий из-за разности тепловых скоростей электронов и ионов. Рост заряда продолжается до тех пор, пока поток электронов не сравняется с потоком ионов. Заряд частицы q при этом будет равен, как показано в ряде работ (см., например, [1]):

$$q = -\frac{kT_e d}{2e} \ln\left(1 + \frac{K_e}{K_i}\right), \quad (1)$$

здесь и далее T_e – температура электронов, d – диаметр частицы, e – заряд электрона, k – постоянная Больцмана, K_e и K_i – подвижности электронов и ионов соответственно. Для частиц микронных размеров в плазме с $T_e \approx 1\div 3$ эВ характерная величина заряда $q \approx 10^3\div 10^4 e$. Харак-

терное время зарядки частиц – $10^{-4} \div 10^{-6}$ с [2]. Вблизи ВЧ-электрода существует приэлектродный слой плазмы, заряженный, в среднем за период, положительно. Причина возникновения этого слоя в большей подвижности электронов, чем ионов, благодаря чему ионы во внешнем ВЧ поле остаются практически неподвижными, а электроны совершают колебательные движения около них вслед за полем. Часть электронов, расположенных вблизи электрода, совершая колебания, касаются поверхности электрода и навсегда уходят в него. В результате у электрода в среднем за период остается слой нескомпенсированного положительного заряда [3]. Среднее за период электрическое поле всюду внутри слоя и в узкой области плазмы вблизи него направлено к электроду. Около нижнего электрода сила, действующая на частицы со стороны этого поля, может компенсировать силу тяжести. Это и приводит к их левитации у нижнего электрода, которая наблюдалась в [4, 5]. Важно отметить, что на частицы в слое действует еще одна сила – сила увлечения потоком ионов, направленная к электроду, всегда существующая в слое, и поэтому сила электростатического отталкивания должна компенсировать также и ее. Вблизи верхнего электрода также существует двойной электрический слой и, если сила увлечения ионным потоком достаточно велика, чтобы компенсировать силу тяжести, то возможно существование пылевой ловушки и у верхнего электрода, экспериментально наблюдавшейся в [6]. Кроме указанных сил, на частицы действуют и другие силы, вызванные увлечением потоком рабочего газа (вязкое трение), тепловым потоком. Обычно они гораздо меньше, чем силы тяжести и электростатические силы, но в некоторых случаях они начинают играть заметную роль и пренебрегать ими нельзя.

Во многих экспериментах и технологических процессах наблюдались рост и агломерация пылевых частиц. Развитие процесса агломерации при наличии у частиц больших одноименных зарядов исследовано недостаточно полно. Известно [7], что для одноименно заряженного аэрозоля электростатическое взаимодействие препятствует коагуляции, отталкивая частицы друг от друга и уменьшая концентрацию аэрозоля. В [2] была выдвинута гипотеза о том, что притяжение между частицами, приводящее, в конечном счете, к их агломерации, возможно благодаря бомбардировке нейтральными частицами. Было показано, что при расстояниях между пылевыми частицами, меньших дебаевского радиуса, их роль заметно возрастает. При этом силы притяжения и электростатического отталкивания имеют одинаковую зависимость от расстояния ($\sim 1/r^2$), поэтому, если сила притяжения доминирует на некотором расстоянии, меньшем дебаевского радиуса, но много большего размера частиц, то она будет доминировать вплоть до соприкосновения частиц.

В настоящей работе исследовались пылевые ловушки в плазме высокочастотного (ВЧ) емкостного разряда в присутствии магнитного поля, ориентированного вдоль поверхности электрода, которые ранее, насколько нам известно, не изучались.

Экспериментальная установка

Для решения поставленной задачи создана экспериментальная установка, которая позволяет создавать ВЧ-разрядную плазму при давлениях $p \sim 10^{-1} \div 10^{-3}$ Торр ($13.3 \div 0.13$ Па) и различных потоках рабочего газа. Установка состоит из следующих основных элементов:

1. Разрядная камера

Разрядная камера (рис. 1) одноэлектродная, для осуществления асимметричного ВЧ-разряда емкостного типа, объемом 35 л. Диаметр электрода 100 мм. Для того, чтобы не допустить пробой газа вне рабочей области и для увеличения энерговклада в нее, концентрично с нагруженным электродом на расстоянии 1.5 мм от него расположен защитный электрод. Для оптической диагностики пылевой ловушки в камере имеются два окна.

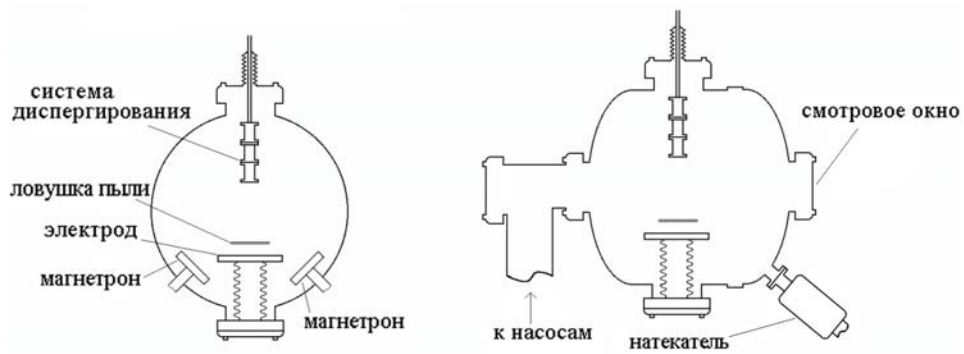


Рис. 1. Схема разрядной камеры и основных ее элементов

2. ВЧ-генератор

Обеспечивает пробой рабочего газа и дальнейшее поддержание горения ВЧ-разряда мощностью до 40 Вт при давлениях $10^{-1} \div 10^{-3}$ Торр на частотах от 4 до 7 МГц. Разрядный ток измерялся с помощью «пояса Роговского», напряжение – с помощью емкостного делителя.

3. Газовакуумная система

Основными элементами газовакуумной системы являются: диффузионный паромасляный насос, форвакуумный насос ротационного типа, пьезоэлектрический натекаТЕЛЬ, азотные ловушки. Газовакуумная система обеспечивает стационарный поток рабочего газа до 10 ссст в диапазоне давлений $10^{-3} \div 10^{-1}$ Торр. Натекание атмосферного воздуха в камеру меньше 10^{-4} Торр·л/мин при давлении 10^{-3} Торр.

4. Система диспергирования и дозированной подачи частиц в плазму

Частицы микронного и субмикронного размера обычно имеют тенденцию к слипанию между собой и прилипанию к стенкам сосуда под воздействием сил различной природы. Чтобы получить облако, состоящее из отдельных пылинок, в условиях низкого давления в нашей установке используется инерционная система диспергирования пыли, аналогичная применявшейся в [8], схема которой изображена на рис. 2.

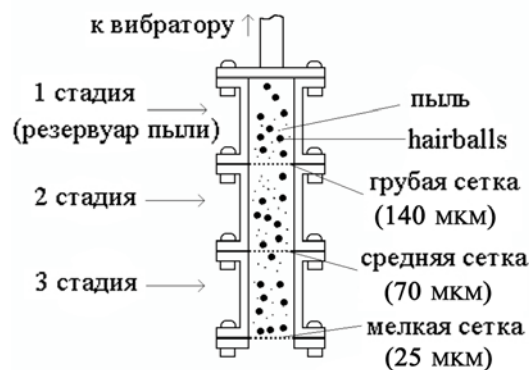


Рис. 2. Система диспергирования порошка [8]

Три цилиндрических контейнера диаметром 10 мм и высотой 50 мм установлены друг над другом и разделены сетками с различными ячейками – 140, 70, 25 мкм. В каждый отсек помещены 10÷15 стеклянных шариков, покрытых волокном (hairballs). В верхний отсек диспергатора засыпается порошок. Устройство соединено через шток с эксцентриком вала мотора, обеспечивающим его синусоидальные колебания с частотой 25 Гц. Прыгающие в отсеках шарики размлачивают компаунд порошка, который, проходя сквозь все более мелкие сетки, выходит наружу в виде отдельных частиц. Согласно [8], система обеспечивает выход диспергированного порошка до 10^7 частиц в секунду, 85 % из которых не соединены между собой.

5. Магнитная система

В разрядной камере установлены два магнетронных распылителя. Внутри каждого распылителя находится постоянный магнит в форме кольца, магнитное поле которого направлено перпендикулярно его плоскости. С помощью железного магнитопровода (диск с выступающим цилиндром в центре), установленного на одной из сторон магнита, магнитное поле второго полюса выводится в центр кольца. Магнетронные распылители располагаются в непосредственной близости от электрода и их магнитное поле оказывает существенное влияние на процессы в разрядной плазме.

6. Системы диагностики пылевой ловушки

Для обнаружения и наблюдения плазменно-пылевых ловушек, их формы, положения в пространстве был применен метод, основанный на наблюдении рассеянного лазерного света (LLS) [9, 10]. Для этого была создана оптическая система с возможностью точной ориентации в пространстве, включающая в себя лазер, детекторы излучения, систему линз и диафрагм. Использован гелий-неоновый лазер ЛГН-215 с основной длиной волны $\lambda = 0.63$ мкм и мощностью излучения 50 мВт. Детектирование рассеянного света производилось с помощью фотоэлектронного умножителя ФЭУ-58, на который для уменьшения влияния свечения разряда устанавливался светофильтр. Сигналы с ФЭУ, пройдя через усилитель, регистрировались цифровым осциллографом С9-8. Для регистрации интенсивности проходящего света использовался фотодиод ФД-24К. Визуальное наблюдение ловушек осуществлялось методом «лазерного ножа», для этого использовалась дополнительная система из двух цилиндрических линз, расположенных конфокально, которая «растягивала» луч в горизонтальном направлении до 80 мм.

Эксперимент

1. Получение плазменно-пылевой ловушки и ее оптимизация

Для изучения пылевых частиц в плазме ВЧ-разряда необходимо было найти такие оптимальные условия эксперимента, при которых пылевая ловушка могла бы существовать продолжительное время, при этом концентрация пылевых частиц в ней должна была быть как можно большей. Желательно также для удобства наблюдений и экспериментов по осаждению покрытий было максимизировать ее размер. Для нахождения этих условий была проведена серия экспериментов, в которых изучалась зависимость указанных параметров ловушки от внешних условий: амплитуды разрядного тока и напряжения, давления, величины натекания рабочего газа (аргона). Определение геометрических размеров ловушки и времени ее существования производилось визуально методом «лазерного ножа». Концентрация частиц измерялась методом поглощения лазерного излучения [11]. Суть этого метода в следующем. При прохождении света сквозь пылевое облако, часть излучения поглощается пылевыми частицами и интенсивность выходящего из облака излучения становится меньше, чем входящего. Зная длину пути, пройденного излучением в ловушке, а также характер взаимодействия света

с частицами и их форму, можно определить концентрацию частиц. Интенсивность луча света I на выходе из дисперсной среды связана с начальной интенсивностью света I_0 на входе в нее следующей зависимостью [11]:

$$I = I_0 \exp(-kl), \quad (9)$$

здесь k – коэффициент ослабления света, l – ширина просвечиваемого участка.

Из уравнений Ми [12, 13], описывающих рассеяние на сферических частицах, и формулы (9) можно получить следующее основное уравнение ослабления света в дисперсной среде:

$$I = I_0 \exp(-k\pi r^2 n l). \quad (10)$$

Произведение $k\pi r^2$ характеризует эффективную площадку рассеяния для каждой частицы с радиусом r , n – концентрация частиц.

$$n = \frac{\ln(I_0) - \ln(I_1)}{k\pi r^2 l} \quad (11)$$

В общем случае коэффициент k является функцией размера частицы, длины волны падающего света и показателя преломления. В нашем случае исследуемые частицы практически непрозрачны и можно положить $k \approx 1$.

Опыты с диэлектрическими частицами размером от 3 мкм и менее показали, что пылевая ловушка возникает в диапазоне давлений от 10^{-1} до 10^{-2} Торр и имеет форму диска в случае плоского электрода, расположенного на высоте ~ 10 мм с толщиной ~ 1 мм и всегда располагается в плазме на границе с приэлектродным слем. Эта граница хорошо заметна по отсутствию в слое характерного для других областей плазмы свечения [14]. При уменьшении давления ловушка перемещается на большую высоту и, как правило, становится менее устойчивой и быстрее опустошается. При увеличении приложенного к электроду напряжения начальная концентрация пылевых частиц увеличивается, но время опустошения ловушки уменьшается. При замене стандартного плоского электрода на другие, например, на электрод дисковой формы с кольцевым углублением, можно добиться увеличения времени опустошения ловушки, благодаря возникающим (вследствие неоднородности электрода) горизонтальным составляющим электрического поля, удерживающим частицы.

2. Влияние магнитного поля

Наблюдения показали, что введение магнитного поля оказывает существенное влияние на структуру разряда и на конфигурацию и расположение находящихся в нем пылевых ловушек. Магнитное поле в приэлектродной области было измерено с помощью датчика Холла. Для этого датчик был закреплен на системе из двух оптических рельсов, позволяющей осуществлять его точное позиционирование в пространстве. Ввиду симметричного расположения магнитов относительно центра электрода измерения магнитного поля проводились в одной половине камеры, в другой половине картина поля является зеркальным отражением первой. Измерения поля проводились последовательно для всех трех его составляющих в последовательности точек через каждые 10 мм на различных высотах над электродом – 4, 10, 20 и 30 мм. Измерения показали, что магнитное поле в камере имеет, в основном, продольную составляющую, направленную от магнита к магниту; две другие составляющие оказались существенно меньше и составляли не более чем 0.01 от ее величины вблизи электрода. Ха-

ракетное пространственное распределение продольной составляющей магнитного поля над половиной электрода показано на следующих графиках (рис. 3).

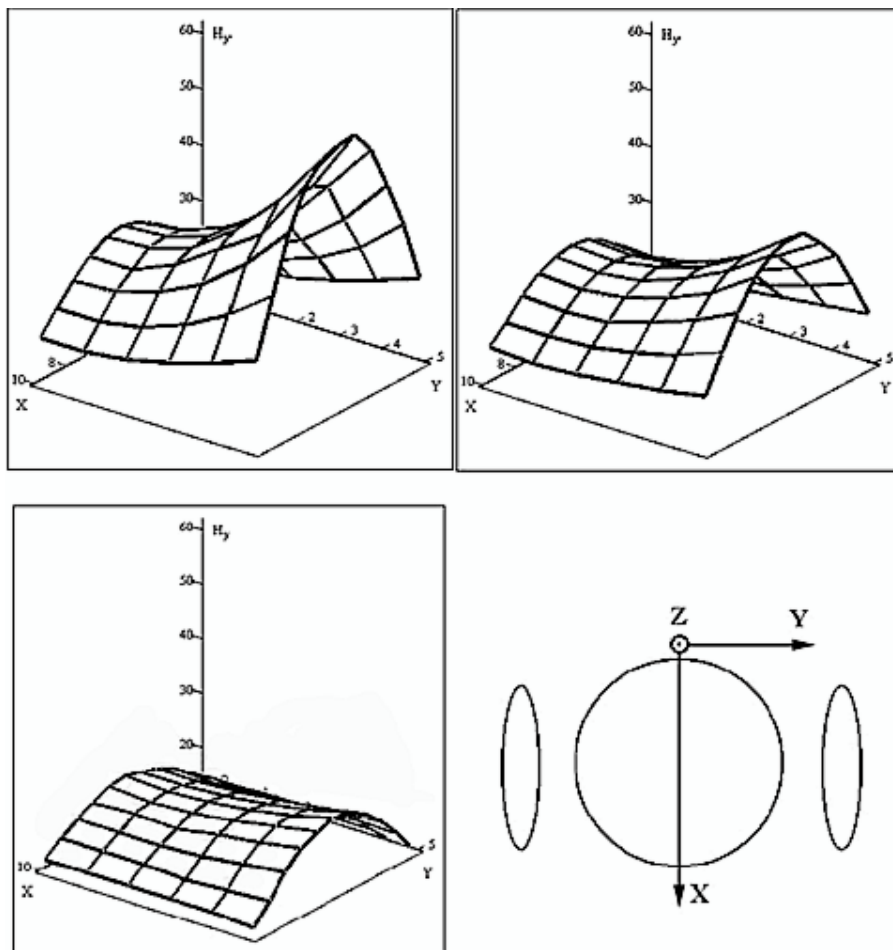


Рис. 3. Распределение продольной составляющей напряженности магнитного поля над правой половиной электрода на высоте 4, 20, 40 мм ($[X], [Y] = \text{см}, [H_y] = \text{Э}$)

Хорошо видно, что величина поля быстро уменьшается с увеличением высоты, а также в направлении от центра к краям электрода вдоль прямой, перпендикулярной полю, а при приближении к магнетрону поле быстро возрастает. Измеренное магнитное поле в центре электрода составляло от 60 до 100 Э в зависимости от расстояния между магнетронами. Наблюдения за разрядом показали, что картины его свечения существенно отличаются в присутствии магнитного поля и в его отсутствие (после удаления магнитов).

В отсутствие поля плазма полностью и равномерно покрывает весь электрод, толщина приэлектродного слоя постоянна над всей плоскостью электрода. Характерная фотография свечения разряда в присутствии магнитного поля показана на рис. 4. На нем изображены виды разряда сбоку и сверху (в данном случае электрод имеет небольшое радиальное углубление, но, как показал опыт, это заметно не влияет на картину разряда – она остается подобной при различных формах электрода, в том числе, в случае плоского электрода). Видно, что при

наличии магнитного поля светящаяся область смещена к краю электрода в направлении, перпендикулярном полю, и сужена в центре.



Рис. 4. Характерный вид разряда в присутствии магнитного поля (сбоку и сверху; воздух, $p = 10^{-2}$ Торр в Ar, $I = 60$ мА)

Толщина приэлектродного слоя в центре электрода меньше, чем у краев, так что свечение напоминает по форме тарелку. Зависимости толщины приэлектродного слоя от амплитуды разрядного напряжения показаны на рис. 5.

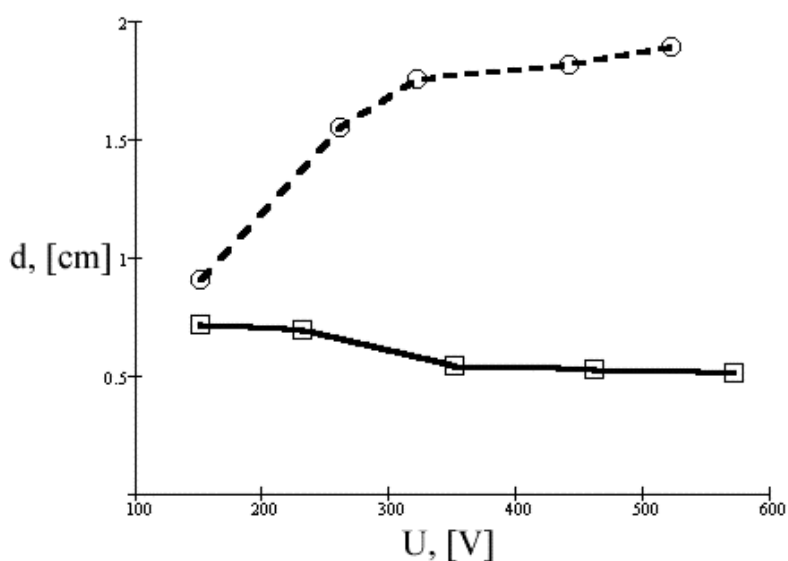


Рис 5. Зависимость толщины приэлектродного слоя d от амплитуды разрядного напряжения U при давлении $p = 4.7 \cdot 10^{-2}$ Торр в Ar. Пунктирная линия – без магнитного поля, сплошная линия – с магнитным полем (~ 100 Э)

Как видно, при наличии магнитного поля толщина слоя не только не увеличивается с увеличением разрядного напряжения, как в случае отсутствия поля, но и немного уменьшается.

Концентрация пылевых частиц, полученная методом поглощения, в присутствии магнитного поля составляла $n_d \sim 10^6 \text{ см}^{-3}$, в отсутствие магнитного поля – $n_d \sim 10^5 \text{ см}^{-3}$. Без магнитного поля время опустошения ловушки составляло не более 30 с, с магнитным полем ло-

вушки были гораздо устойчивее при тех же условиях и существовали в течение нескольких часов.

3. Измерение размеров частиц в ловушке в процессе коагуляции

Было обнаружено, что при некоторых условиях частицы пыли в ловушке коагулируют, причем иногда результат этого процесса заметен невооруженным глазом. В качестве примера на рис. 6 показаны фотографии различных слоев пылевой ловушки, отстоящих друг от друга менее чем на 1 мм, полученные методом «лазерного ножа».

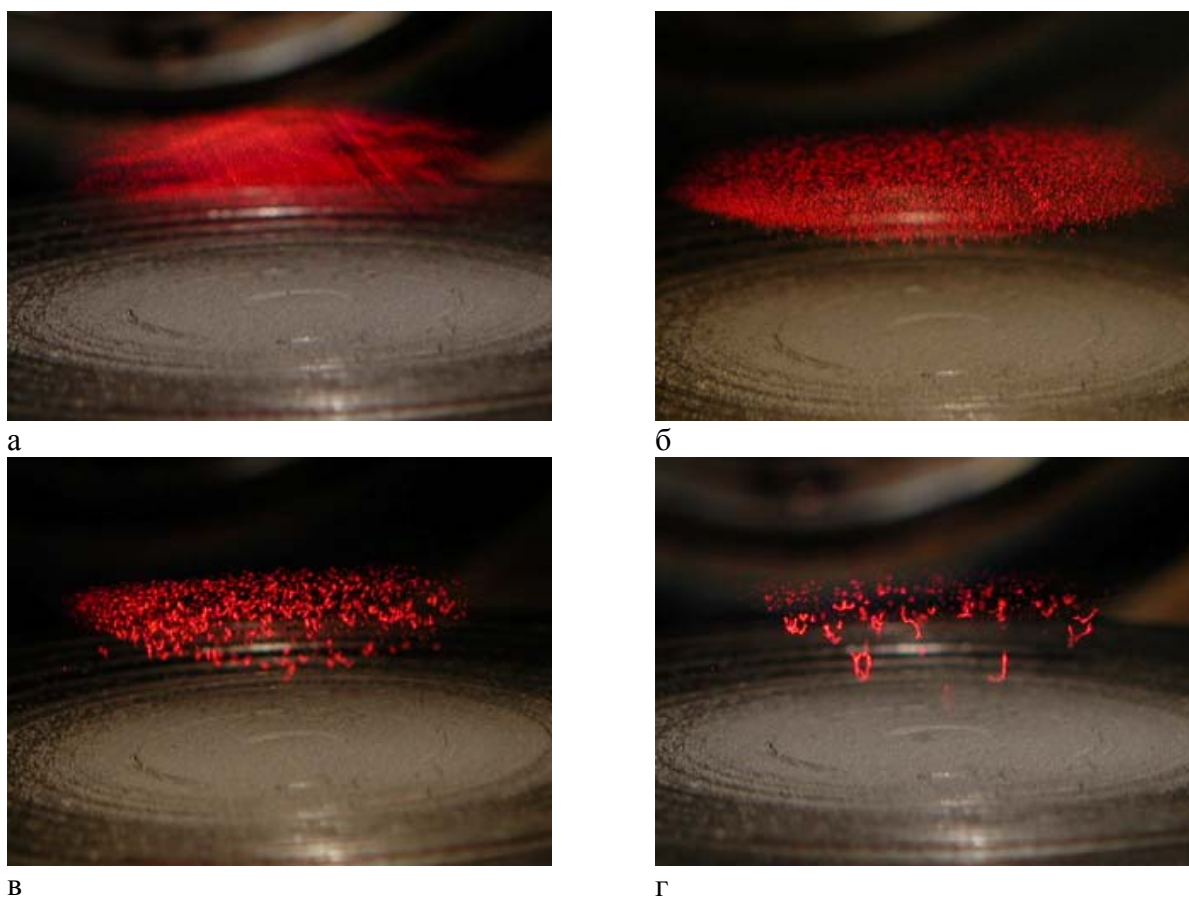


Рис. 6. Фотографии различных слоев пылевой ловушки в процессе коагуляции, полученные методом «лазерного ножа»

Для изучения динамики роста частиц в процессе коагуляции был применен оптический метод измерения размеров частиц, так называемый «метод малых углов» [11, 15]. Этот метод основан на измерении углового распределения света, рассеянного внутри конуса малого угла вдоль направления распространения основного пучка света.

При прохождении лазерного пучка света с длиной волны λ через дисперсную среду интенсивность света, рассеянного под малыми углами γ , определяется интегральным уравнением

$$I(\gamma) = \frac{I_0}{\gamma^2} \int_0^{\infty} f(r) r^2 I_1^2(\rho\gamma) dr . \quad (12)$$

Здесь $f(r)$ – функция распределения частиц по размерам, I_0 – интенсивность падающего луча, $\rho = 2\pi r/\lambda$ – параметр дифракции; r – радиус частицы; I_1 – функция Бесселя 1-го рода.

Решение этого уравнения имеет вид:

$$f(r) = \frac{C}{r^2} \int_0^{\infty} F(\rho\gamma)\varphi(\gamma)d\gamma, \quad (13)$$

где $F(\rho\gamma) = \rho\gamma I_1(\rho\gamma)Y_1(\rho\gamma)$, $Y_1(\rho\gamma)$ – функция Бесселя 2-го рода, $C = \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda}{\pi} \right)^2$;

$$\varphi(\gamma) \cong \frac{d}{d\gamma} \left[\gamma^3 \frac{I(\gamma)}{I_0} \right]; \quad (14)$$

$I(\gamma)$ – экспериментально измеряемая интенсивность света, рассеянного под разными углами γ .

У метода малых углов существуют следующие ограничения в применимости:

1. концентрация частиц в единице высвечиваемого объема не должна быть слишком большой, чтобы избежать появления вторичного рассеяния на соседних частицах и интерференционных явлений (расстояние между частицами должно быть много больше их радиуса);
2. максимальный радиус частиц ограничивается минимальным углом γ_{\min} , который еще можно зафиксировать с требуемой точностью;
3. минимальный радиус частиц, измеряемых этим методом, определяется условием $\rho > 15-20$, при котором еще индикатриса рассеяния представима исходным уравнением.

Измерение интенсивности рассеянного света проводились на описанной выше оптической системе. Методика проведения эксперимента была следующая. После настройки и юстировки системы выставлялся требуемый угол измерений. Фиксировался постоянный уровень сигнала ФЭУ, соответствующий интенсивности рассеянного света в отсутствие измеряемого объекта – пылевых частиц. После этого включался на некоторое время диспергатор, и на той же развертке осциллографа снова фиксировался сигнал ФЭУ. Искомая величина, пропорциональная интенсивности рассеянного частицами света, $kI(\gamma)$ определяется разностью этих сигналов (постоянный коэффициент k является характеристикой измерительной системы и в дальнейшем при нормировании исключается из кривых распределений частиц по размерам).

В качестве объекта исследований был взят полярид – абразивный порошок с распределением по размерам 0.1 мкм и менее. Полярид диспергировался в разряд (5.2 МГц, амплитуда напряжения – 400 В, $p = 10^{-2}$ Торр, Ar) и заполнял ловушку, в которой изучалась динамика коагуляции описанным выше методом. Частицы, выходящие из диспергатора, являлись агломератами исходных, поскольку в эксперименте использована небольшая частота колебаний диспергатора.

Чтобы узнать начальное распределение по размерам частиц, выходящих из диспергатора, были проведены измерения их размеров в отсутствие разряда в непосредственной близости от нижней плоскости диспергатора. Интенсивность измерялась под углами $0.5 \pm 2^\circ$ с шагом 0.5° в течение 50 с для каждого угла. Затем исследовалось изменение размеров частиц в плазменно-пылевой ловушке во времени. Измерения проводились под теми же углами, что и при измерениях начального распределения. Первые 20 с фиксировался сигнал ФЭУ в отсут-

ствие частиц, после этого на 10 секунд включался диспергатор (как показал опыт, за это время ловушка заполняется полностью). Далее, в течение 70 с, фиксировались интенсивность света, рассеянного на предоставленных самим себе частицах в ловушке.

Данные измерений, полученные под различными углами, показаны на рис. 7.

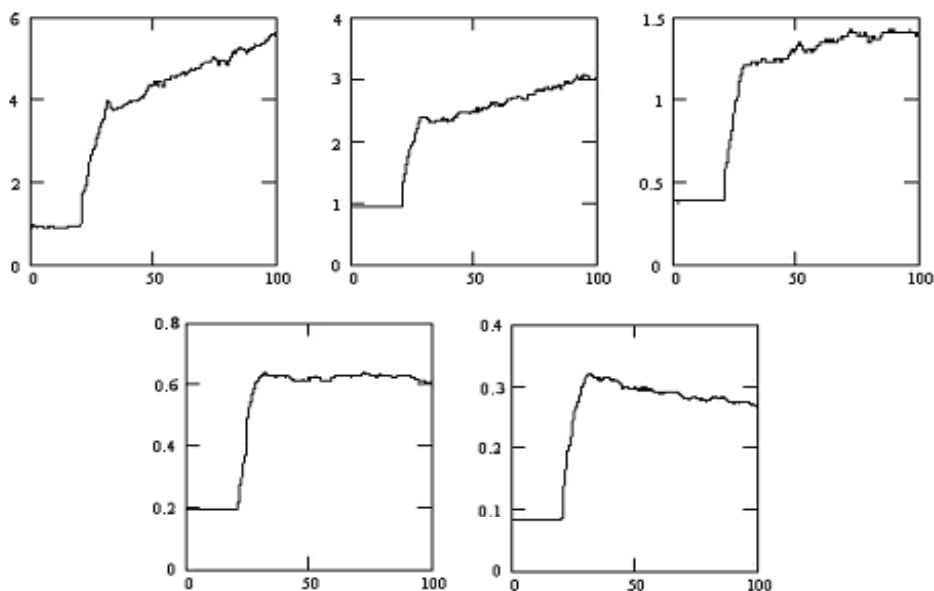


Рис. 7. Зависимости интенсивности рассеянного света (в относительных единицах) от времени для углов 0.25, 0.5, 1...2° соответственно

Видно, что для малых углов регистрируемый сигнал со временем увеличивается, но по мере увеличения угла измерений это увеличение становится все меньше и, наконец, под углом 2° наблюдается уже уменьшение сигнала во времени. Такое изменение интенсивности рассеянного света соответствует росту среднего размера частиц.

Для выбранных моментов времени строились зависимости интенсивности рассеянного света от угла (в рад), которые аппроксимировались функцией $I(\gamma)$, представляющей собой суперпозицию некоторых функций с коэффициентами, обеспечивающими ее наименьшее среднеквадратичное отклонение от экспериментальных точек. Характерный вид аппроксимированной зависимости рассеянной интенсивности $kI(\gamma)$, измеренной через 10 с после выключения диспергатора, изображен на рис. 8.

Далее $kI(\gamma)$ подставлялась в (14), после чего интеграл (13) вычислялся численно. Полученные распределения нормировались, нормирующие множители равны $\int f(r)dr$. На рис. 9. показаны полученные нормированные распределения $f(d)$ для различных моментов времени (d – диаметр частиц).

Видно, что исходное распределение по размерам со временем смещается в сторону больших размеров и сужается, причем наиболее сильные изменения происходят в начальный период времени.

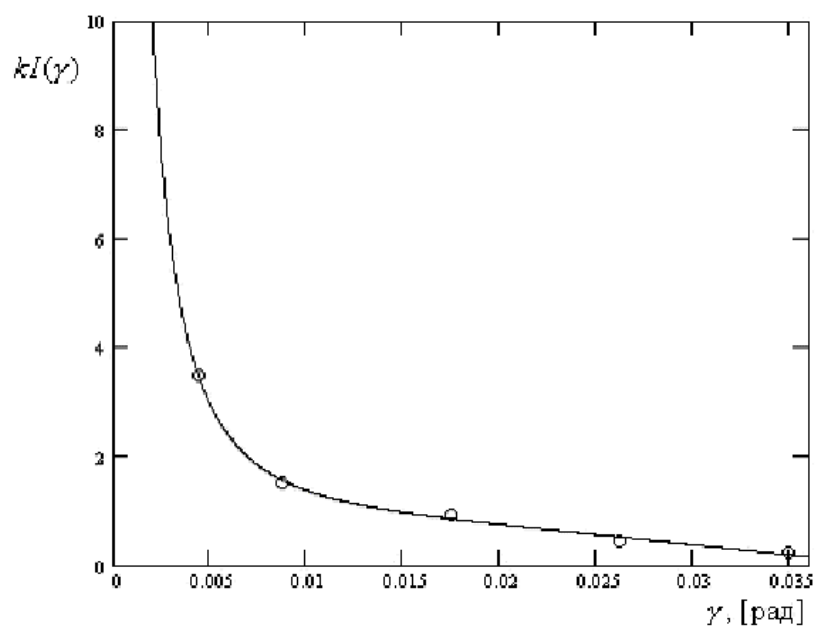


Рис. 8. Зависимость измеренной интенсивности рассеянного света $kI(\gamma)$ и аппроксимирующей ее кривой от угла рассеяния γ через 10 с после выключения диспергатора

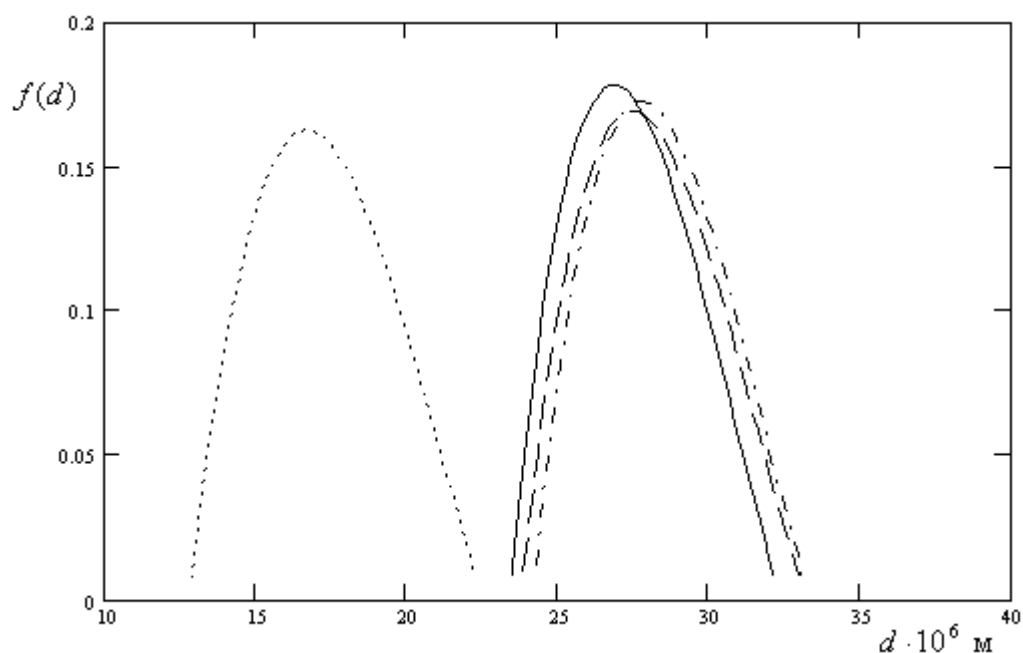


Рис. 9. Графики функции распределения $f(d)$ частиц по размерам в различные моменты времени. Пунктирная линия – начальное распределение частиц. Сплошная, штриховая и штрих-пунктирная линии – распределение через 1, 20 и 40 с после окончания диспергирования соответственно.

Обсуждение результатов эксперимента

В предыдущем разделе отмечались особенности свечения разряда в магнитном поле. В отличие от разряда без магнитного поля, когда плазма покрывает весь электрод, здесь плазма

смещена к краю электрода и сужена в центре. Такую картину можно качественно объяснить различными видами дрейфа электронов в магнитном поле. Критерием влияния магнитного поля на частицы является соотношение между ларморовской частотой $\nu_L = \frac{qH}{2\pi mc}$ и частотой

столкновений ν_0 (q, m – заряд и масса частицы соответственно, c – скорость света.). Для аргона при $p \sim 10^{-2}$ Торр $\nu_0 \sim 10^7 \text{ с}^{-1}$, для электронов при $H = 40 \text{ Э}$ ларморовская частота равна $\nu_L^e \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$, для ионов $\nu_L^i \sim 10^3 \text{ с}^{-1}$. Таким образом, в нашем случае замагниченными оказываются только электроны – только для них $\nu_L > \nu_0$. Так как электрическое поле E всюду внутри приэлектродного слоя направлено к электроду, а основная составляющая магнитного поля H над электродом – продольная, то их совместное действие на электроны приводит к их дрейфовому движению [16] в направлении, определяемым векторным произведением $[\vec{E} \times \vec{H}]$. Этим и объясняется смещение светящейся области над электродом, и можно заметить, что смещение больше для областей с большим магнитным полем (вблизи магнитов).

Благодаря тому, что магнитное поле в центре электрода слабее, чем на краях у магнитов, реализуется еще один вид дрейфа электронов – вдоль силовых линий неоднородного магнитного поля [17] по направлению к центру разряда. В результате растет плотность плазмы и плотность ионного тока в центральной части. Это выражается в характерной картине свечения в этой плоскости: разряд горит вблизи середины электрода, в центре толщина приэлектродного слоя минимальна. Возрастание ионного тока в центре электрода приводило к тому, что при увеличении разрядного напряжения толщина слоя немного уменьшалась (см. рис. 5), в то время как без магнитного поля наблюдалось обычное для этого типа разряда увеличение толщины [14].

В результате изменений в структуре разряда, произошедших под влиянием магнитного поля, форма свечения разряда стала напоминать тарелку. Свечение не заполняет электрод целиком, при этом возникает составляющая электрического поля вдоль электрода на границе между токовым пятном (в центре электрода) и бестоковой зоной (на краях электрода) [18], направленная к краям электрода. Этим объясняется тот наблюдавшийся факт, что пылевое облако в присутствии магнитного поля обладает значительным временем жизни.

Во время наблюдений за ловушкой было замечено, что пылевые частицы в ней могут коагулировать. При определенных условиях – небольшая амплитуда разрядного напряжения и давлениях $10^{-2} \div 10^{-1}$ Торр – ловушка имеет довольно большой объем и толщину, при этих условиях можно наблюдать весь быстрый процесс роста частиц от микронных до миллиметровых размеров в одной ловушке. В начальный момент времени пылевое облако выглядит как на рис. 6а, частицы левитируют в плазме на границе со слоем. В последующие моменты времени в нижней части этого облака сначала появляются различимые невооруженным глазом отдельные частицы, а затем, еще ниже, в области более сильного электрического поля слоя обнаруживаются очень крупные, размером ~ 1 мм протяженные частицы, представляющие собой цепочки из исходных частиц. На рис. 6 показаны фотографии частиц, находящихся в такой ловушке на разной высоте над электродом. Было замечено, что коагуляция происходит гораздо быстрее, если в уже заполненную пылью ловушку продолжать диспергировать пыль. Возможно, это связано с тем, что вылетающие из диспергатора частицы имеют некоторое распределение по размерам: т. к. заряд частицы, согласно (1), пропорционален ее радиусу, то может оказаться возможным поляризационное притяжение двух одноименно заряженных частиц. Как показано в [19], между точечным зарядом q и заряженной проводящей сферой с зарядом Q и радиусом R действует сила $\vec{F}_3 = \frac{Qq\vec{r}_1}{r_1^3} - \frac{q^2 R^3 (2r_1^2 - R^2)\vec{r}_1}{r_1^4 (r_1^2 - R^2)^2}$, которая в случае,

если $\frac{r_1 - R}{R} < 1$, может являться силой притяжения. Поэтому, дополнительное введение крупных частиц, создаваемое работой диспергатора, резко увеличивает скорость коагуляции.

Была изучена методом «малых углов» динамика коагуляции в той ситуации, когда облако в течение длительного времени (>> времени измерения) сохраняет небольшую толщину, сравнимую с диаметром зондирующего пучка (давление газа 10^{-1} Торр). Были получены зависимости интенсивности рассеянного коагулирующими частицами света от времени для различных углов рассеяния (рис. 7). После обработки этих данных были получены распределения частиц по размерам в различные моменты времени, которые показаны на рис. 9. Видно, что начальное регистрируемое распределение частиц, вылетающих из диспергатора, лежит в пределах от 13 до 23 мкм с максимумом около 16.5 мкм, распределения через 1, 20, 40 с после выключения диспергатора, – от 24 до 33 мкм. Такое изменение функции распределения говорит о том, что в коагуляции участвуют также и те частицы, которые не удалось обнаружить данным методом измерений из-за их малого размера. Как известно, асимметричность индикатрисы рассеяния на частицах тем больше, чем больше размер частиц, крупные частицы большую часть света рассеивают в направлении распространения падающего луча, для малых же частиц рассеяние становится более похожим на рэлеевское. Поэтому интенсивность рассеянного малыми частицами света оказалась недостаточной для их обнаружения. Обращает на себя внимание то, что начальное распределение частиц сильно изменилось в начальные моменты времени, после чего оставалось почти неизменным – положение двух последних максимумов распределения для 20, 40-й секунды после выключения диспергатора отличаются менее чем на 1 мкм. Такая динамика функции распределения существенно отличается от динамики, свойственной для коагуляции незаряженного аэрозоля, где мелкие частицы непрерывно поглощаются более крупными, в результате средний размер частиц постоянно растет, а их концентрация падает.

Качественно результаты эксперимента согласуются с результатами расчета и численного моделирования работы [1], где было показано, что в отличие от незаряженного аэрозоля в пылевой плазме начальная функция распределения переходит в конечную, которая дальше остается почти неизменной во времени. Мелкие частицы, имеющие большие броуновские скорости и малые заряды, из-за поляризации коагулируют с крупными в плазме даже быстрее, чем в случае незаряженного аэрозоля. Коагуляция более крупных частиц затруднена из-за возникающего кулоновского отталкивания, однако, если размер частиц больше дебаевского радиуса, то коагуляции этих частиц становится возможной.

Результаты этой работы состоят в следующем:

1. Экспериментально проведено исследование плазменно-пылевых ловушек в присутствии магнитного поля. Обнаружено, что:
 - а) воздействие магнитного поля приводит к увеличению концентрации частиц в ловушке по сравнению со случаем отсутствия поля;
 - б) характерное время жизни частиц в ловушке в магнитном поле оказывается гораздо больше (до нескольких часов и более), чем без него (меньше минуты).
2. Была обнаружена и объяснена возникающая в неоднородном продольном магнитном поле характерная структура свечения ВЧ-разряда. Объяснено уменьшение толщины приэлектродного слоя с ростом разрядного напряжения в присутствии магнитного поля, наблюдаемое в эксперименте.
3. Проведено исследование коагуляции пылевых частиц в ловушке.

а) Обнаружена коагуляция пылевых частиц, которые, при некоторых условиях, могут увеличиваться в размерах от нескольких микрометров до миллиметров, образуя сложную цепочечную структуру.

б) Исследована динамика функции распределения коагулирующих частиц. Экспериментально обнаружено существование устойчивого долгоживущего распределения частиц по размерам, возникающего в процессе коагуляции частиц.

Литература:

1. Белов И. А., Иванов А. С. и др. // ЖЭТФ. 2000. Т. 117. Вып.1. С. 105–114.
2. Цытович В. Н. // УФН. Т. 1997. 167. С. 57.
3. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992.
4. Morfill G. E. Physics of Colloidal Plasmas // Proc. XX Int. Conf. on Phen. In Ionized Gases. 1994.
5. Thomas H, Morfill G et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. P. 652.
6. Watanabe Y, Shiratani M. // Plasma Sources Sci. Technol. 1994. V. 3. P. 286.
7. Фукс Н. А. Механика аэрозолей. М.: Изд. АН СССР, 1955. 252 с.
8. Sheehah D. P., Carillo M., Heidbrink W. // Rev. Sci. Instrum. 1990. V. 61. № 12.
9. Hiroharu Kawasaki et al. // J. of Appl. Phys. 1998. V. 83. P. 11.
10. Anderson H. M., Radovanov S. B. // J. Res. Natl. Stand. Technol. 1995. V. 100. P. 449–462.
11. Салтанов Г. А. Сверхзвуковые двухфазные течения. Минск: Высш. шк., 1972.
12. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970.
13. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М, 1961.
14. Райзер Ю. П., Шнейдер М. Н., Яценко Н. Я. Высокочастотный емкостный разряд. М.: Наука, 1995.
15. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. М.: Гостехиздат, 1951.
16. Арцимович Л. А. Элементарная физика плазмы. М.: Атомиздат, 1966.
17. Франк-Каменецкий Д. А. Лекции по физике плазмы. М.: Атомиздат, 1968.
18. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука, 1980.
19. Левин Л. М. Исследования по физике грубодисперсных аэрозолей. М.: АН, 1961.