

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

Физический факультет

Кафедра общей физики

Цырульникова Ульяна Викторовна

КУРСОВАЯ РАБОТА

Диагностика конфигурации поля и движение ионов в коронном разряде

Электромагнитный практикум, 2 курс, группа №18305

Научный руководитель:

к. ф.-м. н., В. В. Карасев

Оценка научного руководителя

«_____» _____ 2019 г.

Преподаватель практикума:

д. ф.-м. н., проф. О. Е. Терещенко

Оценка преподавателя практикума

«_____» _____ 2019 г.

Куратор практикума:

к. т. н., проф. В. Т. Астрелин

Итоговая оценка

«_____» _____ 2019 г.

Новосибирск, 2019 г.

Диагностика конфигурации поля и движение ионов в коронном разряде

Цырульникова Ульяна Викторовна

Физический факультет. Электромагнитный практикум. Курсовая работа.

Группа №18305, 3 семестр, 2019 год.

Научный руководитель:

к. ф.-м. н. **В. В. Карасев**

Цель работы - изучение пространственных зон протекания ионного тока в коронном разряде, исследование зарядки и осаждения микрочастиц в коронном разряде при помощи макета осадителя. Конструкция осадителя включает два плоских электрода, один из которых заземлен, а второй имеет набор стальных игл, на которые подается напряжение $U = -10$ кВ.

Были проделаны два опыта, направленные на определение границ протекания ионного тока в коронном разряде. Первый состоял в непосредственном измерении суммарного ионного тока, протекающего по двум половинам электрода с разрезом при расстоянии от иглы до плоскости 1 см. В другом опыте производилось фотометрирование белого пятна, образующегося в процессе горения коронного разряда. Это пятно предположительно является продуктом реакции алюминия и кислорода с образованием Al_2O_3 и позволяет получить двумерную картину распределения ионного тока на нижнем электроде.

Для эксперимента с осадителем в качестве аэрозоля использовались микрокристаллы соли NaCl. Полученная длина осаждения микрочастиц с хорошей точностью соответствует теоретическим расчетам.

Ключевые слова: коронный разряд, ионы, микрочастицы.

Оглавление

Обозначения.....	4
1. Введение.....	5
2. Теоретическая часть.....	7
2.1. Движение ионов в коронном разряде	7
2.2. Распределение поверхностной плотности заряда на заземлённом электроде	8
2.3. Оценка влияния объёмного заряда на уширение силовых линий.....	10
2.4. Действие магнитного поля со стороны объёмного заряда на ион	11
2.5. Заряд, образовавшийся на верхнем электроде	12
2.6. Баланс энергий	12
3. Экспериментальная часть.....	13
4. Выводы и заключения.....	21
Список используемой литературы.....	23
Приложения	24
1. Движение частицы в поле тяжести	24
2. Движение частицы в электрическом поле	25
3. Поправка Клячко	28
4. Поправка Каннингема	31

Обозначения

T – температура среды, $T = 20\text{ }^{\circ}\text{C} = 293.15\text{ K}$;

P – атмосферное давление, $p = 101325\text{ Па}$;

ρ_v – плотность воздуха, $\rho_v = 1.165\text{ кг/м}^3$;

μ_v – динамическая вязкость воздуха при $20\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\mu_v = 1.81 \cdot 10^{-5}\text{ Н} \cdot \text{с/ м}^2$;

g – ускорение свободного падения, $g = 9.8145\text{ м/с}^2$;

d – диаметр сферической частицы;

m – масса частицы;

V – объем частицы;

ρ – плотность частицы, $\rho = 6500\text{ кг/м}^3$;

τ – время инерционной релаксации частицы;

v – скорость аэрозольной частицы;

v_t – установившаяся скорость движения частицы в поле тяжести;

v_e – установившаяся скорость движения частицы в электростатическом поле;

q_n – предельный заряд, приобретаемый частицей в электрическом поле напряженностью E (ед. заряда электрона). [7, с. 149];

$\xi = 3 \cdot \epsilon / (\epsilon + 2) = 2$, где $\epsilon = 4$ – диэлектрическая проницаемость частицы [1, с. 148];

e – заряд электрона, $e = 1.602 \cdot 10^{-19}\text{ Кл} = 4.803 \cdot 10^{-10}$ единиц СГСЭ;

ϵ_0 – диэлектрическая постоянная, $\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12}\text{ Ф/м}$;

E – напряженность электрического поля, $E = 10^6\text{ В/м} = 33.356$ ед. СГСЭ;

$d_{\text{и}}$ – диаметр воздушного иона;

Z – подвижность воздушных ионов, $Z = 420$ (см/с)/(ед. СГСЭ/см). [1, с. 149];

λ – длина свободного пробега молекул воздуха при 20 °С, $\lambda = 0.070$ мкм;

Re – число Рейнольдса;

C_c – поправка Каннингема [7, с. 61];

1. Введение

Коронный разряд – электрический разряд в газе при атмосферном давлении, возникающий в сильно неоднородном электрическом поле. Такое поле можно получить между двумя электродами, один из которых обладает малым радиусом кривизны [6, с. 501]. В данной курсовой работе электродами являются плоская подложка с покрытием из алюминиевой фольги и тонкая стальная игла длиной $l = 2$ см, с диаметром острия приблизительно $d = 100$ мкм. Расстояние между электродами фиксировано и равно $h = 1$ см, напряжение источника питания $U = -10$ кВ подается на иглу.

Условия наших экспериментов достаточно типичны и близки к параметрам в работах [1] – [5], сводка которых приведена в таблице.

Таблица

№	U, кВ	Полярность	h между электродами, мм	Длина иглки, мм	Материал
1	от 1 до 10	–	от 0.5 до 5	от 0.9 до 26	не указан
2	от 0 до 3.2	+ и -	1.75	не указана	нерж. сталь
3	от 0 до 5	-	6	не указана	нерж. сталь
4	не указано	–	50	45	вольфрам
5	от 1.2 до 2.5	+	от 0.1 до 0.4	не указана	вольфрам

Таблица (продолжение)

№	d острия, мкм	Концентрация ионов, 1/м ³	Форма заземленного электрода
1	50	не указана	плоскость
2	не указан	$1.087 \cdot 10^{15}$ (для +) и $1.247 \cdot 10^{16}$ (для -)	конус
3	не указан	$3.48 \cdot 10^{14}$	T-образная трубка
4	20 и 40	не указана	плоскость
5	26	не указана	плоскость

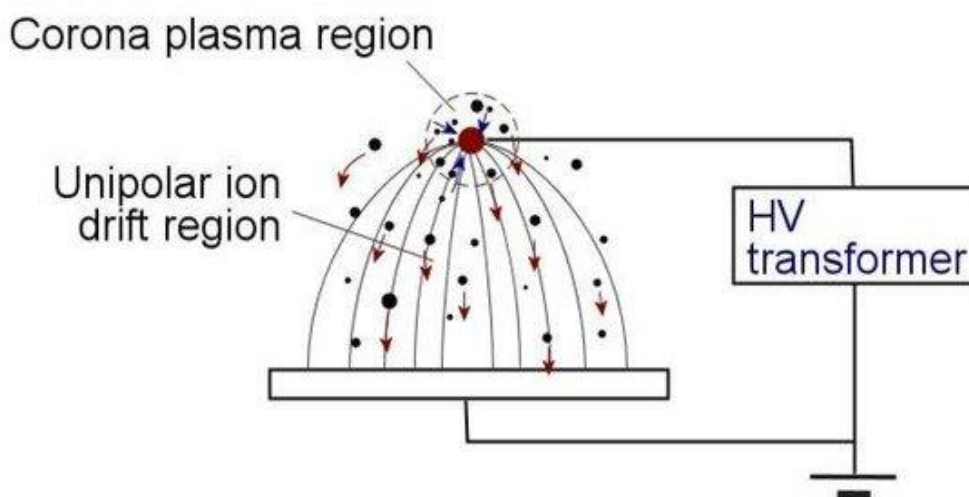


Рис. 1. Получение коронного разряда [8]

В аэрозольных исследованиях, где производится зарядка и осаждение аэрозолей, используется коронный разряд с отрицательной короной как более удобный с точки зрения стабильности разряда (отсутствие стримеров до более высоких напряжений). В данной курсовой не ставилась задача изучения тонкой физики коронного разряда, а сделан акцент на изучение тех параметров процесса, которые влияют на скорость зарядки и максимальный заряд на аэрозольных частицах, а именно концентрация ионов и величина поля.

Цель работы: изучение пространственных зон протекания ионного тока в коронном разряде, исследование зарядки и осаждения аэрозольных частиц в коронном разряде при помощи макета осадителя частиц.

Задачи:

- 1) Узнать размеры области протекания ионного тока в коронном разряде путем непосредственного измерения тока
- 2) Проанализировать белое пятно, которое образуется на заземленном электроде и визуализирует зоны ионного тока
- 3) Применить знания о конфигурации электрического поля коронного разряда, зарядки и осаждении частиц для создания макета аэрозольного пробоотборника.

2. Теоретическая часть

2.1. Движение ионов в коронном разряде

Диаметр воздушного иона $d_{\text{и}} = 3 \text{ \AA}$, заряд равен элементарному $e = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$. Время релаксации иона $\tau_{\text{и}}$ пропорционально его диаметру и по величине много меньше характерного времени движения:

$$\tau_{\text{и}} = \tau C_{\text{с}} = \frac{d^2 \rho}{18 \mu_{\text{в}}} \left[1 + \frac{2.514 \cdot \lambda}{d} \right] \propto d \quad (2.1.1)$$

$$\begin{aligned} \tau_{\text{и}} &= \frac{d^2 \rho}{18 \mu_{\text{в}}} \left[1 + \frac{2.514 \cdot \lambda}{d} \right] = \frac{d^2 \frac{m}{3 \pi \frac{d^3}{8}}}{18 \mu_{\text{в}}} \left[1 + \frac{2.514 \cdot \lambda}{d} \right] = \frac{108 \mu_{\text{в}} m}{\pi d} \left[1 + \frac{2.514 \cdot \lambda}{d} \right] = \\ &= \frac{108 \cdot 1.81 \cdot 10^{-5} \cdot 4.82 \cdot 10^{-26}}{3.14 \cdot 3 \cdot 10^{-10}} \left[1 + \frac{2.514 \cdot 7 \cdot 10^{-8}}{3 \cdot 10^{-10}} \right] = 5.9 \cdot 10^{-17} \text{ с} \end{aligned} \quad (2.1.2)$$

Следовательно, можно пренебречь $\tau_{\text{и}}$ и считать, что ион в электрическом поле всё время движется с предельной скоростью $v_{\text{эи}}$. Оценим $v_{\text{эи}}$ так, как это делается в приложении 2 (с учетом поправки $C_{\text{с}}$ (см. приложение 4), $C_{\text{с}} = 773.83$):

$$F_{\text{с}} = F_{\text{эл}} \quad (2.1.3)$$

$$\frac{3 \pi \mu_{\text{в}} v_{\text{эи}} d_{\text{и}}}{C_{\text{с}}} = eE \quad (2.1.4)$$

$$v_{\text{эи}} = \frac{eEC_{\text{с}}}{3 \pi \mu_{\text{в}} d_{\text{и}}} = \frac{1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^6 \cdot 773.83}{3 \cdot 3.14 \cdot 1.81 \cdot 10^{-5} \cdot 3 \cdot 10^{-10}} = 2424 \text{ м/с} \quad (2.1.5)$$

Теперь вычислим $v_{\text{эи}}$ по формуле [7, с. 149]:

$$v_{\text{эи}} = ZE \quad (2.1.6)$$

Где Z – подвижность воздушных ионов, $Z = 420 \text{ (см/с)/(ед. СГСЭ/см)}$.

$$v_{\text{эи}} = ZE = 420 \cdot 33.356 = 14009 \text{ см/с} \approx 140 \text{ м/с} \quad (2.1.7)$$

Противоречие в результатах связано с тем, что отрицательный воздушный ион поляризует молекулы воздуха: заряды в молекуле перераспределяются так, что «плюсы» оказываются к иону ближе, чем «минусы», и соответственно результирующая сила является силой притяжения, а сама молекула приобретает свойства диполя. Таким образом, в

процессе движения ион постоянно взаимодействует с нейтральными молекулами и тем самым расходует энергию. Результирующая средняя установившаяся скорость оказывается меньшей вычисленной по формуле (2.1.3). Поправку на эти заряд-дипольные взаимодействия можно учесть, если увеличить вязкость среды или размер движущейся частицы, то есть вместо реального диаметра иона $d_{\text{и}}$ использовать «эффективный» диаметр $d_{\text{и эф}}$. Его можно получить из уравнения:

$$d_{\text{и эф}} = \frac{eEC_c}{3\pi\mu_b ZE} = \frac{eE}{3\pi\mu_b ZE} \left[1 + \frac{2\lambda}{d_{\text{и эф}}} * 1.257 \right] \quad (2.1.8)$$

$$d_{\text{и эф}}^2 - \frac{eE}{3\pi\mu_b ZE} d_{\text{и эф}} + 2.514 * \lambda * \frac{eE}{3\pi\mu_b ZE} = 0 \quad (2.1.9)$$

И формулой $F_C = F_{\text{эл}}$ можно пользоваться, если заменить $d_{\text{и}}$ на $d_{\text{и эф}}$:

$$\frac{3\pi\mu_b v_{\text{эл}} d_{\text{и эф}}}{C_c} = eE \quad (2.1.10)$$

Для воздушного иона диаметром 3 Å эффективный диаметр приблизительно равен 1 нм.

2.2. Распределение поверхностной плотности заряда на заземлённом электроде

Рассмотрим следующую задачу: проводящий шарик с зарядом q расположен на расстоянии h от проводящей плоскости. Распределение поверхностной плотности индуцированных на заземлённом электроде зарядов в теории будет иметь вид:

$$\sigma(x) = \frac{2hq}{4\pi(x^2 + h^2)^{3/2}} \quad (2.2.1)$$

Где $h = 1$ см – расстояние между электродами, x – точка на поверхности заземлённого электрода, q – заряд иголки. Считаем, что конец иголки имеет форму шара радиусом 50 – 75 мкм, и весь заряд иголки сконцентрирован на его поверхности. Тогда из выражения для потенциала шара радиуса R :

$$\varphi = k \frac{q}{R} \quad (2.2.2)$$

можем оценить заряд иглы. Для иглы радиусом 50 мкм:

$$q = \frac{\varphi R}{k} = \frac{10^4 \cdot 50 \cdot 10^{-6}}{9 \cdot 10^9} = 5.4 \cdot 10^{-11} \text{ Кл} = 0.16 \text{ ед. СГСЭ} \quad (2.2.3)$$

Для иглы радиусом 75 мкм:

$$q = \frac{\varphi R}{k} = \frac{10^4 \cdot 75 \cdot 10^{-6}}{9 \cdot 10^9} = 8.1 \cdot 10^{-11} \text{ Кл} = 0.24 \text{ ед. СГСЭ} \quad (2.2.4)$$

Стоит однако понимать, что заряд всей иголки больше заряда на её острие приблизительно на два порядка. Действительно, если считать тело иголки цилиндром длиной $l = 2$ см и диаметром основания $d = 0.6$ мм, то площадь поверхности такого цилиндра будет приблизительно равна 0.36 см^2 , а диаметр эквивалентного шарика будет равен 7 мм.

$$q = \frac{\varphi R}{k} = \frac{10^4 \cdot 3.5 \cdot 10^{-3}}{9 \cdot 10^9} = 3.9 \cdot 10^{-9} \text{ Кл} = 11.7 \text{ ед. СГСЭ} \quad (2.2.5)$$

Распределения поверхностных плотностей заряда на заземлённом электроде, вычисленные по формуле (2.2.1) для трех различных зарядов, показаны на рисунке 2.

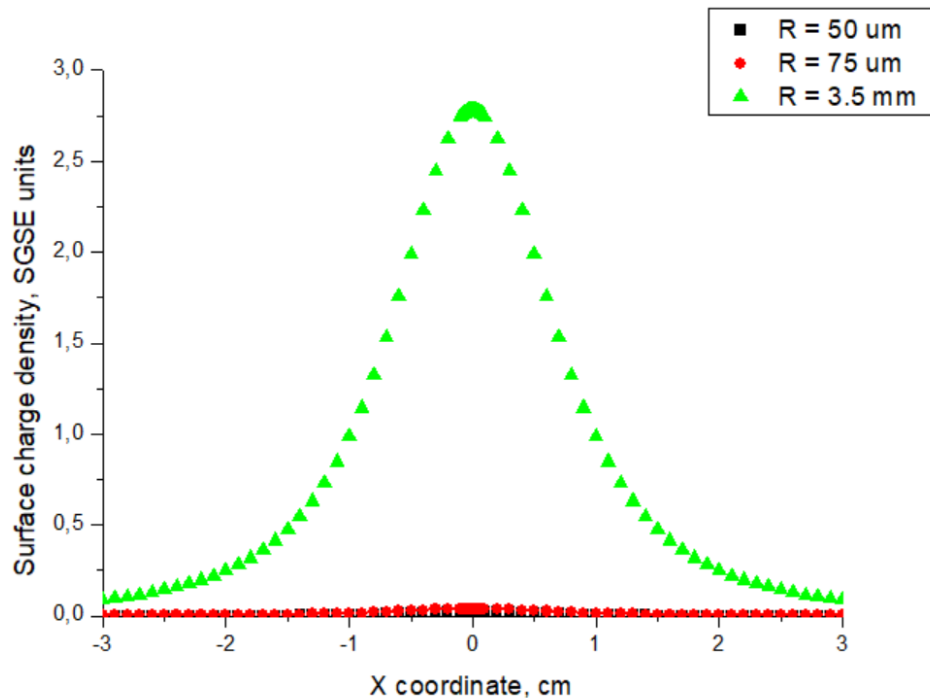


Рис. 2. Распределение поверхностной плотности заряда на заземлённом электроде

Границу распределения можно провести на уровне 5 – 10 % от максимального значения поверхностной плотности. Тогда можно считать, что в теории распределение у основания имеет ширину приблизительно 4 см.

2.3. Оценка влияния объемного заряда на уширение силовых линий

Постоянный ионный ток в пространстве между электродами образует объемный заряд, форма которого точно не известна, но для оценок её можно считать цилиндрической. Далее будут приведены расчеты для приближения формы объемного заряда бесконечным цилиндром (но оценка неточна, поскольку на деле цилиндр конечен).

Электрическое поле цилиндра (при $r > R$) вычисляется по формуле:

$$E = 2\pi\rho \frac{R^2}{r} \text{ (СГСЭ)} \quad (2.3.1)$$

Где $R = 1.2$ см – радиус сечения потока ионов, $r = 2.5$ см – расстояние от центра цилиндра до летящего иона, ρ – объемная плотность заряда.

$$\rho = en = 1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 2.96 \cdot 10^{15} = 4.74 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Кл}}{\text{м}^3} = 1.4 \text{ ед. СГСЭ} \quad (2.3.2)$$

Для вычисления ρ была посчитана концентрация ионов n , выражение (2.3.6) для которой получается путём комбинаций формул (2.3.3) и (2.3.4) для плотности тока:

$$j = nev_{\text{эл}} \quad (2.3.3)$$

$$j = \frac{I}{S} \quad (2.3.4)$$

$$S = \pi R^2 = 3.14 \cdot (12 \cdot 10^{-3})^2 = 4.52 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 = 4.52 \text{ см}^2 \quad (2.3.5)$$

$$n = \frac{I}{ev_{\text{эл}}S} = \frac{30 \cdot 10^{-6}}{1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 140 \cdot 4.52 \cdot 10^{-4}} = 2.96 \cdot 10^{15} \frac{\text{ионов}}{\text{м}^3} = 2.96 \cdot 10^9 \frac{\text{ионов}}{\text{см}^3} \quad (2.3.6)$$

Итого для электрического поля цилиндрического объёмного заряда E_0 имеем:

$$E_0 = 2\pi\rho \frac{R^2}{r} = 2 \cdot 3.14 \cdot 1.4 \cdot \frac{1.2^2}{2.5} = 5.06 \text{ ед. СГСЭ} \quad (2.3.7)$$

Посчитаем отношение силы F , действующей на ион со стороны поля, создаваемого иглой, к силе F_0 , действующей на ион со стороны объемного заряда:

$$\frac{F}{F_0} = \frac{E}{E_0} = \frac{33.36}{5.06} = 6.6 \quad (2.3.8)$$

Сила F больше силы F_0 в 6.6 раз, и значит можно считать, что объемный заряд умеренно влияет на уширение силовых линий. Величина объемного заряда Q (2.3.10):

$$V = Sh = 4.52 \cdot 1 = 4.52 \text{ см}^3 \quad (2.3.9)$$

$$Q = \rho V = 1.4 \cdot 4.52 = 6.3 \text{ ед. СГСЭ} \quad (2.3.10)$$

2.4. Действие магнитного поля со стороны объёмного заряда на ион

Постоянный ионный ток в пространстве между электродами создает магнитное поле, которое действует на отдельно взятый воздушный ион и может повлиять на траекторию его движения. Магнитное поле прямого тока вычисляется по формуле (2.4.1):

$$H = \frac{2I}{cr} \text{ (СГСЭ)} \quad (2.4.1)$$

Где I – величина тока, c – скорость света, r – расстояние до проводника с током. Сила Лоренца, с которой электрическое поле действует на ион, имеет электрическую (2.4.2) и магнитную (2.4.3) составляющие:

$$F_{\text{эл}} = qE \quad (2.4.2)$$

$$F_{\text{м}} = \frac{qv_{\text{эл}}H}{c} \quad (2.4.3)$$

Магнитную составляющую можно выразить через электрическую:

$$F_{\text{м}} = \frac{v_{\text{эл}}HF_{\text{эл}}}{cE} = \frac{2Iv_{\text{эл}}}{c^2rE} F_{\text{эл}} = 8.4 \cdot 10^{-13} F_{\text{эл}} \quad (2.4.4)$$

Видим, что магнитная составляющая силы Лоренца мала по сравнению с электрической составляющей, и, значит, можно считать, что магнитное со стороны объемного заряда не оказывает существенного влияния на ион. При расчете траектории им можно пренебречь.

2.5. Заряд, образовавшийся на верхнем электроде

Конструкция верхнего электрода, содержащего иголки, выглядит следующим образом (рис. 3):

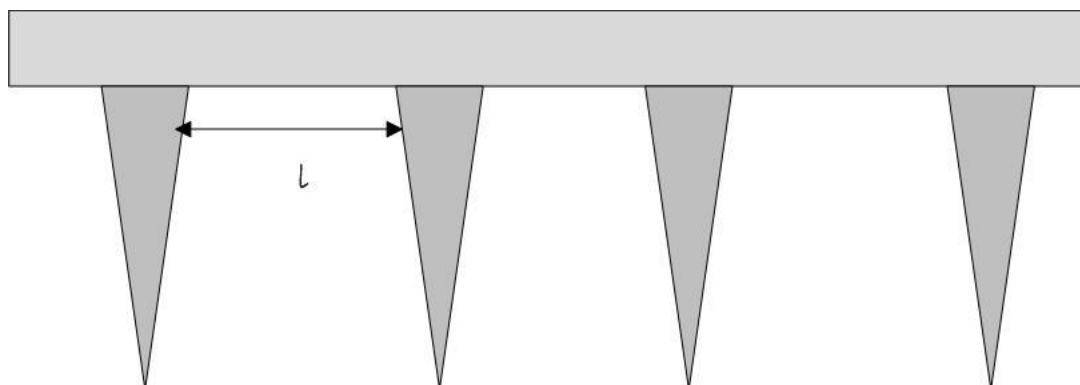


Рис. 3. Расположение иголок на верхнем электроде

Электрод покрыт алюминиевой фольгой, из которой выступают иголки. Алюминий – проводник, поэтому на фольге в пространстве между иголками также имеется заряд, который оказывает влияние на воздушный ион. Он вычисляется по формуле (2.5.3), где σ – поверхностная плотность заряда на фольге (2.5.1), S – площадь фольги вокруг иголки (2.5.2), размер которой сравним с площадью сечения жгута ионного тока.

$$\sigma = \varepsilon_0 E = 8.85 \cdot 10^{-12} \cdot 10^6 = 8.85 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Кл}}{\text{м}^2} \quad (2.5.1)$$

$$S = \pi R^2 = 3.14 \cdot (12 \cdot 10^{-3})^2 = 4.52 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \quad (2.5.2)$$

$$q = \sigma S = 8.85 \cdot 10^{-6} \cdot 4.52 \cdot 10^{-4} = 4 \cdot 10^{-9} \text{ Кл} = 12 \text{ ед. СГСЭ} \quad (2.5.3)$$

Итого заряд иголки равен приблизительно 11.7 ед. СГСЭ, заряд на фольге вокруг иголок равен 12 ед. СГСЭ, а объемный заряд равен 6 ед. Можно считать, что расширение силовых линий объемным зарядом и сжатие силовых линий полем от верхнего электрода компенсируют друг друга.

2.6. Баланс энергий

В коронном разряде энергия от источника расходуется на разгон воздушных ионов и разгон нейтральных молекул (в правой части (2.7.1) записаны энергии в единицу времени):

$$UI = \frac{mv_{\text{эи}}^2}{2} n_{\text{и}} V + \frac{mv^2}{2} nV \quad (2.7.1)$$

Где $n_{\text{и}} = 6.8 \cdot 10^{16} \frac{1}{\text{м}^3}$ – концентрация воздушных ионов, n – концентрация нейтральных молекул воздуха:

$$n = \frac{N_A}{V_m} = \frac{6.02 \cdot 10^{23}}{2.24 \cdot 10^{-2}} = 2.68 \cdot 10^{25} \frac{1}{\text{м}^3} \quad (2.7.2)$$

V – Объем цилиндра, занимаемого молекулами:

$$V = \pi r^2 vt = 3.14 \cdot 0.012^2 \cdot v \cdot 1 = 4.5 \cdot 10^{-4} v \quad (2.7.3)$$

v – скорость нейтральных молекул воздуха:

$$v = \sqrt[3]{\frac{2UI}{mn\frac{V}{v}} - \frac{n_{\text{и}}v_{\text{эи}}^2}{n}} = \sqrt[3]{\frac{2 \cdot 10^4 \cdot 3 \cdot 10^{-5}}{4.8 \cdot 10^{-26} \cdot 2.68 \cdot 10^{25} \cdot 4.5 \cdot 10^{-4}} - \frac{6.8 \cdot 10^{16} \cdot 140^2}{2.68 \cdot 10^{25}}} \approx 10 \text{ м/с} \quad (2.7.4)$$

Из (2.7.4) следует, что практически вся энергия в процессе расходуется на разгон воздуха. Формируется спутный поток воздуха, который является дополнительным положительным фактором для посадки аэрозолей.

3. Экспериментальная часть

Если представить коронный разряд в виде «зонтика» силовых линий с ионами, то в первом эксперименте определялись границы этого «зонтика», т.е. крайние силовые линии, по которым идут ионы. Схема установки для промера границ представлена на рисунке 4:

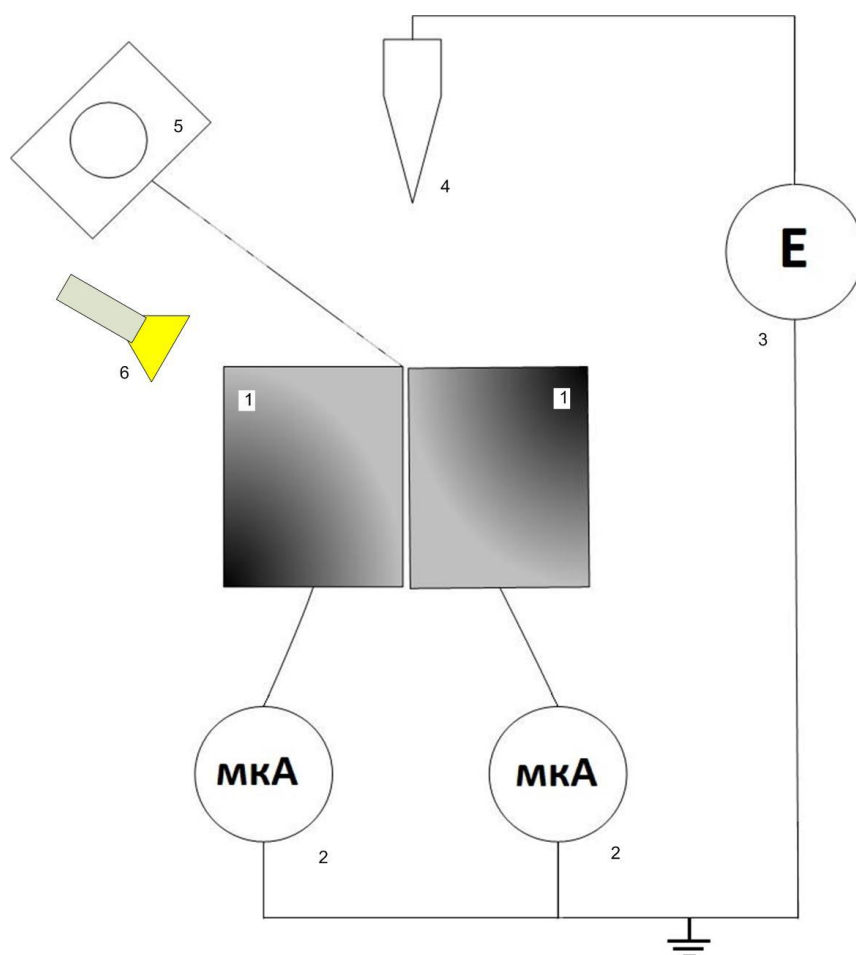


Рис. 4. Схема экспериментальной установки

1 – проводящие пластины, 2 – микроамперметры, 3 – высоковольтный источник, 4 – электрод с большой кривизной (иглолка), 5 – фотоаппарат, 6 – фонарик

Установка позволяет перемещать иглу (4) вверх-вниз, вправо-влево. В нашем эксперименте расстояние h от иглы до проводящих пластин (1) было фиксированным и равнялось 1 см. Начальное положение иглы (ноль координат) было выбрано над тонкой линией раздела пластин. Далее игла перемещалась от нуля сначала вправо, затем влево, а показания токов с каждой пластины снимались микроамперметрами (2). Перемещая иглолку, мы «отрезали» часть «зонтика», а амперметры показывали интегральный (суммарный) ток в отрезанной и оставшейся частях зонтика. На некотором расстоянии от начала координат интегральный ток от отрезанной части становился равным нулю. Это означает, что на данном расстоянии ионы

перестают приходить на фольгу и «зонтик» имеет границу. Предполагается, что иголка идеально прямая и закреплена перпендикулярно плоскости пластин, а сам «зонтик» имеет симметричную конфигурацию. Значит, за один проход иголки в одну сторону с помощью двух амперметров можно получить две экспериментальные зависимости интегрального тока от радиуса. На рисунке 5 представлены полученные в ходе эксперимента интегральные значения тока в зависимости от расстояния от иголки до начала координат (центра зонтика) и аппроксимация результатов полиномом второй степени.

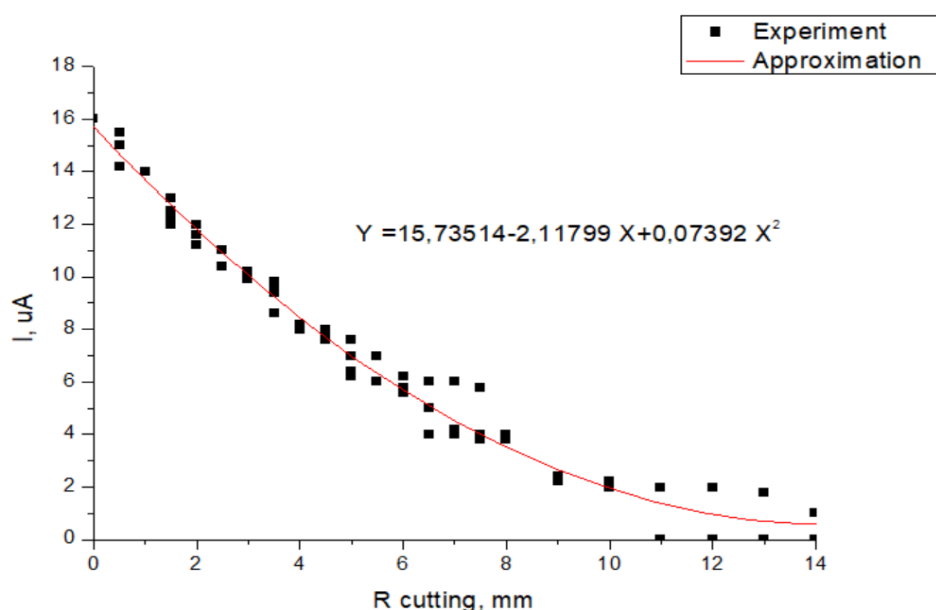


Рис. 5. Зависимость интегрального тока от радиуса

Видно, что при радиусах 6 – 8 мм и более 11 мм имеются расхождения в показаниях амперметра. Это связано с тем, что «зонтик» на самом деле не симметричен, причем асимметрия становится более заметной при удалении от центра. Из графика можно определить и примерную границу протекания тока: она расположена на расстоянии 11 – 14 мм от начала координат.

В теоретической части говорилось, что при протекании коронного разряда на заземленном электроде в результате химической реакции образуется слой оксида алюминия, который увеличивается в размерах с

течением времени. Внешне этот эффект проявляется в образовании на алюминиевой фольге округлого светлого пятна, которое по мере горения разряда изменяет свою яркость и размер. По этим параметрам пятна можно судить о зонах протекания ионного тока.

В следующем эксперименте делались фотоснимки пятна во время горения разряда. Для этого использовалась та же установка (рис. 4), но вместо двух пластин использовалась одна. Каждый снимок делался через определенное время с начала горения разряда (5, 10, 20, 25 и 30 минут), причем все снимки были сделаны с одинаковой выдержкой. Снимок пятна, полученного после 30 минут горения разряда, представлен на рисунке 6.

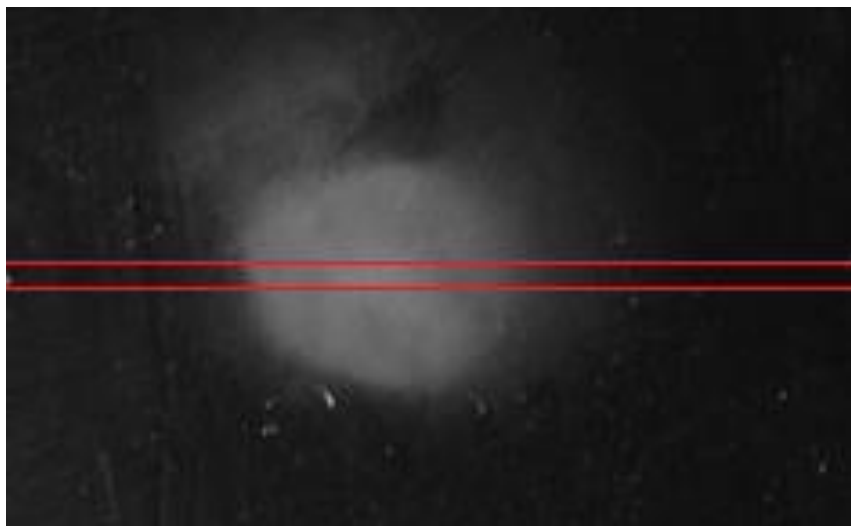


Рис. 6. Оксидное пятно на алюминиевой фольге после 30 минут горения разряда. На длину кадра приходится 3 см (масштаб).

По центру пятна выделялась горизонтальная полоса (на рис. 6 представлен двумя линиями; за значение в центре бралось среднее значение из вертикального интервала, заключенного между линиями), по которому посредством фотометрирования был получен профиль яркости пятна. Профили яркости для пятен, полученных в различные моменты времени горения разряда, представлены на рисунке 7. Для построения графиков яркость была выражена в долях от предельного значения яркости пикселя, которое равно 255 единицам.

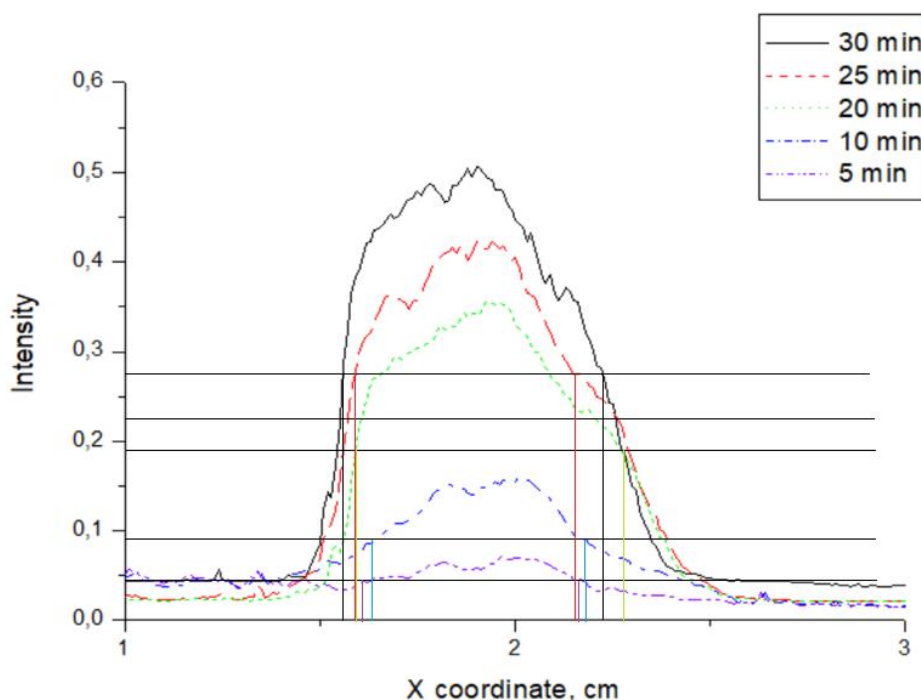


Рис. 7. Зависимость яркости пятен от координаты

Горизонтальные линии показывают полувысоты распределений, по точкам пересечения которых с самими распределениями можно судить об изменении ширины пятна. После 5 и 10 минут полувысота пятна была равна 0.54 см, после 20 минут – 0.68 см, после 25 минут – 0.55 см, после 30 минут – 0.68 см. Ширина пятна у основания практически не изменялась и равнялась приблизительно 1 см. Напомним, что токовое пятно имеет размер около 2.5 см. Различие в размерах пятна и области протекания тока связано с тем, что для протекания химической реакции с образованием оксида алюминия необходима определенная энергия «активации». По мере удаления от центра энергия прилетающих на пластину ионов уменьшается и в какой-то момент её становится недостаточно для протекания реакции. Именно поэтому оксидное пятно по размерам меньше токового.

В следующем эксперименте рассматривается рассеяние лазерного луча на аэрозольных частицах. Схема экспериментальной установки показана на рисунке 8.

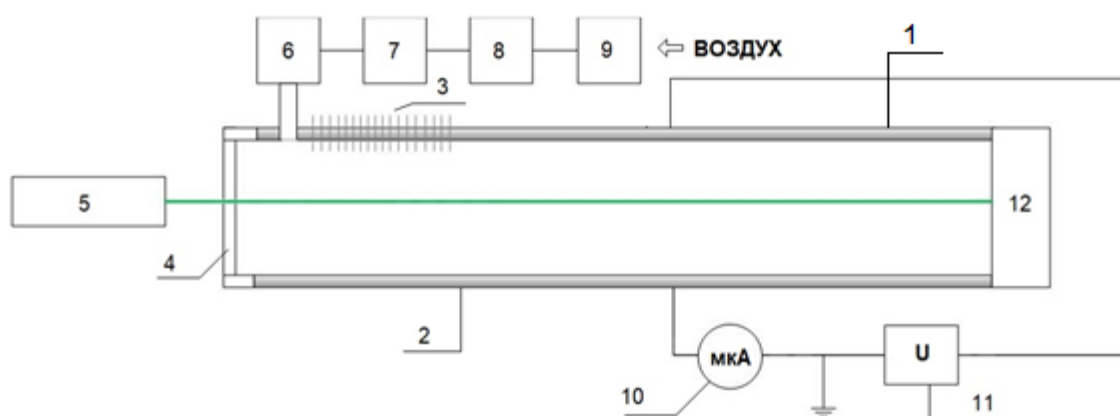


Рис. 8. Схема экспериментальной установки

1 – верхний электрод, 2 – нижний электрод, 3 – иглы-электроды, 4 – прозрачное окно, 5 – лазер, 6 – колба-испаритель, 7 – форсунка Коллисона, 8 – расходомер, 9 и 12 – фильтры, 10 – микроамперметр, 11 – высоковольтный источник

Поток воздуха, проходя через фильтр (9) и расходомер (8), попадает в форсунку Коллисона (7), где происходит генерация тумана из капелек раствора кристаллов поваренной соли NaCl . После попадания в колбу-испаритель (6) жидкость испарялась, и туман превращается в аэрозоль из кристаллов соли (рис. 9).

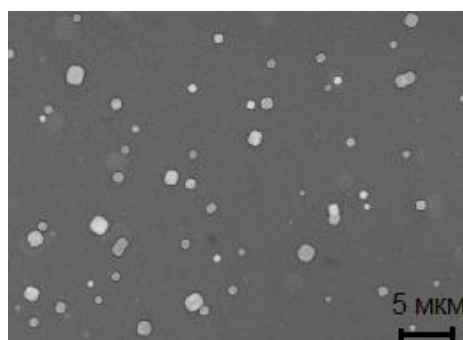


Рис. 9. Кристаллы NaCl

Далее аэрозоль попадает в макет электростатического осадителя, где на концах игл-электродов (3) возникает зона с большой напряженностью электрического поля, т.е. зоны ионизации коронных разрядов. В этих коронных разрядах аэрозольные частицы заряжаются и вследствие действия на них электрического поля осаждаются на нижний электрод. В приложении

2 по формулам (2.1) и (2.2) рассчитывается предельный заряд, который сферическая частица может приобрести в электростатическом поле, и быстрота зарядки (2.3). Из рисунка 9 видно, что средний диаметр кристалла соли примерно равен 1 мкм. Предельный заряд для такой частицы равен:

$$q_{\pi} = \frac{\xi E d^2}{4} = \frac{2.24 \cdot 33.56 \cdot 10^{-8}}{4} = 6.27 \cdot 10^{-17} \text{ Кл} \quad (3.1.1)$$

$$\xi = 3 \cdot \epsilon / (\epsilon + 2) = \frac{3 \cdot 5.9}{5.9 + 2} = 2.24 \quad (3.1.2)$$

Временной фактор t_0 :

$$t_0 = \frac{1}{\pi \epsilon n Z} = \frac{1}{3.14 \cdot 4.8 \cdot 10^{-10} \cdot 2.96 \cdot 10^9 \cdot 420} = 5.3 \cdot 10^{-5} \text{ с} \quad (3.1.3)$$

Исходя из закона скорости зарядки:

$$\frac{q}{q_{\pi}} = \frac{t}{t + t_0} \quad (3.1.4)$$

временем зарядки можно считать величину $t = 10 t_0$. Время зарядки много меньше характерного времени движения частицы между электродами (которое по величине порядка 10^{-2} с (3.1.6)), и потому можно считать, что частица обладает предельным зарядом на всем участке движения.

Предельная скорость v_3 , которую кристалл соли диаметром 1 мкм набирает в электрическом поле осадителя, рассчитывается по формуле (2.9) из приложения 2:

$$v_3 = \frac{q_{\pi} E}{3 \pi \mu_B d} = \frac{6.27 \cdot 10^{-17} \cdot 10^6}{3 \cdot 3.14 \cdot 1.81 \cdot 10^{-5} \cdot 10^{-6}} = 0.37 \frac{\text{м}}{\text{с}} \quad (3.1.5)$$

Зная предельную скорость и расстояние между электродами ($l = 1.5$ см), можно посчитать время t , за которое частица проходит путь от верхнего электрода к нижнему:

$$t = \frac{l}{v_3} = \frac{0.015}{0.37} = 0.04 \text{ с} \quad (3.1.6)$$

Скорость v_{π} подачи потока аэрозольных частиц измеряется расходомером (8) и после пересчета из объемных единиц (с учетом сечения)

равняется 1.5 м/с. После подачи потока аэрозоля в макет пробоотборника, на электроды подается высокое напряжение $U = -10$ кВ, и начинается осаждение частиц в зоне игл-электродов. Посчитаем длину осаждения L :

$$L = v_{\pi} t = 1.5 \cdot 0.04 = 0.06 \text{ м} \quad (3.1.7)$$

Чтобы экспериментально проверить длину осаждения аэрозольных частиц, через прозрачное окно (4) пускается луч лазера (5), а пространство между электродами фотографируется. После фотометрирования лазерного луча была получена зависимость его интенсивности (в отн. единицах яркости, 1 отн. ед. = 255 яркостных пикселей) от продольной координаты (рис. 10).

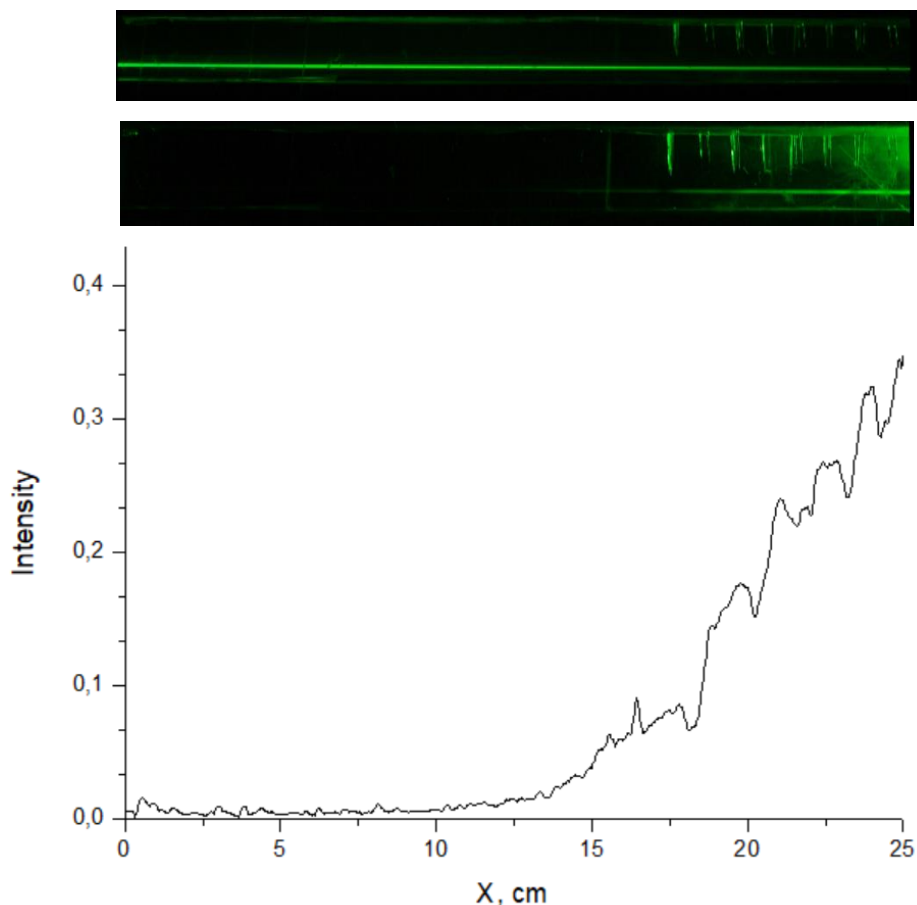


Рис 10. Рассеивание лазерного луча на аэрозольных частицах. Верхнее фото: луч лазера до подачи напряжения на электроды. Фото посередине: луч лазера после подачи напряжения.

График: зависимость интенсивности лазерного луча (в отн. единицах) от продольной координаты.

Из рис. 10 видно, что интенсивность лазерного луча уменьшается до нуля на отрезке, примерно равном 5 см. Падение интенсивности рассеяния происходит из-за уменьшения количества частиц в луче. Значит, значительная часть аэрозольных частиц под действием электрического поля осаждается на заземленный электрод, причем зона осаждения приблизительно совпадает с зоной зарядки (она находится под иглами-электродами).

Полезно будет также подтвердить расчётом, что тока от иглоек будет достаточно для зарядки аэрозольной пробы. В зоне игл-электродов (3) находится 25 иглоек, каждая из которых дает ток 16 мкА. Значит, суммарный ток I от иглоек будет равен:

$$I = 16 \text{ мкА} \cdot 25 = 400 \text{ мкА} = 400 \frac{\text{Кл}}{\text{с}} = 4 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Кл}}{\text{с}} \quad (3.1.8)$$

За одну секунду на игловках будет генерироваться заряд $4 \cdot 10^{-4}$ Кл. Форсунка

Коллисона (7) (рис. 8) создает концентрацию аэрозольных частиц $n=10^6 \frac{1}{\text{см}^3}$,

объемная скорость подачи аэрозоля $v = 500 \frac{\text{см}^3}{\text{с}}$. Предельный заряд частицы

диаметром 1 мкм равен $q_n = 6.27 \cdot 10^{-17}$ Кл. Тогда суммарный заряд Q ,

необходимый для зарядки аэрозольной пробы:

$$Q = nVq_n = 10^6 \cdot 500 \cdot 6.27 \cdot 10^{-17} = 3.14 \cdot 10^{-8} \text{ Кл} \quad (3.1.9)$$

Получается, что заряд, генерирующийся на игловках за одну секунду, на четыре порядка больше необходимого для зарядки. Исходя из этого, все аэрозольные частицы успевают зарядиться до предельного заряда.

4. Выводы и заключения

В работе из рассмотрения движения ионов была получена корректировка эффективного размера иона вследствие его электростатического взаимодействия с молекулами воздуха. Для воздушного иона с фактическим диаметром 0.3 нм эффективный диаметр оказался равен

1 нм. Было рассмотрено распределение поверхностной плотности заряда на заземленной плоскости, которое является результатом взаимодействия этой плоскости с микро шариком, для электростатического случая (без токов).

Получена величина объемного заряда при заданном токе разряда в приближении формы объемного заряда цилиндром, оценено влияние поля этого заряда на конфигурацию силовых линий. Влияние силы Лоренца, действующей на ион со стороны объемного заряда, оказалось пренебрежимо малым. Также была посчитана величина заряда на верхнем электроде, содержащем иголки, для одной из экспериментальных установок.

Проанализирован баланс энергий в процессе горения разряда: выяснилось, что большая часть энергии источника питания расходуется на разгон нейтральных молекул в промежутке между электродами.

Экспериментально были определены граничные силовые линии разряда, по которым в коронном разряде идут ионы. Для этого на нижнем электроде был сделан разрез, а конструкция экспериментальной установки (рис. 4) позволяла перемещать иголку в горизонтальной плоскости. Отсутствие тока на одной из пластин при смещении иглы от разреза означало, что на данном расстоянии расположена граница протекания тока.

По мере горения разряда на нижнем электроде нарастало белое пятно, которое является индикатором зоны протекания ионного тока. Размеры пятна оказались меньше размеров фактической зоны протекания тока. Это связано с тем, что для протекания химической реакции с образованием оксида алюминия, из которого предположительно состоит пятно, необходима определенная энергия «активации». Однако форма и интенсивность пятна дают представления о размере и общей асимметрии потока ионов в коронном разряде.

При пропускании аэрозоля через канал между электродами границы коронного разряда определяют зону зарядки аэрозольных частиц. Из эксперимента с впусканием лазерного луча в пространство между

электродами можно заключить, что значительная часть потока аэрозольных частиц осаждается на заземленный электрод практически в пределах зоны зарядки.

Список используемой литературы

- [1] W. Pfeiffer, R. Plessow, N. Kolev, P. Darjanov, D. Darjanova. *About the dimensioning of a needle plane electrode arrangement for comparative investigations of partial discharges in air*. Proceedings: Electrical Insulation Conference and Electrical Manufacturing and Coil Winding Conference (1997). – 7 с.
- [2] Panich Intra, Artit Yawootti and Phadungsak Rattanadecho. *Corona Discharge Characteristics and Particle Losses in a Unipolar Corona-needle Charger Obtained through Numerical and Experimental Studies*. Journal of Electrical Engineering and Technology (2017). – 10 с.
- [3] Panich Intra¹, Artit Yawootti. *An Experimental Investigation of A Non-Mixing Type Corona-Needle Charger for Submicron Aerosol Particles*. Journal of Electrical Engineering and Technology (2019). – 8 с.
- [4] F. Sipahutar, Suwarno, A. Azhari Kemma, N. Pattanadech, F. Pratomosiwi, and M. Muhr. *The Implementation of Needle-Plane Electrode Configuration and Test Methods for Partial Discharge Inception Voltage Characteristic Measurement of Mineral Oil*. International Journal on Electrical Engineering and Informatics (2013). – 12 с.
- [5] W.M. Yang, R. Zhu, C. Zhang, B.Y. Liu. *Self-sustaining discharges in needle-to-plane geometry with hundreds of microns electrode gaps*. Journal of Electrostatics 87 (2017). – 7 с.
- [6] Д. В. Сивухин. *Электричество, Том 3*; 4-е издание. Издательство МФТИ, 2004. – 656 с.
- [7] Parker C. Reist. *Introduction to Aerosol Science*. MacMillan Publishing Company.; 1st edition (February 1984). – 299 с.

[8] M. Pierpaoli, G. Fava, and M. Letizia Ruello. *Electroadsorptive Removal of Gaseous Pollutants*. Applied Sciences (2019). – 19 с.

Приложения

1. Движение частицы в поле тяжести

Для сферической микрочастицы частицы уравнение движения под действием силы тяжести имеет вид:

$$m \frac{dv}{dt} = F_T - F_c \quad (1.1)$$

Где F_c – сила сопротивления движению сферической частицы в воздухе (закон Стокса). Она вычисляется по формуле (1.2) [1, с. 60]:

$$F_c = 3\pi \mu_v v_o d \quad (1.2)$$

Здесь v_o – относительная скорость воздуха и частицы (в нашем случае $v_o = v$); F_T – сила тяжести, действующая на частицу:

$$F_T = mg = \rho V g = \frac{1}{6} \pi d^3 \rho g \quad (1.3)$$

После подстановки (1.2) и (1.3) в (1.1) получаем линейное неоднородное уравнение (1.4):

$$\frac{dv}{dt} = - \frac{3\pi\mu_v d}{m} v + g = - \frac{v}{\tau} + g \quad (1.4)$$

Где $\tau = \frac{m}{3\pi\mu_v d} = \frac{d^2 \rho}{18\mu_v}$ – время релаксации частицы. При нахождении

константы учитываем, что $v = 0$ в нулевой момент времени. В итоге получаем решение:

$$v = v_T \cdot (1 - e^{-t/\tau}) \quad (1.5)$$

Где v_T – установившаяся скорость движения аэрозольной частицы в поле тяжести,

$$v_T = \frac{d^2 \rho g}{18\mu_v} \quad (1.6)$$

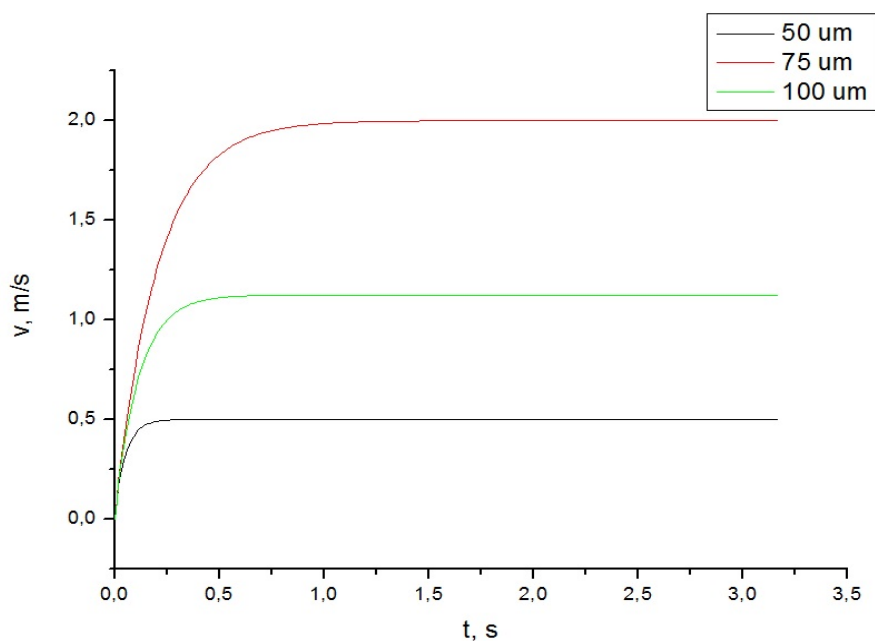


Рис. 1. Зависимость скорости от времени для частиц, движущихся в поле тяжести

На графике (рис. 1) представлена зависимость скоростей трёх микрочастиц от времени: диаметрами 50, 75 и 100 мкм. По этому графику можно установить, что их предельные скорости в поле тяжести равны соответственно 0.5, 1.1 и 2.0 м/с.

2. Движение частицы в электрическом поле

Попадая в электрическое поле, нейтральная аэрозольная частица начинает заряжаться за счёт столкновений с упорядоченно движущимися ионами. Предполагается, что столкновения происходят со всеми ионами, попадающими в границы сечения частицы, а сами ионы движутся вдоль силовых линий электрического поля (справедливо для крупных частиц). Наибольший (предельный) заряд, который сферическая частица может приобрести в поле E , вычисляется по формулам (2.1) и (2.2):

$$q_n = \frac{\xi E d^2}{4} \text{ (СГСЭ)} \quad (2.1)$$

$$q_n = \frac{\xi E d^2}{4e} \text{ (в элементарных зарядах)} \quad (2.2)$$

Коэффициент $\xi = 3 \cdot \epsilon / (\epsilon + 2)$, где ϵ – диэлектрическая проницаемость частицы. Численные значения предельного заряда для частиц диаметром 50

мкм, 75 мкм и 100 мкм равны соответственно $1.39 \cdot 10^{-13}$ Кл, $3.13 \cdot 10^{-13}$ Кл и $5.6 \cdot 10^{-13}$ Кл. Быстрота зарядки характеризуется t_0 – временем, за которое частица получит предельный заряд:

$$t_0 = \frac{1}{\pi enZ} \quad (2.3)$$

В формуле (2.3) Z – подвижность ионов, n – средняя концентрация ионов. Концентрацию n можно вычислить, зная величину ионного тока I и площадь S сечения потока ионов:

$$n = \frac{I}{eZES} \quad (2.4)$$

Оценим время t_0 для частицы диаметром $d = 50$ мкм $= 5 \cdot 10^{-3}$ см, $I = 30$ мкА $= 9 \cdot 10^4$ ед. СГСЭ, $S = \frac{\pi d^2_{\text{сечения}}}{4} = \frac{3.14 \cdot (0.7 \text{ см})^2}{4} = 0.38 \text{ см}^2$

$$t_0 = \frac{1}{\pi enZ} = \frac{ES}{\pi I} = \frac{33.36 \cdot 0.38}{3.14 \cdot 9 \cdot 10^4} \approx 4 \cdot 10^{-5} \text{ с} \quad (2.5)$$

Видим, что время t_0 мало по сравнению с характерным временем движения частицы в электрическом поле. В дальнейших расчётах будем им пренебрегать и считать, что частица мгновенно заряжается до предельного заряда q_n .

Движение в электрическом поле описывается аналогично движению в поле тяжести:

$$m \frac{dv}{dt} = F_{\text{эл}} - F_c \quad (2.6)$$

В формуле (2.6) $F_{\text{эл}} = q_n E$ – сила, действующая на аэрозольную частицу со стороны электрического поля. Уравнение движения частицы в электрическом поле имеет вид (2.7):

$$\frac{dv}{dt} = - \frac{3\pi\mu_v d}{m} v + \frac{q_n E}{m} = - \frac{v}{\tau} + \frac{q_n E}{m} \quad (2.7)$$

А его решением будет:

$$v = v_0 \cdot (1 - e^{-t/\tau}) \quad (2.8)$$

Где v_3 – установившаяся скорость движения аэрозольной частицы в электростатическом поле,

$$v_3 = \frac{\tau q_p E}{m} = \frac{q_p E}{3\pi\mu_B d} = \frac{\xi E^2 d}{12\pi\mu_B} \quad (2.9)$$

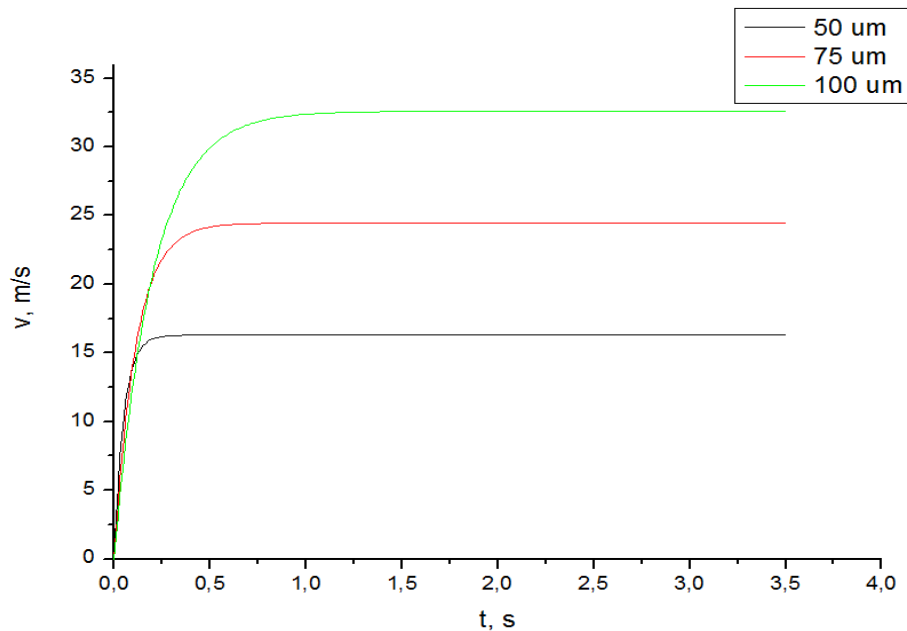


Рис. 2. Зависимость скорости от времени для частиц, движущихся в электрическом поле

Для частиц диаметрами 50, 75 и 100 мкм предельные скорости в электрическом поле равны 16.30, 24.45 и 32.60 м/с соответственно. При движении в электрическом поле на частицу также действует сила тяжести, но численные значения v_3 приблизительно на порядок больше значений v_T , и, следовательно, в расчетах для движения под действием электрического поля влиянием силы тяжести можно пренебречь. Рисунок 3 позволяет наглядно оценить разницу в величинах v_T и v_3 в зависимости от диаметра d частицы:

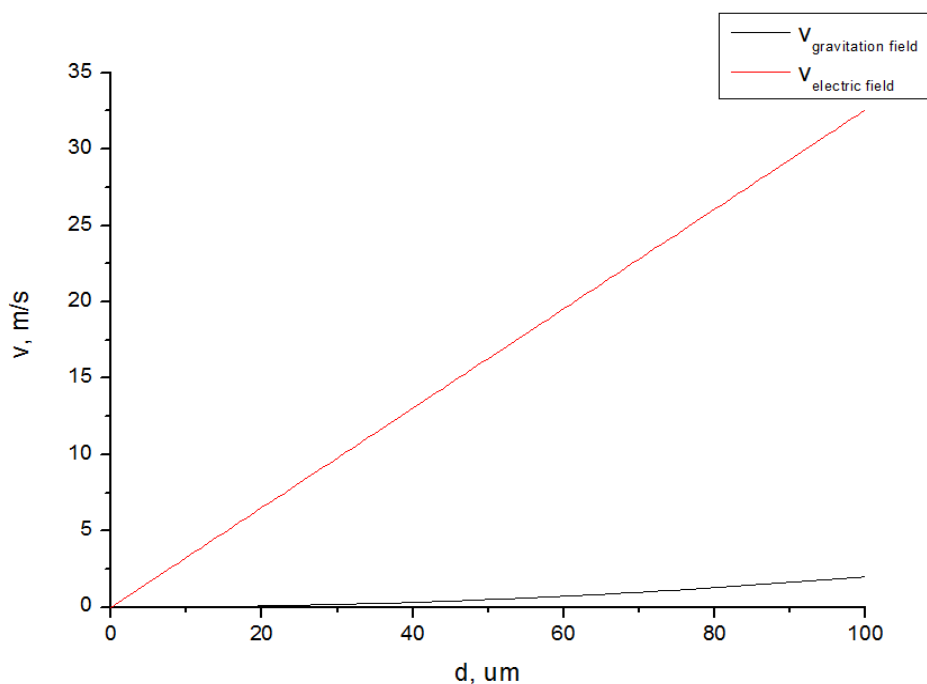


Рис. 3. Зависимость предельной скорости частицы от её диаметра в электрическом и гравитационном полях

3. Поправка Клячко

При выводе формулы Стокса в уравнениях движения опускаются члены, описывающие инерционные процессы. Приведённые выше уравнения движения справедливы только для стоксовского режима обтекания ($Re < 1$). На деле же сила сопротивления F_c , действующая на сферическую частицу со стороны воздуха, пропорциональна числу Рейнольдса:

$$Re = \frac{vd\rho_B}{\mu_B} \quad (3.1)$$

Более точное выражение для F_c получится, если в расчётах учесть поправку Клячко C_D (область применения $1 < Re < 1000$):

$$C_D = \frac{24}{Re} + \frac{4}{\sqrt[3]{Re}} \quad (3.2)$$

Сила сопротивления с учетом поправки Клячко:

$$F_c = C_D \frac{\pi d^2}{4} \frac{\rho_B v^2}{2} = \left(\frac{24}{Re} + \frac{4}{\sqrt[3]{Re}} \right) \frac{\pi d^2}{4} \frac{\rho_B v^2}{2} = 3\pi\mu_B vd + \frac{\pi\mu_B^{1/3} \rho_B^{2/3} (d \cdot v)^{5/3}}{2} \quad (3.3)$$

В случае ламинарного обтекания ($Re < 1$) поправка Клячко вычисляется по формуле (3.4):

$$C_D = \frac{24}{Re} \quad (3.4)$$

А сила сопротивления принимает привычный вид:

$$F_c = C_D \frac{\pi d^2}{4} \frac{\rho_B v^2}{2} = \frac{24}{Re} \frac{\pi d^2}{4} \frac{\rho_B v^2}{2} = \frac{24}{\frac{vd\rho_B}{\mu_B}} \frac{\pi d^2}{4} \frac{\rho_B v^2}{2} = 3\pi\mu_B vd \quad (3.5)$$

На рисунке 4 показана зависимость коэффициента сопротивления C_D от числа Рейнольдса:

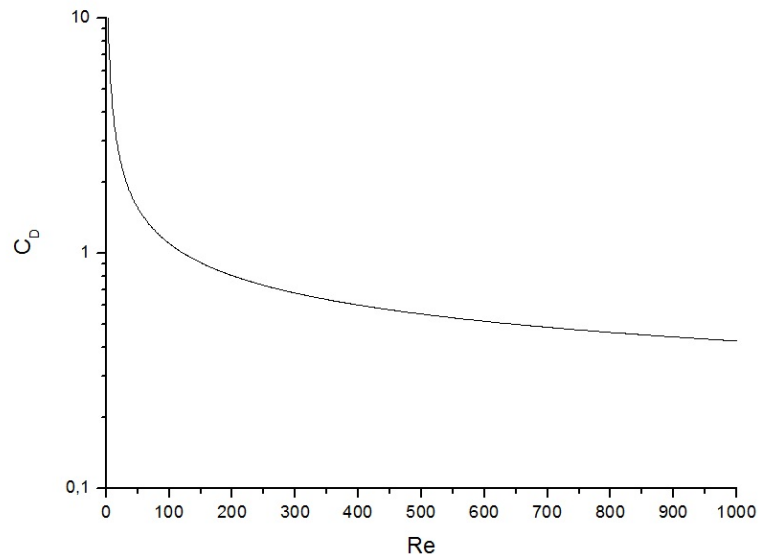


Рис. 4. Зависимость величины C_D от Re

Проведём теперь численную оценку установившейся скорости в поле тяжести в реальном (не стоксовском) режиме. Постоянство скорости достигается при равенстве силы тяжести и силы сопротивления среды:

$$F_c = F_T \quad (3.6)$$

Подставляя в (3.6) выражение для силы сопротивления (3.3) и расписывая массу через плотность и диаметр частицы получаем:

$$3\pi\mu_B vd + \frac{\pi\mu_B^{1/3} \rho_B^{2/3} (d \cdot v)^{5/3}}{2} = \frac{1}{6}\pi d^3 \rho g \quad (3.7)$$

Для нахождения установившейся в поле скорости в поле тяжести v_T подставляем в (3.7) численные значения μ_B , ρ и g . Изменяя значения d , получаем уравнения на v_T для частиц различных размеров:

$$0.046d^{5/3}v_T^{5/3} + 1.753 \cdot 10^{-4}dv_T - 33403.5d^3 = 0 \quad (3.8)$$

В частности, для частицы диаметром 50 мкм уравнение (3.8) принимает вид (3.9):

$$3,12v_T^{5/3} + 8,77v_T - 4,18 = 0 \quad (3.9)$$

Для частицы с $d = 75$ мкм:

$$6,14v_T^{5/3} + 13,15v_T - 14,09 = 0 \quad (3.10)$$

При $d = 100$ мкм:

$$9,91v_T^{5/3} + 17,53v_T - 33,4 = 0 \quad (3.11)$$

Если в уравнениях (3.9) – (3.11) представить левую часть в виде функции $f(v_T)$, то графически решениями этих уравнений будут являться абсциссы точек пересечения $f(v_T)$ с осью v_T . На рисунке 5 представлены графики $f(v_T)$ для уравнений (3.9) – (3.11). Левая кривая соответствует частице с диаметром 50 мкм, центральная – 75 мкм, правая – 100 мкм.

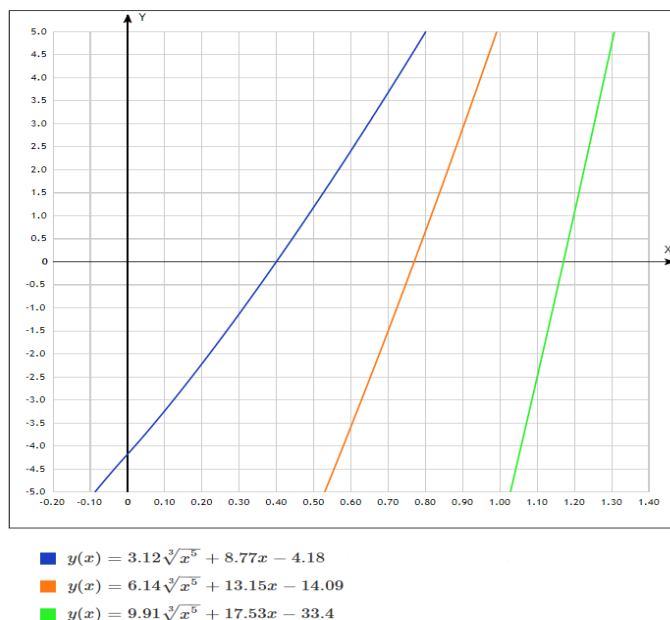


Рис. 5. Графики, используемые для нахождения решений уравнений

Из графиков получаем, что предельные скорости в поле тяжести для частиц диаметрами 50, 75 и 100 мкм численно равны соответственно 0.4, 0.77

и 1,17 м/с. Значения скоростей, вычисленные для этих частиц в случае стоксовского режима обтекания, были равны 0.5, 1.1 и 2.0 м/с. Аналогичные вычисления можно провести для численного нахождения установившейся скорости в электрическом поле, приравняв силу, действующую на частицу со стороны электрического поля, к силе сопротивления.

Вклад поправки Клячко в величину установившейся скорости возрастает с ростом диаметра частицы, из чего можно сделать вывод, что эту поправку стоит учитывать при описании движения частиц больших размеров. В случае малых частиц поправкой Клячко можно пренебречь.

4. Поправка Каннингема

В предыдущем пункте было установлено, что для малых частиц вклад поправки C_D пренебрежимо мал. Это объясняется тем, что при приближении размера частиц к длине свободного пробега молекул воздуха λ вязкость среды перестает быть определяющим фактором в величине силы сопротивления. Для малых частиц в выражении для F_c появляется новый коэффициент C_C , учитывающий повышение подвижности частиц. Коэффициент C_C вычисляется по формуле (4.1) и называется поправкой Каннингема.

$$C_C = 1 + \frac{2\lambda}{d} [A + Q \exp(-\frac{bd}{2\lambda})] \quad (4.1)$$

Здесь $A = 1.257$, $Q = 0.400$, $b = 1.10$, $\lambda = 0.070$ мкм – длина свободного пробега молекул воздуха при 20 °С. С учетом C_C сила сопротивления F_c запишется в виде:

$$F = \frac{3\pi\mu v d}{C_C} \quad (4.2)$$

Поправку C_C следует учитывать для частиц с $d < 1$ мкм. При описании движения в гравитационном и электрическом полях рассматривались аэрозольные частицы размеров порядка 10^{-5} м. Поправка C_C оказывается для

них пренебрежимо мала (рис. 6) . Убедимся в этом, посчитав C_C для частицы диаметром 50 мкм:

$$C_C = 1 + \frac{2 \cdot 0.070}{50} [1.257 + 0.4 \exp(-\frac{1.1 \cdot 50}{2 \cdot 0.070})] = 1.0035 \approx 1 \quad (4.3)$$

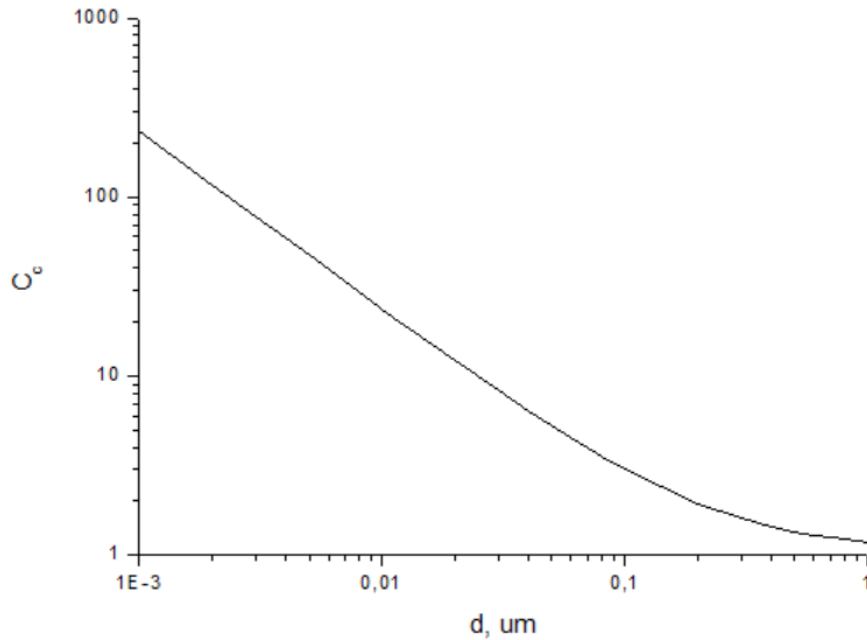


Рис. 6. Зависимость величины C_C от диаметра частицы (в мкм)

Поправка C_C будет играть существенную роль в задаче, когда размер частицы окажется равным порядка ангстрема ($1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ м}$). Для воздушного иона диаметром $3 \text{ \AA}$ $C_C = 773.83$.