

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ».

Физический факультет
Кафедра общей физики
Бугров Егор Дмитриевич

КУРСОВАЯ РАБОТА

Зарядка и движение аэрозольных частиц в неоднородном электрическом поле с коронным разрядом

Электромагнитный практикум, 2 курс, группа №20301

Научный руководитель:

к. ф.-м. н., В. В. Карасев

Оценка научного руководителя

«_____» _____ 2021 г.

Преподаватель практикума:

к. ф.-м. н., А. В. Судников

Оценка преподавателя практикума

«_____» _____ 2021 г.

Куратор практикума:

к. т. н., проф. В. Т. Астрелин

Итоговая оценка

«_____» _____ 2021 г.

Новосибирск, 2021

Аннотация

В представленной работе в качестве объекта исследования выступает система из двух электродов: иглы и плоской сетки. Игла находится под высоким напряжением (10-30кВ), в результате чего в пространстве между электродами формируется зона коронного разряда и наблюдается протекание в цепи электрического тока. Более того, направленное движение ионов разгоняет молекулы нейтрального воздуха, что приводит к возникновению относительно мощного газового потока – ионного ветра (1-10 м/с).

В работе моделируются траектории аэрозольных частиц вблизи коронирующего электрода. Частицы, заряжаясь в результате бомбардировки ионами, увлекаются электрическим полем и потоком нейтрального газа. Важно отметить, что ввиду огромных скоростей газового потока аэродинамические силы играют определяющую роль в формировании траекторий частиц, потому помимо написания программы, проводится ряд экспериментов по определению осевых и радиальных распределений скорости газового потока.

Ключевые слова: игла и плоскость, коронный разряд, ионный ветер, траектории частиц, коронирующий электрод, осевые и радиальные распределения скорости.

Оглавление

Аннотация	2
1. Введение.....	4
2. Обозначения.....	6
3. Теоретическая часть.....	8
3.1 Подвижность ионов кислорода с учетом поправки Каннингема.....	8
3.2 Ударная зарядка аэрозольных частиц.....	8
3.3 Уравнение энергетического баланса.....	10
3.4 Модель, используемая при моделировании траекторий частиц.....	13
4. Расчетно-экспериментальная часть.....	15
4.1 Измерение скорости потока газа на оси симметрии системы.....	15
4.2 Измерение профиля скорости газового потока на уровне сетки	18
4.3 Численный расчет скорости газа на оси симметрии и сравнение с экспериментом.....	19
4.4 Моделирование траекторий частиц	20
5. Заключение и выводы.....	21
6. Список литературы	22

1. Введение

В работе рассматривается система из двух электродов: иглы и плоской металлической сетки (рис. 1). При подаче на иглу высокого напряжения (порядка 5-30 кВ) наблюдается свечение вблизи поверхности иглы и появление в цепи электрического тока, фиксируемого подключенным к сетке микроамперметром. Описанное явление можно объяснить образующимся в пространстве между электродами коронным разрядом. Острие иглы обладает достаточно малым радиусом кривизны (100-200 мкм), отчего напряженность поля вблизи ее

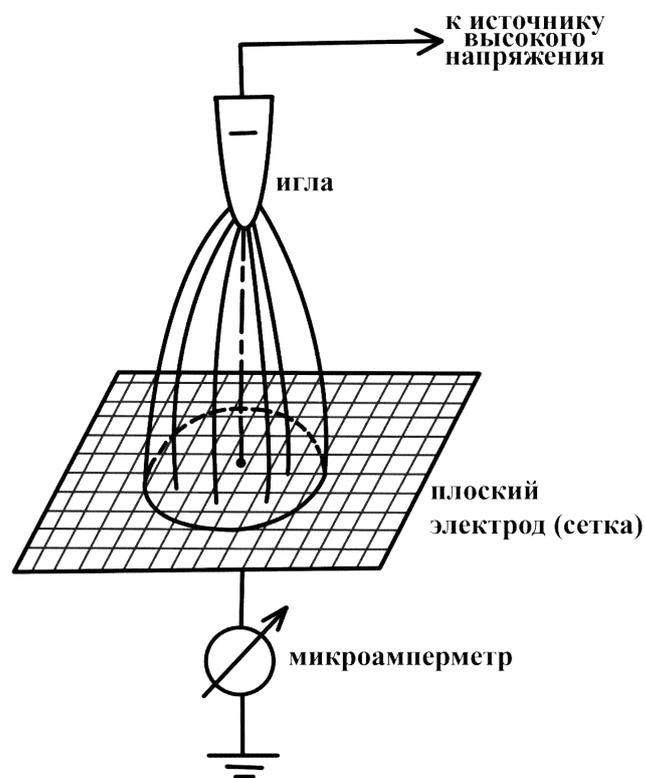


Рис. 1. Система игла-сетка.

поверхности огромно. Первичный электрон, образовавшийся вследствие естественных для динамической системы процессов, разгоняется в мощном электрическом поле, сталкивается с нейтральной молекулой воздуха, и, если работа поля превышает некоторого порогового значения энергии, происходит ионизация молекулы с образованием положительно заряженного иона и вторичных электронов. Если поле вблизи острия достаточно велико, вторичные электроны запускают цепную реакцию – электронную лавину. В результате формируется самостоятельный газовый разряд. Газовый разряд, образующийся вблизи сильно искривленных поверхностей, называют коронным разрядом. В противовес ионизации происходит рекомбинация заряженных частиц: электроны и ионы объединяются в нейтральную молекулу воздуха с излучением фотона. Явление рекомбинации как раз и ответственно за возникновение свечения в коронирующей зоне. Дальнейшее поведение системы

сильно зависит от знака потенциала, подаваемого на иглу. В соответствии со знаком принято выделять два типа разряда: положительный и отрицательный коронные разряды. Здесь и далее речь будет идти исключительно об отрицательном коронном разряде (отрицательная корона). Процесс протекания тока между электродами в отрицательной короне качественно можно описать следующим образом. Положительно заряженные ионы воздуха, формирующиеся в результате ионизации, притягиваются к коронирующему электроду (игле), что порождает эмиссию электронов с его поверхности. Наряду с фотоэффектом, данное явление обеспечивает постоянный приток первичных электронов в область ионизации. Электроны, движущиеся прочь от иглы, захватываются электроотрицательными молекулами воздуха – молекулами кислорода. Отсюда можно заключить, что ток в пространстве между электродами поддерживается за счет движения отрицательно заряженных молекул кислорода O_2^- . Дрейфуя вдоль силовых линий поля, ионы оседают на сетке, замыкая тем самым цепь.

Область, в которой происходит дрейф ионов кислорода, ограничена. Она имеет форму «шапочки», размер которой сильно зависит от размера зоны ионизации (рис. 2). Более того, зависимость плотности тока ионов кислорода от расстояния до оси симметрии известна ([1], стр. 4084)

и в приближении может быть заменена гауссовой функцией (функцией нормального распределения). Данное обстоятельство будет использоваться в дальнейшем в численных расчетах.

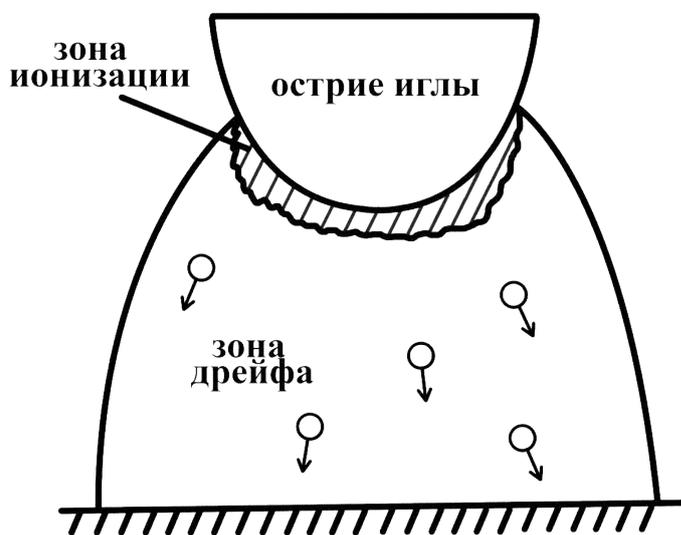


Рис. 2. Зона дрейфа ионов кислорода.

Ионы, дрейфуя вдоль линий поля, испытывают со стороны среды силу стокового сопротивления, вследствие чего имеет место соотношение $v = \mu \cdot E$, где v и E есть соответственно скорость иона и напряженность поля в данной точке, μ – коэффициент подвижности иона кислорода. Работа силы сопротивления затрачивается на увеличение кинетической энергии нейтральных молекул воздуха. Как итог, в пространстве между электродами образуется достаточно мощный ($5 - 10 \frac{M}{C}$) поток нейтрального газа.

В данной работе моделируются траектории аэрозольных частиц, помещенных внутрь дрейфовой зоны. Частицы, заряжаясь в результате бомбардировки ионами, увлекаются электрическим полем и потоком нейтрального газа. Важно отметить, что ввиду огромных скоростей газового потока аэродинамические силы играют определяющую роль в формировании траекторий частиц. Помимо написания программы, в работе проводится ряд экспериментов по определению профиля скорости в дрейфовой зоне.

Задачи, поставленные в текущей работе:

1. Измерение зависимости скорости потока нейтрального газа на оси симметрии системы от расстояния до иглы. Расчет теоретической зависимости скорости потока и ее сравнение с экспериментом.
2. Экспериментальное измерение профиля скорости при различных параметрах системы.
3. Написание программы, моделирующей движение аэрозольных частиц в зоне дрейфа ионов.

2. Обозначения

μ – подвижность ионов кислорода

D – диаметр основания дрейфовой зоны

Данная величина носит несколько условный характер, поскольку четкой границы у зоны дрейфа не существует. Как было сказано во введении, зависимость плотности тока ионов от расстояния до оси симметрии может быть аппроксимирована гауссовой функцией. Пусть вблизи поверхности сетки плотность тока ионов описывается формулой $j(x) = j_0 \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right)$, где j – плотность тока на расстоянии x от оси, j_0 – плотность тока на оси, σ – некоторый параметр. Тогда диаметр основания дрейфовой зоны может быть выражен в виде $D = 6 \cdot \sigma$.

$\tilde{D}(y)$ – диаметр дрейфовой зоны на расстоянии y от острия иглы.

Параметр $\tilde{D}(y)$ определяется по аналогии с величиной D . Считаем, что нормальное распределение имеет место на любом расстоянии от коронирующего электрода.

$S(y)$ – площадь сечения дрейфовой зоны на расстоянии y от иглы (рис. 6).

η – вязкость воздуха при комнатной температуре ($\eta \approx 1,86 \cdot 10^{-5}$ Па · с).

d – расстояние от сетки до острия иглы

a – радиус аэрозольной частицы

ε – диэлектрическая проницаемость аэрозольной частицы

d_{O_2} – диаметр молекулы кислорода ($d_{O_2} = 3,4 \text{ \AA}$)

λ – длина свободного пробега молекулы кислорода при комнатной температуре и нормальном атмосферном давлении ($\lambda = 0,078$ мкм)

e – элементарный заряд ($e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл)

ε_0 – электрическая постоянная ($\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{\text{м}}$)

U – абсолютное значение напряжения на коронирующем электроде (игле)

J – ток, фиксируемый микроамперметром (рис. 1)

m – масса молекулы кислорода

3. Теоретическая часть

3.1 Подвижность ионов кислорода с учетом поправки Каннингема

На шарообразную частицу в среде действует сила сопротивления, описываемая законом Стокса. Пусть заряженная частица - ион кислорода - находится в однородном поле напряженностью E . Тогда максимально возможную скорость ϑ , с которой он может двигаться, можно найти, приравняв силу Стокса к электрической силе. В результате коэффициент пропорциональности между ϑ и E и будет выступать в роли подвижности μ . Однако Каннингем показал, что при размерах частицы, меньших, чем длина свободного пробега молекулы среды, наблюдаются существенные отклонения силы сопротивления от закона Стокса. Сила сопротивления оказывается меньше стоксовой в C_K раз, где C_K – поправка Каннингема ([2], стр. 61). Для молекулы кислорода $C_K = 1 + \frac{2\lambda}{d_{O_2}} (1,257 + 0,4 \cdot e^{-\frac{1,1 \cdot d_{O_2}}{2\lambda}}) \approx 780,3$. С учетом поправки подвижность ионов кислорода есть

$$\mu = \frac{C_K \cdot e}{3\pi\eta d_{O_2}} \approx 2,1 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Кл} \cdot \text{м}}{\text{Н} \cdot \text{с}}$$

3.2 Ударная зарядка аэрозольных частиц

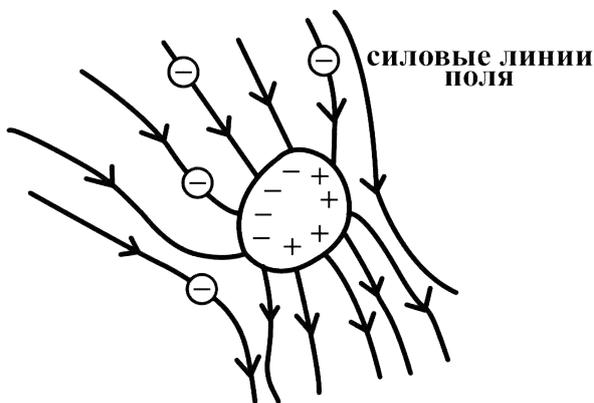


Рис. 3. Ударная зарядка аэрозольной частицы

Известно, что в ионном потоке аэрозольная частица сама приобретает некоторый заряд. Существуют 3 фактора, способствующих такой зарядке:

I. Дрейф ионов вдоль линий поля и осаждение на поверхности аэрозольной частицы (рис. 3).

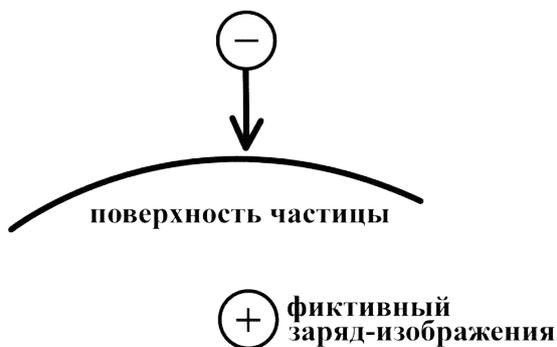


Рис. 4. Притяжение ионов к заряду-изображению.

окрестности падает. Как итог – возникает диффузионный поток ионов в сторону частицы.

Третий фактор малосущественный ([3], стр. 145), потому при выводе закона зарядки будем им пренебрегать.

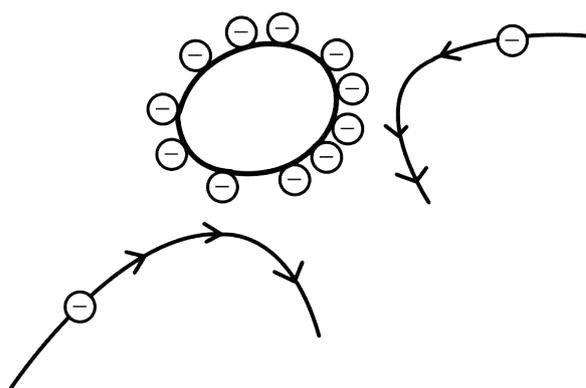


Рис. 5. Экранирование аэрозольной частицы осевшими ионами

Потенье ([3], стр. 158):

$$q(t) = q_{max} \frac{t/\tau}{1+t/\tau},$$

где $q(t)$ – заряд частицы в момент времени t , $q_{max} = 4\pi\varepsilon_0 \frac{3\varepsilon}{\varepsilon+2} a^2 E$ – предельное значение заряда частицы (E – напряженность внешнего поля), $\tau = \frac{4\pi\varepsilon_0}{\pi e n_0 \mu}$ – характерное время зарядки (n_0 – концентрация ионов кислорода в окрестности частицы). Пояснение остальных обозначений приведено в разделе «Обозначения».

II. Ионы облепляют поверхность аэрозольной частицы под действием сил отображения (рис.4).

III. Частица, двигаясь в пространстве, собирает ионы на своей поверхности, вследствие чего концентрация ионов в ее

окрестности падает. Как итог – возникает диффузионный поток ионов в

сторону частицы.

Третий фактор малосущественный ([3], стр. 145), потому при выводе

закона зарядки будем им пренебрегать.

Тем не менее, должно существовать

предельное значение заряда, до которого

аэрозольная частица может быть

заряжена. Предел объясняется тем, что

осевшие на поверхности ионы

экранируют частицу от других ионов в

объеме (рис.5). Из вышеперечисленных

условий можно вывести уравнение

зарядки частицы, называемое законом

Потенье ([3], стр. 158):

$q(t) = q_{max} \frac{t/\tau}{1+t/\tau}$,

где $q(t)$ – заряд частицы в момент времени t , $q_{max} = 4\pi\varepsilon_0 \frac{3\varepsilon}{\varepsilon+2} a^2 E$ –

предельное значение заряда частицы (E – напряженность внешнего поля),

$\tau = \frac{4\pi\varepsilon_0}{\pi e n_0 \mu}$ – характерное время зарядки (n_0 – концентрация ионов кислорода в

окрестности частицы). Пояснение остальных обозначений приведено в разделе

«Обозначения».

Типичное значение концентрации ионов n_0 в дрейфовой зоне можно оценить с помощью формулы связи тока J и напряженности внешнего поля E : $J = n_0 e \mu E S$, где S – средняя площадь сечения «шапочки». Для нашей системы получаем, что $n_0 = (10^{15} \div 10^{16}) \frac{\text{ионов}}{\text{м}^3}$. Тогда характерное время зарядки есть $\tau \sim 10$ мкс. В дальнейшем при написании программы, численно просчитывающей траекторию аэрозольной частицы, будем дробить временной интервал на промежутки времени $\Delta t = 1$ мкс $< \tau$. Это позволит проследить

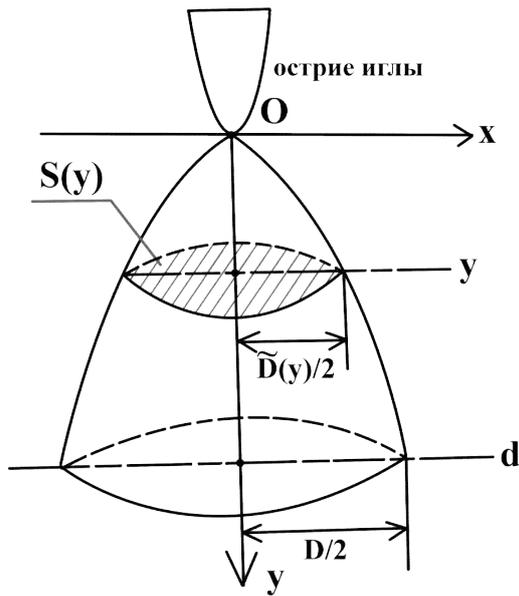


Рис. 6. Параметры дрейфовой зоны

(подробное пояснение представленных на рисунке обозначений приведено в разделе «Обозначения»)

зарядку частицы в динамике.

молекулы кислорода, \vec{j} – вектор плотности тока. Как уже было сказано во введении, модуль этого вектора описывается зависимостью $j(x, y) = j_0(y) \exp\left(-\frac{18 \cdot x^2}{\bar{D}(y)}\right)$, а направление совпадает с направлением электрического поля (ионы дрейфуют вдоль силовых линий). Последняя формула есть не что иное, как гауссова функция со среднеквадратическим отклонением $\sigma = \frac{\bar{D}(y)}{6}$. Интегрирование ведется по всей площадке $S(y)$, x – расстояние до оси симметрии, то есть $x \in [0, \frac{\bar{D}(y)}{2}]$.

зарядку частицы в динамике.

3.3 Уравнение энергетического баланса

Рассмотрим поток энергии, проходящий через некоторое сечение дрейфовой зоны $S(y)$, расположенное на расстоянии y от иглы (рис. 6). Количество энергии, переносимой через сечение $S(y)$ всеми ионами, в единицу времени есть

$$\int_{S(y)} \left(-\varphi + \frac{m\mu^2}{2e} E^2 \right) (\vec{j}, \vec{dS}),$$

где φ – потенциал поля в данной точке (в уравнении знак минус появился ввиду отрицательности заряда иона), m – масса

По аналогии мощность потока энергии нейтральных молекул воздуха выражается в виде

$$\frac{\rho}{2} \int_{S(y)} \vartheta^2 (\vec{\vartheta}, \vec{dS}),$$

где ρ – плотность воздуха при нормальных условиях, $\vec{\vartheta}$ – вектор скорости

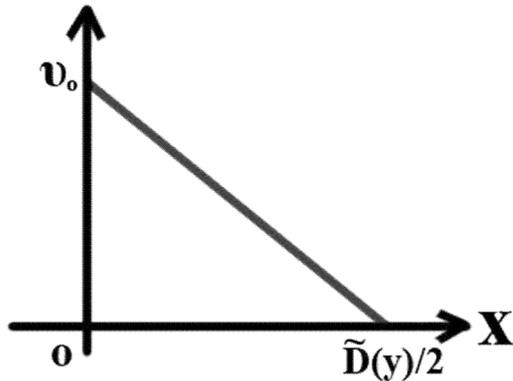


Рис. 7. Приближенная зависимость скорости потока газа от расстояния до оси симметрии

потока (считаем его сонаправленным с вектором напряженности поля), ϑ – его модуль. Интегрирование также ведется по всей площадке $S(y)$. Профиль скоростей в дрейфовой зоне уже измерялся другими авторами ([4], стр. 1341). Согласно их работам, модуль вектора $\vec{\vartheta}$ в некотором сечении $S(y)$ можно приближенно описать линейной зависимостью (рис.7)

$$v(x, y) = v_0(y) \left(1 - \frac{2x}{\tilde{D}(y)}\right),$$

где x – расстояние до оси симметрии ($x \in [0, \frac{\tilde{D}(y)}{2}]$), $v_0(y)$ – скорость потока газа на оси.

Осталось сделать поправку, учитывающую влияние диссипативных сил.

Для оценки сил вязкого трения рассмотрим цилиндрический слой толщиной dx и высотой Δy (рис. 8). По формуле Ньютона касательные напряжения, действующие на внутреннюю и внешнюю поверхности слоя можно выразить в виде

$$\tau(x + dx) = \tau(x) = -\eta \frac{\partial v(x, y)}{\partial x} = \frac{2\eta v_0(y)}{\tilde{D}(y)}$$

Тогда мощность силы трения в слое равна

$$dP = v(x, y) \cdot [\tau(x + dx) \cdot 2\pi(x + dx)\Delta y - \tau(x) \cdot 2\pi x \Delta y] = \frac{4\pi\eta \cdot v_0^2(y)\Delta y}{\tilde{D}(y)} \left(1 - \frac{2x}{\tilde{D}(y)}\right) dx.$$

Интегрируя по x от нуля до $\tilde{D}(y)/2$, получаем оценку мощности силы трения в сечении $S(y)$ толщиной Δy , т.е.

$$\Delta P = \pi\eta v_0^2(y)\Delta y.$$

Запишем теперь закон сохранения энергии. Для любого $y \in (0, d)$ функция $v_0(y)$ должна удовлетворять интегральному уравнению:

$$\int_{S(y)} \left(-\varphi + \frac{m\mu^2}{2e} E^2\right) (\vec{j}, \vec{dS}) + \frac{\rho}{2} \int_{S(y)} \vartheta^2 (\vec{\vartheta}, \vec{dS}) = C(y_0) - \int_{y_0}^y \pi\eta v_0^2(y) dy \quad (1)$$

Здесь $C(y_0)$ – некоторая постоянная величина, определяемая из начального условия. Необходимо задать значение функции $v_0(y_0)$ на некотором расстоянии y_0 от иглы и вычислить на этой высоте левую часть уравнения. Полученное значение присваивается константе $C(y_0)$. Значение величины $v_0(y_0)$ берется из эксперимента.

Электрическое поле системы игла-сетка моделируется двумя разноименно заряженными шарами, радиусы которых равны радиусам кривизны иглы (100 мкм). Объемный заряд и его изображение можно приближенно описать двумя «облаками»: шарами диаметрами d и зарядовыми плотностями $\rho(r) = \rho_0 \exp(-\frac{4r}{d})$, где r – расстояние до центра «облака», d – расстояние между иглой и плоскостью. Точно такой же зарядовой плотностью обладает 1s-орбиталь атома водорода. Была взята именно такая модель, поскольку напряженность поля и потенциал в этом случае выражаются

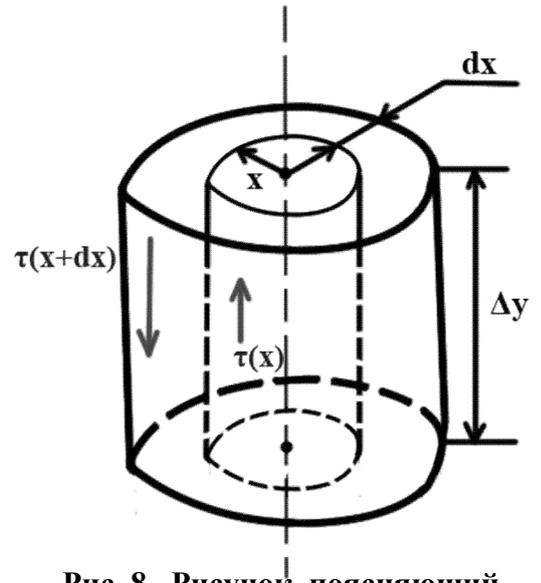


Рис. 8. Рисунок, поясняющий вывод оценки силы вязкого трения

простыми формулами. Коэффициент пропорциональности ρ_0 берется таким образом, чтобы средняя плотность «облака» была равна средней плотности ионов в дрейфовой зоне. Схема модели приведена на рис. 9.

Диаметр основания дрейфовой зоны D не известен и никак экспериментально в этой работе не измеряется. Он является свободным параметром. Как оказалось, величина D слабо влияет на форму зависимости $v_0(y)$ и определяет лишь ее абсолютные значения.

Итого получаем, что в (1) известно

все, кроме искомой функции $v_0(y)$.

Данное уравнение может быть

решено численно. Результаты расчета, их сравнение и подгонка под эксперимент проводится в разделе «Расчетно-экспериментальная часть». Все численные расчеты проводились на языке C++ с использованием графической библиотеки SFML.

3.4 Модель, используемая при моделировании траекторий частиц

Первое существенное упрощение, которое делается при написании программы, заключается в том, что поле иглы и сетки заменяется полем шара с радиусом, равным радиусу кривизны иглы, вблизи бесконечной проводящей плоскости (рис. 9). Также важно отметить, что программа не моделирует коронный заряд непосредственно. Напряжение, установившийся ток, размер дрейфовой зоны задаются ей изначально.

Плотность тока ионов описывается гауссовым распределением $j(x, y) = j_0(y) \exp\left(-\frac{18 \cdot x^2}{D(y)}\right)$, где x – расстояние до оси симметрии, y – расстояние до

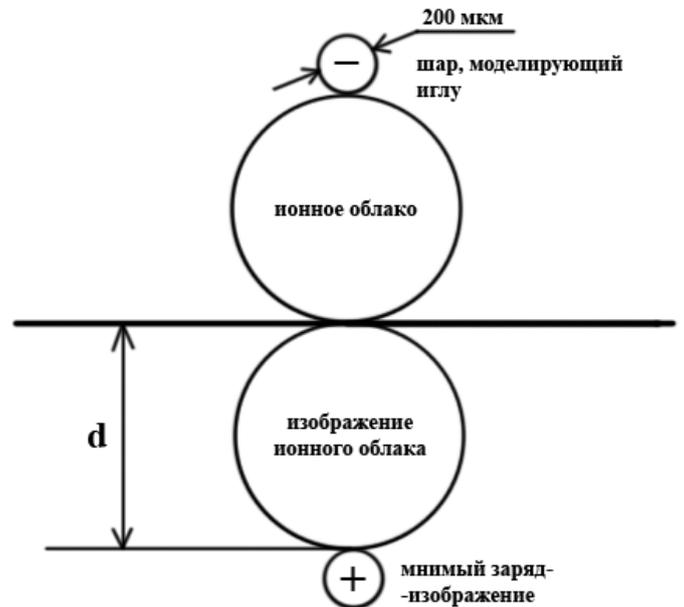


Рис. 9. Схема компьютерной модели

иглы. Величина $j_0(y)$ находится из уравнения непрерывности $\int_{S(y)} \vec{j}(x, y) \overline{dS} = J$. Направление вектора плотности тока $\vec{j}(x, y)$ совпадает с направлением напряженности поля \vec{E} .

Профиль скоростей газового потока в каждом сечении считается треугольным (см. раздел 3.3). Зависимость скорости газа на оси от расстояния до иглы $v_0(y) = \text{const}$. Это следует как из эксперимента, так и из численного моделирования (см. разделы 4.1 и 4.2).

Плотность ионов в любой точке пространства может быть найдена по формуле $n = \frac{j}{e\mu E}$, где j и E – плотность тока и напряженность в данной точке.

Электрическое поле в пространстве между электродами сильно зависит от объемного заряда, формируемого ионными потоками ([1], стр. 4083). Из-за него модуль напряженности электрического поля на оси симметрии имеет минимум. Для моделирования данного явления на оси симметрии игла-плоскость помещается шар радиусом $d/2$ на расстоянии $d/2$ от иглы (рис. 9). Заряд шара распределен по его объему по закону $\rho = \rho_0 \exp\left(-\frac{4r}{d}\right)$, где ρ – объемная плотность заряда шара, r – расстояние до центра шара. Величина ρ_0 берется таким образом, чтобы средняя плотность «облака» была равна средней плотности ионов в дрейфовой зоне.

В пространство между электродами помещается точечная частичка, моделирующая поведение аэрозольной частицы. На частичку действуют 4 силы: гравитационная, электрическая силы, сила сопротивления стокса и сила, возникающая в результате действия на частицу газового потока. В начальный момент времени заряд u частицы отсутствует. По мере ее движения в дрейфовой зоне она заряжается согласно закону Потенье (см. раздел 3.2).

Весь временной интервал дробится на промежутки величиной 1 мкс. В течение 1 мкс вектор результирующей силы, действующий на частицу,

считается постоянным. Через каждую 1 микросекунду происходит перерасчет заряда частицы и всех действующих на нее сил. Задав частичке начальное положение и скорость, можем вычислить ее траекторию в дрейфовой зоне.

4. Расчетно-экспериментальная часть

4.1 Измерение скорости потока газа на оси симметрии системы

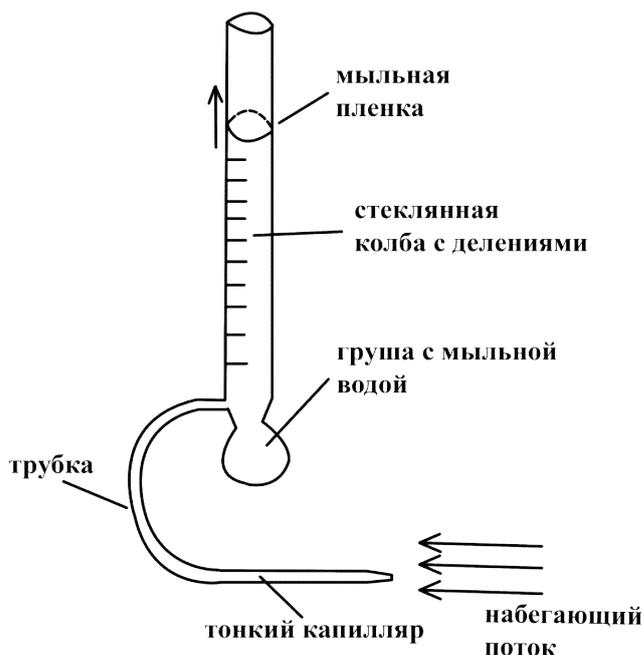


Рис. 10. Схема прибора для измерения скорости газового потока

В дрейфовую зону аккуратно вносится тонкий капилляр диаметром 1 мм. Вылавливаемый капилляром поток перенаправляется в стеклянную колбу, к которой прикреплена груша с мыльной водой (рис. 10). С помощью груши можно запускать в колбу мыльную пленку, которая под действием набегающего потока начнет перемещаться вдоль колбы. С помощью секундомера измерялось время, за которое мыльная пленка проходила расстояние 11 см. Все измеренные промежутки времени находились в диапазоне от 8 с до 2 минут. Установившаяся скорость движения пленки может определяться большим числом случайных факторов. Например, ее толщиной или влажностью стенок. Потому необходимо делать серию измерений и вычислять среднее значение и среднеквадратическое отклонение.

Для получения зависимости, позволяющей конвертировать полученные данные (промежутки времени) в искомую скорость потока на входе капилляра, используется установка, изображенная на рис. 11.

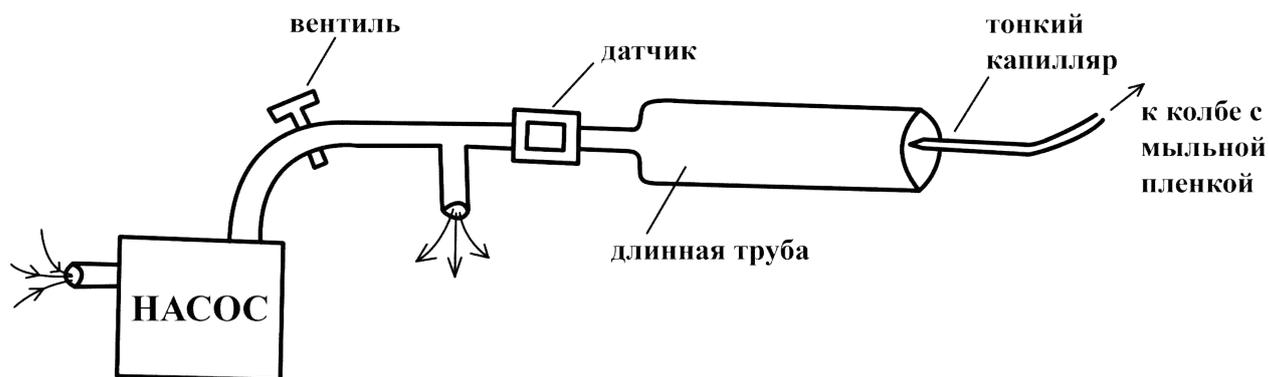


Рис. 11. Установка для калибровки измерительного прибора

Введем некоторые обозначения. Пусть $u_{\text{эксп}} = \frac{11 \text{ см}}{T} \cdot \frac{d_1^2}{d_2^2}$ есть измеренное значение скорости потока газа. Здесь T – время, за которое мыльная пленка проходит расстояние 11 см, d_1, d_2 – диаметры стеклянной колбы и капилляра соответственно. $u_{\text{ист}}$ – истинное значение скорости потока, входящего в капилляр. Скорость $u_{\text{эксп}}$ во всех последующих измерениях не выходит за пределы диапазона $(0,5; 2) \frac{\text{м}}{\text{с}}$. Коэффициентом ослабления скорости назовем величину

$$K = \frac{u_{\text{ист}}}{u_{\text{эксп}}}$$

Датчик, присоединенный к насосу, измеряет объемный расход проходящего через него потока (литры в минуту). К слову, данный датчик не годится для измерения скорости газа в зоне дрейфа, поскольку объемные расходы в капилляре столь малы, что не входят в диапазон измерения датчика. Вращая ручку вентиля, можем регулировать поступающий в трубу объемный расход. Пусть d_3 – диаметр трубы, присоединенной на выход датчика ($d_3 = 6,2 \text{ мм}$), тогда, зная объемный расход, по формуле Пуазейля находим оценку истинной скорости газового потока, измеряемого капилляром (капилляр находится на оси трубы):

$$v_{ист} = \frac{8Q}{\pi d_3^2}, \text{ где } Q - \text{объемный расход.}$$

С другой стороны, можем измерить скорость $v_{эксп}$, замеряя время движения мыльной пленки. Таким образом, получаем зависимость коэффициента K от скорости $v_{эксп}$. Погрешность данной зависимости определяется в основном погрешностью измерения $v_{эксп}$, поскольку погрешность датчика не превышает 1%. Если брать в качестве оценки погрешности $v_{эксп}$ ее верхнюю оценку – среднеквадратическое отклонение – то погрешность коэффициента ослабления есть величина $\Delta K = \frac{v_{ист} \cdot \Delta v_{эксп}}{v_{эксп}^2}$. С учетом погрешности зависимость $K = K(v_{эксп})$ может считаться линейной функцией (рис. 12).

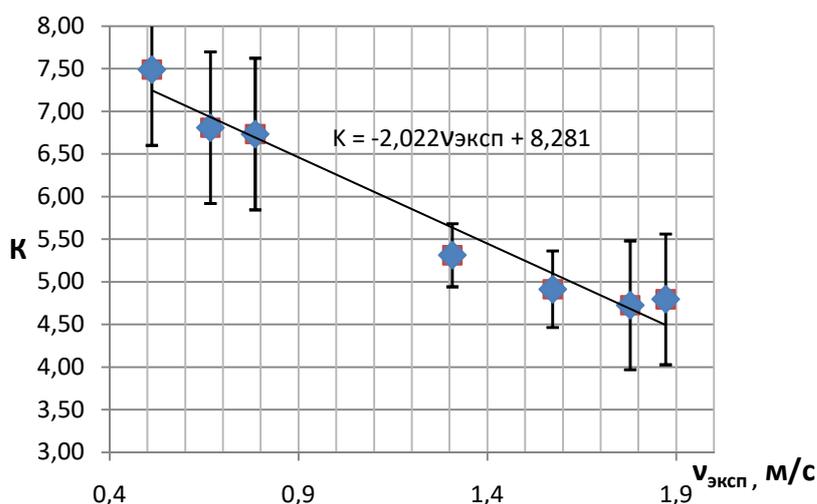


Рис. 12. Зависимость коэффициента ослабления от скорости, измеренной методом мыльной пленки

Таким образом, такая калибровка позволяет учесть сопротивление капилляра, давление, создаваемое мыльной пленкой, и прочие факторы без их численных оценок. Далее проводились измерения скорости потока газа при напряжении на игле, равном 10 кВ, и

расстоянии между иглой и сеткой $d = 8$ мм. На каждую точку полученного графика (рис. 13, а) проводилась серия из 5-15 измерений.

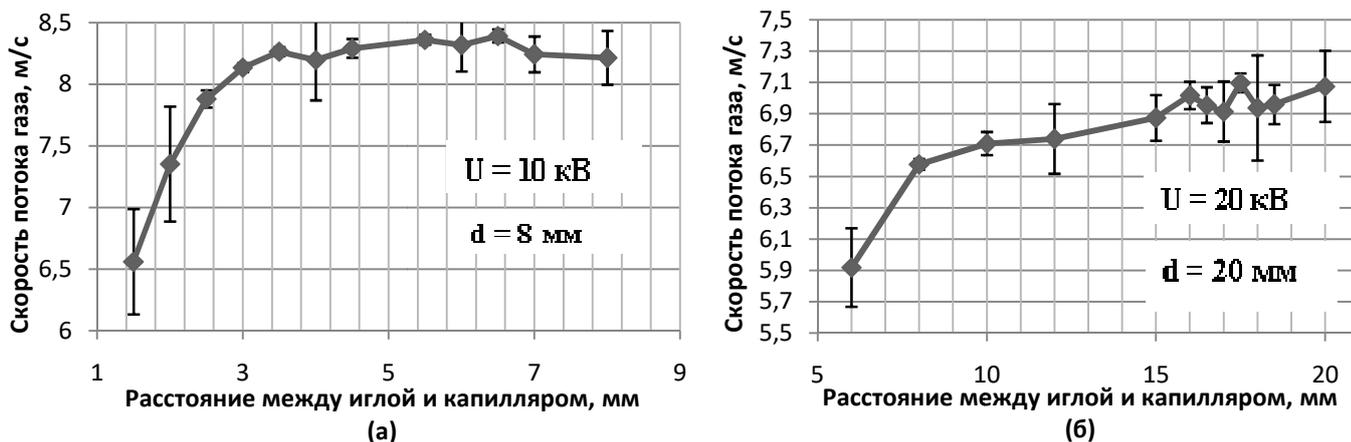


Рис. 13. Скорости потока газа на оси симметрии системы игла-сетка при различных параметрах системы (U – напряжение на игле, d – расстояние между иглой и сеткой)

Погрешности, представленные на графике, выражались в виде среднеквадратичного отклонения, деленного на корень из числа измерений. Аналогичная зависимость была получена при $U = 20$ кВ и $d = 20$ мм (рис. 13, б). Последний график был измерен с меньшим шагом и меньшей точностью. Тем не менее, полученных данных хватает, чтобы сказать, что величина скорости так же, как и в предыдущем случае, достигает некоторого предельного значения на расстояниях, далеких от острия иглы.

4.2 Измерение профиля скорости газового потока на уровне сетки

Помимо измерений на оси симметрии были получены профили скоростей газового потока вблизи сетки при разных значениях напряжения. Использовалась та же методика измерения, что и в разделе 4.1. В разделе 3.3

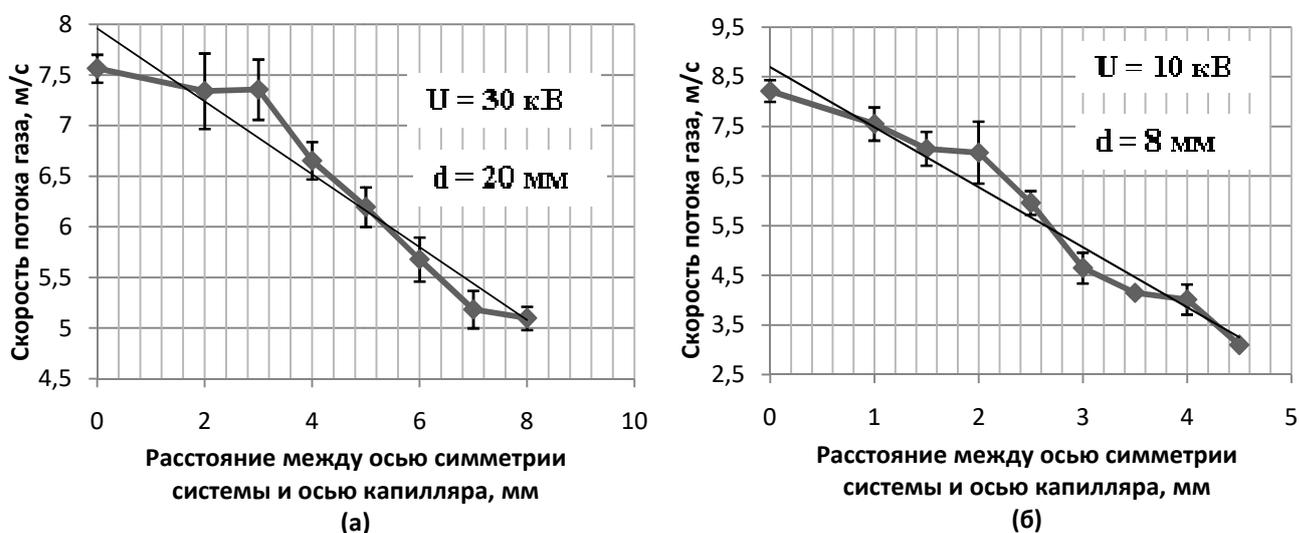


Рис. 14. Профиль скорости вблизи поверхности сетки (U – напряжение на игле, d – расстояние между иглой и сеткой)

предполагалось, что профиль скорости близок к треугольному. Тогда данное предположение оправдывалось выводами других авторов. Однако есть возможность проверить данную гипотезу экспериментально без ссылок на сторонние источники. Профили скоростей при различных параметрах системы приведены на рис. 14 (а – при напряжении $U = 10$ кВ, б – при напряжении 30 кВ). Можно видеть, что линейное приближение имеет место по крайней мере при малых значениях напряжения (при 10 кВ).

4.3 Численный расчет скорости газа на оси симметрии и сравнение с экспериментом

Постоянство скорости газового потока на оси при далеких от иглы расстояниях (см. рис.13) может показаться на первый взгляд контринтуитивным. Возникает вопрос, не нарушается ли здесь уравнение непрерывности и закон сохранения энергии. Проверку выполнения этих

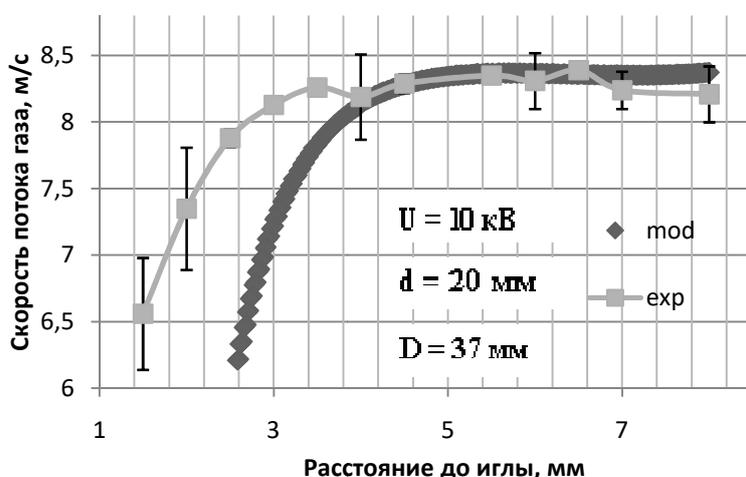


Рис. 15. Сравнение экспериментальной (exp) и расчетной (mod) кривых

законом проведем с помощью модели, описанной в разделе 3.3. Данная модель требует задание начального условия $\vartheta_0(y_0)$ и свободного параметра D . Пусть напряжение на игле $U = 10$ кВ, расстояние между иглой и сеткой $d = 8$ мм. Тогда из эксперимента знаем (см. рис.13 а), что $\vartheta(4 \text{ мм}) = 8,2 \frac{\text{м}}{\text{с}}$. Как оказалось, при любом значении свободного параметра D на расстояниях, далеких от иглы, кривая $\vartheta(y)$ выходит на насыщение. Судя по всему, данное постоянство является куда более общим свойством системы. При изменении параметра D меняется лишь уровень «полочки», то есть ее абсолютное значение. Подбором было обнаружено, что данное плато находится на уровне 8,2 м/с при $D = 3,7$ см.

Сравнение экспериментальной (exp) и расчетной (mod) кривых приведено на рис.15.

Падение скорости, наблюдаемое на экспериментальной (exp) кривой при близких (меньше 3 мм) расстояниях до иглы можно объяснить двумя способами. Во-первых, вблизи иглы скорость потока газа мала. По мере отдаления от нее воздух разгоняется под воздействием сильного ионного потока. Поэтому падение скорости вполне может объясняться разгонным эффектом. Более того, этот эффект также предсказывается численной моделью. В модели разгон до предельной скорости происходит на более отдаленных от иглы расстояниях. Это обстоятельство можно списать на излишне сильную упрощенность модели.

С другой стороны, падение скорости может быть просто-напросто методической погрешностью. Вблизи острия расстояние до иглы соизмеримо с диаметром капилляра. Капилляр, как диэлектрик, может искажать электрическое поле и плотность ионов в пространстве, а также оказывать аэродинамическое сопротивление на набегающий поток.

В ходе выполнения курсовой работы оказалось, что похожие измерения уже проводились в работе [4] (стр. 1341), опубликованной в 2015 году. Результаты, полученные в описанных выше экспериментах, согласуются с результатами упомянутого исследования.

4.4 Моделирование траекторий частиц

Благодаря проведенным ранее экспериментам знаем, что скорость газа на оси симметрии при далеких от иглы расстояниях есть величина постоянная, а ее профиль описывается зависимостью, близкой к треугольной. Возьмем некоторые характерные параметры системы и смоделируем траектории для частиц разных размеров. Пусть $U = 8$ кВ, $J = 70$ мкА, $d = 8$ мм, $D = 15$ мм, скорость потока газа на оси равна 6 м/с. На рис.16 приведены численные расчеты траекторий частиц с различными диаметрами (плотность частиц

берется равной плотности воды). Все частицы в начальный момент времени имеют лишь горизонтальную компоненту скорости, равную 1,5 м/с.

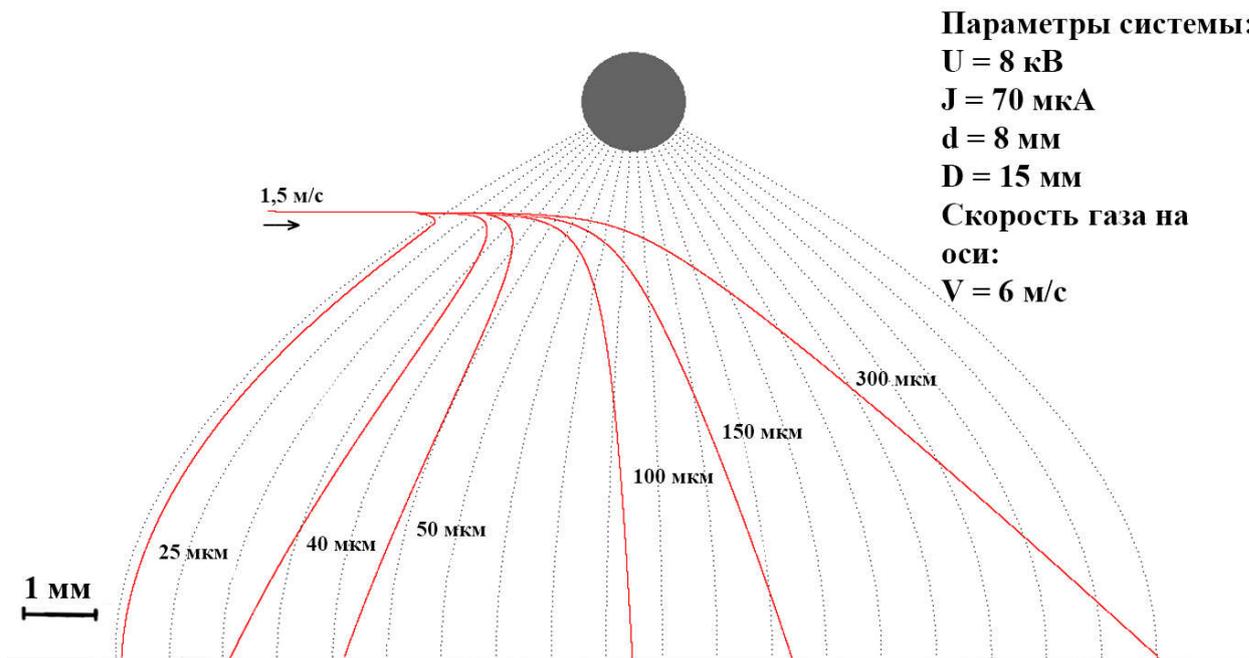


Рис. 16. Траектории частиц различных диаметров

Все численные расчеты проводились на языке C++ с использованием графической библиотеки SFML.

Маленькие частицы (20 микрон и менее) часто используются для определения линий поля и профиля скоростей, т.к. те, как можно видеть из визуализации, могут свободно дрейфовать вдоль линий электрического поля и поля скоростей.

5. Заключение и выводы

В работе, во-первых, был исследован газовый поток (ионный ветер), возникающий в дрейфовой зоне коронного разряда (рис. 2). Была измерена зависимость его скорости на оси симметрии от расстояния до иглы, а также профили скоростей вблизи поверхности сетки при разных значениях напряжения. Как оказалось, скорость газового потока на оси есть величина постоянная. Более того, была построена теоретическая модель – уравнение энергетического баланса, которое объясняет такое поведение системы.

Во-вторых, с использованием вышеизложенных экспериментальных фактов, построена численная модель явления движения аэрозольных частиц в коронном разряде. Метод осаждения аэрозольных частиц с помощью коронирующего электрода – один из самых простых способов очистки воздуха. Более крупные частицы в дрейфовой зоне проходят большее расстояние (см. рис. 16), потому данный метод позволяет определить распределение частиц по размерам в некотором случайно взятом аэрозоле.

Построенная численная модель может послужить более точной оценкой явлений, происходящих с мелкодисперсными аэрозолями, помещенными в зону коронного разряда.

6. Список литературы

1. Computational and Experimental Study of Time-Averaged Characteristics of Positive and Negative DC Corona Discharges in Point-Plane Gaps in Atmospheric Air // «IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE», VOL. 48, NO. 12, DECEMBER, 2020. p. 4080-4088
2. П. Райст. «Аэрозоли. Введение в теорию». Перевод с английского под редакцией д-ра хим. наук Б. Ф. Садовского. Москва «Мир», 1987. 277 стр.
3. И. П. Верещагин, В. И. Левитов, Г. З. Мирзабекян, М. М. Пашин. «Основы электрогазодинамики дисперсных систем». «Энергия» Москва, 1974. 478 стр.
4. Ю.К. Стишков, А.В. Самусенко, И.А. Ашихмин. Коронный разряд и электрогазодинамические течения в воздухе //Журнал «Успехи физических наук», 2018. 1331–1345 стр.