

Содержание

	Стр.
Введение	4
1 Процесс электризации за счет ионов атмосферы	6
1.1 Атмосферные ионы	6
1.2 Взаимодействие частиц и легких ионов	10
1.3 Возникновение двойного электрического слоя	16
1.4 Избирательные свойства поверхности воды	17
1.5 Теоретические зависимости предельных и средних зарядов капель в облаках и туманах	21
2 Численное моделирование испарения капель и их дробления	27
2.1 Опыты по исследованию испарения капель	27
2.1.1 Испарение неподвижных капель	27
2.1.2 Испарение движущихся капель	33
2.2 Результаты численного моделирования процесса дробления капель	41
3 Расчет плотности импульсного электрического тока испаряющейся капли	54
3.1 Объемные и поверхностные связанные заряды	54
3.2 Заряды капель при дроблении	64
4 Регистрация электромагнитного излучения испаряющихся капель	68
4.1 Радиоприемники	68
4.2 Антенны	70
5 Анализ возможности диагностики состояния облаков и туманов по импульсному электромагнитному излучению дробящихся капель	77
Заключение	84
Список использованных источников	87

Введение

Целью дипломной работы является исследование процессов испарения и дробления капель, их электромагнитного излучения при испарении, а также рассмотрение процесса регистрации электромагнитного излучения испаряющихся капель.

В процессе работы над дипломным проектом необходимо исследовать следующие процессы:

- процесс электризации за счет ионов атмосферы;
- процесс взаимодействия частиц и легких ионов;
- процесс испарения капель;
- процесс дробления капель;
- процесс электромагнитного излучения испаряющихся капель;
- средства и процесс регистрации электромагнитного излучения испаряющихся капель.

В первой главе рассматриваются процесс ионной электризации, закономерности взаимодействия ионов с частицами в атмосфере, избирательные свойства поверхности воды. Также исследуется зависимость электрического заряда сферических капель воды от их радиуса.

Во второй главе рассматриваются опыты по исследованию испарения неподвижных и движущихся капель, проводится численное моделирование процесса дробления капель.

В третьей главе сначала рассматриваются объемные и поверхностные связанные заряды, затем делается оценка значений зарядов капель, образующихся при дроблении капли.

Четвертая глава посвящена рассмотрению средств регистрации электромагнитного излучения испаряющихся капель. Рассматриваются дипольные антенны и типы радиоприемников, с помощью которых можно зарегистрировать электромагнитное излучение.

В пятой главе проводится анализ возможности регистрации техническими средствами электромагнитного излучения испаряющихся капель.

Дипломная работа состоит из введения, 5 глав, заключения, 7 использованных источников, 14 рисунков, 87 страниц.

1 Процесс электризации за счет ионов атмосферы

Атмосферные ионы взаимодействуют с аэрозольными частицами, в результате чего может меняться заряд частиц. Как правило, механизм ионной электризации аэрозолей сопровождается процессом конденсационного роста частиц. Это означает, что в основном на начальной стадии развития облаков и туманов изменение их электрических характеристик обязано зарядению частиц за счет ионов атмосферы. На стадиях зрелости и диссипации более существенны коагуляционные и контактные процессы электризации, а также зарядение под действием электрического поля.

Ионная электризация - один из наиболее исследованных процессов зарядения частиц в атмосфере. Проведены многочисленные лабораторные измерения, имеются теоретические схемы. И хотя обнаруживается некоторое уменьшение интереса к этому процессу, которое отражается в наметившемся за последние годы уменьшении количества публикаций, однако механизм ионной электризации нельзя считать исчерпывающе изученным.

1.1 Атмосферные ионы

Исследование трансформации ионных характеристик в связи с изменениями электрического поля и свойств атмосферы составляет предмет изучения электричества «хорошей» погоды (при отсутствии интенсивных локальных возмущений электрических характеристик атмосферы (не

наблюдаются облака, туманы, сильный ветер и т. п.)). Было показано, что появление в атмосфере ионов вызвано ионизацией, интенсивность которой J_{\pm} у поверхности земли составляет около 10^7 пар ионов/(м³·с). При этом 20 % величины J_{\pm} связано с космическими источниками, 35% - с радиоактивностью почвы, а 45 % - с радиоактивностью воздуха. Изменение интенсивности ионизации с высотой следующее: вначале величина J_{\pm} убывает, достигая минимума на высоте около 3 км, а затем возрастает; в нижней стратосфере на высоте порядка 12 км J_{\pm} становится максимальной, после чего начинает убывать с высотой. Такие изменения объясняются уменьшением влияния радиоактивности почвы и воздуха, а также ростом эффективности действия космических лучей при увеличении высоты. Вместе с тем возрастает роль фотоионизации, интенсивность которой максимальна (порядка $4 \cdot 10^9$ пар ионов/(м³·с)) на высотах от 120 до 150 км.

Для характеристики процесса рекомбинации ионов в атмосфере вводится коэффициент рекомбинации α_{\pm} , определяемый как коэффициент пропорциональности между произведением концентраций разноименных ионов и связанной с рекомбинацией скоростью убывания этих концентраций. При нормальных условиях $\alpha_{\pm} = 1.6 \cdot 10^{-12}$ м³/с, причем конкретные процессы рекомбинации характеризуются индивидуальными значениями α_{\pm} .

Первичные продукты ионизации (свободный электрон и положительный молекулярный ион, молекулярные разноименно заряженные ионы) быстро, в среднем менее чем за 10^{-2} с, обобществляются, благодаря чему создаются сравнительно устойчивые комплексы этих первичных продуктов и нейтральных газовых молекул - легкие атмосферные ионы. Концентрация

легких ионов уменьшается не только за счет процессов рекомбинации, но и за счет явлений образования тяжелых ионов и заряжения аэрозолей. Среднее время между образованием легкого иона и, например, прилипанием его к ядру конденсации составляет, по оценке Брикара, от 20 до 50 с.

Классификация ионов опирается на особенности спектральной функции распределения ионов по подвижностям $\rho(u_{\pm})$. обстоятельный анализ методов измерения $\rho(u_{\pm})$ был выполнен Х. Ф. Тамметом. На рисунке 1.1 представлены результаты измерения $\rho(u_{\pm})$ для легких ионов.

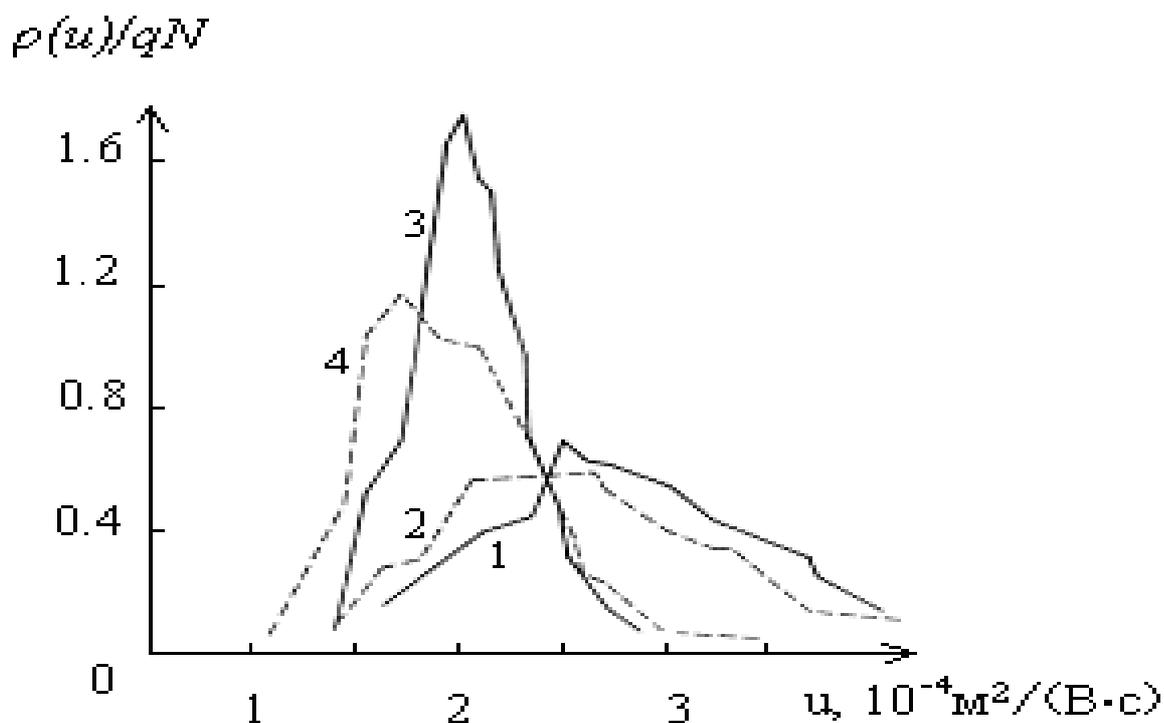


Рисунок 1.1 - Распределение ионов по подвижностям в сухом воздухе по Хоппелю и Краакеву [1]

1, 2 - для отрицательных ионов; 3, 4 - для положительных ионов.

Сплошная линия соответствует измерениям с камерой для осаждения аэрозольных частиц, пунктирная - без такой камеры.

Парциальную проводимость атмосферы можно определить выражением [1]:

$$\lambda_{\pm} = \sum u_{\pm} \cdot \rho(u_{\pm}), \quad (1.1)$$

где λ_{\pm} – электрическая проводимость воздуха, См/м;
 u_{\pm} – подвижность ионов, м²/(В·с);
 $\rho(u_{\pm})$ – спектральная функция распределения ионов по подвижностям, м⁻⁵ В·с.

Из соотношения u_{\pm} и $\rho(u_{\pm})$ для разных типов ионов вытекает, что атмосферную проводимость в основном обеспечивают легкие ионы. На значениях λ_{\pm} сказывается состояние атмосферы, наличие в ней примесей, аэрозолей и т. д. Ионная проводимость в слоистых и кучевых недождящих облаках уменьшается в 3 - 25 раз по сравнению с невозмущенной атмосферой. На уровне земли в нормальных условиях суммарная проводимость $\lambda_{\pm} = \lambda_{+} + \lambda_{-}$ является величиной порядка 10^{-14} См/м.

У поверхности земли концентрация легких ионов N_{\pm} является величиной порядка 10^8 м⁻³ при преобладании положительных ионов (обычно $N_{+}/N_{-} = 1, 2$). Для N_{+} и N_{-} справедливо следующее уравнение [1]:

$$\frac{\partial N_{\pm}}{\partial t} + \operatorname{div}(\vec{V}N_{\pm}) - \operatorname{div}(K^i \operatorname{grad}N_{\pm}) = J_{\pm} - \alpha_{\pm}N_{+}N_{-} - N_{\pm} \sum_{r_{\min}}^{r_{\max}} \int \beta_{\pm}(Q, r)n(Q, r)dr, \quad (1.2)$$

где N_{\pm} – концентрация ионов, м^{-3} ;
 V – скорость движения воздуха, $\text{м}/\text{с}$;
 K^i – диагональный тензор, $\text{м}^2/\text{с}$;
 J_{\pm} – скорость ионизации, $\text{м}^{-3}\text{с}^{-1}$;
 α_{\pm} – коэффициент рекомбинации ионов, $\text{м}^3/\text{с}$;
 $\beta_{\pm}(Q, r)$ – частота захвата (прилипания) легких ионов частицей радиусом r и зарядом Q , $\text{м}^3/\text{с}$;
 $n(Q, r)$ – функция распределения частиц по радиусам r и зарядам Q ;
 Q – электрический заряд капли, Кл;
 r – радиус капли, м.

В формуле (1.2) введен диагональный тензор K^i с элементами $K_{mn}^i = (K_m + D_i)\delta_{m,n}$, где K_m – коэффициент турбулентной диффузии в направлении x_m (x_1 и x_2 – горизонтальные координаты, x_3 – вертикальная), а D – коэффициент диффузии ионов.

Частные случаи уравнения (1.2) широко используются при рассмотрении поведения концентрации легких ионов. Вместе с тем, стохастический характер процессов генерации и поглощения ионов в атмосфере учитывается в этом уравнении не в полной мере. Так, запись слагаемого, связанного с рекомбинацией ионов, подразумевает отсутствие корреляционной связи между концентрациями разноименных ионов, однако такая связь может быть весьма существенной. Уравнение (1.2) фактически детерминированно описывает поведение аэроионов.

Прохождение атмосферных фронтов и гроз вызывает существенное увеличение концентрации легких ионов. Следовательно, в облаках могут

развиваться интенсивные процессы ионизации. Исследования показали, что разрушение крупных капель сопровождается появлением ионов. Коронный разряд между каплями в электрическом поле может существенно изменять локальную проводимость внутри облака. К таким изменениям могут приводить и другие микрофизические процессы в облаках.

Таким образом, известны многочисленные процессы в облаках, которые приводят к усилению новообразования и увеличивают тем самым ионную проводимость среды. Заметим, что полная проводимость, например, в грозовых облаках достигает величин порядка 10^{-11} - 10^{-13} Ом/м, то есть может на несколько порядков превышать проводимость атмосферы «хорошей» погоды.

1.2 Взаимодействие частиц и легких ионов

Закономерности взаимодействия ионов с частицами в атмосфере являются предметом многих исследований. В этих исследованиях, в частности, была выявлена существенная роль значений различных параметров, характеризующих эти взаимодействия. Наиболее важные из параметров - характерный размер частицы r и длина свободного пробега ионов в воздухе $\lambda_{\text{ион}}$. Если $r \gg \lambda_{\text{ион}}$, то реализуется так называемый диффузионный режим электризации частиц, при котором величиной $\lambda_{\text{ион}}$ в первом приближении можно пренебречь. В этом приближении Н. А. Фукс исследовал задачу стационарной диффузии ионов к частице и получил выражение для $\beta_{\pm}(Q, r)$ [1]:

$$\beta_{\pm}(Q, r) = -\frac{Q \frac{u_{\pm}}{\varepsilon_0}}{1 - \exp\left(\frac{Qq_{\pm}}{4\pi\varepsilon_0 r kT}\right)}, \quad (1.3)$$

где q_{\pm} – электрический заряд иона, Кл;
 ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, равная $8.85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м;
 T – температура, К;
 k – постоянная Больцмана, равная $1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К.

При выводе этой формулы считалось, что контакт иона с частицей всегда приводит к его захвату, поверхность частицы не обладает избирательностью по отношению к разноименным ионам, зеркальными силами можно пренебречь и что частица - сферическая.

Диффузионное зарядение несферических частиц рассматривал Ю. С. Седунов, который показал, что можно выбрать систему координат, в которой концентрация ионов и потенциал поля заряда частицы зависят только от одной переменной. В этом случае решение стационарного уравнения диффузии приводит для $\beta_{\pm}(Q, r)$ к выражению вида (1.3), но в нем вместо радиуса частицы r стоит ее емкость c_e .

Известно, что потенциал сил зеркального взаимодействия иона с частицей $\varphi(R)$ неограниченно возрастает при их сближении. Это является следствием макроскопического предположения, что заряды, экранирующие внешнее электрическое поле, распределены в бесконечно тонком поверхностном слое частицы. Рассмотрение взаимодействия атмосферных ионов с молекулами воды и ионами электролита приводит, согласно В. А. Борзилову к следующему выражению для $\varphi(R)$ [1]:

$$\vec{\varphi}(R) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{Q}{|R|} - \frac{qr^3(\epsilon' - 1)(\epsilon' + 2)^{-1}}{2|R|^2(|R|^2 - r^2 + |R|l_k)} \right\}, \quad (1.4)$$

где $\varphi(R)$ – электрический потенциал иона, В;
 ϵ' – относительная диэлектрическая проницаемость частицы, Ф/м;
 R – координаты иона, м;
 l_k – параметр, имеющий смысл эффективной глубины проникновения электрического поля внутрь капли и зависящий от концентрации ионов электролита, их подвижности, температуры, м.

Численное значение величины l_k для облачной воды характеризуется следующей областью допустимых значений: $10^{-9} \leq l_k \leq 10^{-7}$ м.

Если $r \ll \lambda_{\text{ион}}$, то реализуется кинетический режим электризации. В первом приближении можно пренебречь диффузией ионов и считать, что поток ионов через единицу поверхности частицы определяется произведением $\frac{1}{4}N_{\pm}(r)\bar{V}_{\pm}$, где $N_{\pm}(r)$ – концентрация ионов у поверхности частицы, а \bar{V}_{\pm} – средняя тепловая скорость их движения. Учитывая для $N_{\pm}(r)$ распределение Больцмана, получаем следующую формулу для $\beta_{\pm}(Q, r)$:

$$\beta_{\pm}(Q, r) = \pi r^2 \bar{V}_{\pm} \exp\left(-\frac{Qq_{\pm}}{4\pi\epsilon_0 r kT}\right), \quad (1.5)$$

где \bar{V}_{\pm} – средняя тепловая скорость движения ионов, м/с.

Заметим, что формулы (1.3) и (1.5) выводились в предположении (не всегда явном) малости величины заряда частицы. Если же заряд частицы велик, то необходимо учесть искривление траектории движения каждого иона, вызываемое полем заряда частицы.

При больших значениях Q становится эффективным механизм уменьшения заряда на частице, особенно существенный в униполярной ионной среде, когда частицы и ионы несут одноименные заряды. Энергия взаимодействия ионов с частицей становится столь большой, что при очередном столкновении иона с газовой молекулой происходит ионизация последней. Один из образовавшихся ионов, знак заряда которого противоположен знаку заряда частицы, захватывается ею, что уменьшает величину ее заряда. Для сильно заряженных частиц такой процесс может стать массовым, что приведет к ограничению роста их зарядов.

Таким образом, не следует использовать формулы (1.3) и (1.5) для сильно заряженных частиц без предварительного анализа.

Для кинетического режима электризации Брок оценил роль зеркальных сил, сравнив точные значения ионного тока на частицу и приближенные значения, соответствующие пренебрежению зеркальными силами. В результате было получено, что такое пренебрежение может уменьшить величину тока (а значит, и величину $\beta_{\pm}(Q, r)$) в несколько раз.

Согласно Я. И. Френкелю, капли воды должны легче адсорбировать отрицательные ионы, чем положительные. Учет избирательных свойств

поверхности воды может быть произведен с помощью введения величины потенциального барьера A . В этом случае для $\beta_{\pm}(Q, r)$, например, в кинетическом режиме заряжения можно воспользоваться формулой, аналогичной формуле (1.5):

$$\beta_{\pm}(Q, r) = \pi r^2 \bar{V}_{\pm} \exp\left(-\frac{Qq_{\pm}}{4\pi\epsilon_0 r kT} - \frac{A}{kT}\right) \quad (1.6)$$

где A – значение потенциального барьера для проникновения иона в каплю, Дж.

Н. С. Шишкин феноменологически учел избирательные свойства поверхности капель для диффузионного режима электризации.

В промежуточной ситуации, когда величины r и $\lambda_{\text{ион}}$ одного порядка, обычно принимают, что вблизи частицы имеется как бы «пустая оболочка» средней толщины l_c , внутри которой ионы движутся без столкновений с молекулами воздуха. В первом приближении можно принять $l_c = \lambda_{\text{ион}}$, однако более строго величина l_c выражается следующим образом [1]:

$$l_c = \frac{1}{3r\lambda_{\text{ион}}}\left[(r + \lambda_{\text{ион}})^3 - (r^2 + \lambda_{\text{ион}}^2)^{3/2}\right] - r, \quad (1.7)$$

где l_c – толщина слоя, в котором молекулы не сталкиваются друг с другом, м;
 $\lambda_{\text{ион}}$ – средняя длина свободного пробега, м.

На границе «оболочки» (для сферической частицы - на поверхности сферы радиусом $r+l_c$) необходимо «сшить» диффузионный поток ионов, движущихся внутрь «оболочки», с потоком ионов, попадающих на сферическую частицу. Выполнение такого «сшивания» в пренебрежении зеркальными силами приводит, согласно Г. Л. Натансону, к следующему выражению [1]:

$$\beta_{\pm}(Q, r) = \frac{\pi r^2 \bar{V}_{\pm} \exp\left[-\frac{Qq_{\pm}}{4\pi\epsilon_0 kT(r+l_c)}\right]}{1 + \frac{\epsilon_0 \pi r^2 \bar{V}_{\pm}}{Qu_{\pm}} \left\{1 - \exp\left[-\frac{Qq_{\pm}}{4\pi\epsilon_0 kT(r+l_c)}\right]\right\}}. \quad (1.8)$$

Наиболее общую схему для определения $\beta_{\pm}(Q, r)$ развили В. А. Борзилов и Ю. С. Седунов. Авторы считали, что движение ионов вдали от капли определяется их диффузией. Попадающие внутрь приповерхностной «пустой оболочки» ионы достигнут частицы только в том случае, если кинетическая энергия их радиального движения превышает потенциал поля заряда капли и потенциальный барьер A , учитывающий избирательные свойства поверхности. В предельных случаях диффузионного и кинетического режимов электризации из общих, но громоздких выражений работы могут быть получены формулы (1.3) и (1.5).

Киф и Нолан сравнили экспериментальные значения $\beta_{\pm}(Q, r)$ с теорией и показали, что экспериментальным данным лучше всего соответствует зависимость (1.8). Вместе с тем, обнаруживается тенденция к увеличению расхождений между теорией и экспериментом по мере уменьшения размера частиц. Вероятной причиной этого могут быть зеркальные силы.

Заметим, что в целом проблема определения выражений для $\beta_{\pm}(Q, r)$ связана с описанием трехмерных случайных блужданий ионов в среде со случайными источниками ионов (акты ионизации) и случайными стоками (аэрозольные частицы, тяжелые ионы, капли и т. п.). Построить такую теоретическую схему чрезмерно сложно, так что обычно ограничиваются решением более простых задач, описанных выше. В них использованы следующие предположения:

- электризующие частицы не взаимодействуют между собой;
- процесс формирования тока ионов на частицу стационарен;
- имеются только однозарядные ионы.

Применимость первого предположения подтверждена многочисленными оценками. Согласно Н. А. Фуксу, время перестройки поля концентрации атмосферных ионов (при изменении заряда электризующейся частицы) меньше среднего времени между актами захвата частицей ионов, то есть справедливо стационарное описание поведения ионов (второе предположение). Более строгие оценки показали, что возможны ситуации, в которых такое описание должно осуществляться с помощью нестационарных уравнений.

Вопрос о влиянии распределения ионов по зарядам на процесс электризации частиц (третье предположение) пока не исследовался.

1.3 Возникновение двойного электрического слоя

Двойной электрический слой (ДЭС) на границе вода-атмосфера образуется в результате избирательной адсорбции ионов поверхностью воды.

В поверхностном слое жидкости существует слой ориентированных полярных молекул воды, причем молекулы H_2O на поверхности воды ориентированы отрицательными полюсами наружу, а положительными внутрь. Согласно теории Я. И. Френкеля, проникновение отрицательных ионов через двойной электрический слой легче, чем положительных. Это объясняется тем, что под влиянием электрического поля ориентированных диполей, попадающие на водную поверхность отрицательно заряженные ионы начинают двигаться внутрь жидкости, а положительные ионы остаются на поверхности и могут испаряться, также как и нейтральные молекулы воды. В результате различия энергетических затрат на преодоление поверхностного слоя ионами противоположных зарядов по обе стороны от водной поверхности происходит формирование областей с электрическим зарядом противоположного знака, и равного значения, то есть на поверхности возникает ДЭС.

Современная теория строения ДЭС, предложенная Штерном, обобщает две существовавшие ранее теории Гельмгольца-Перрена и Гуи-Чепмена. Согласно этой теории в жидкости располагается ряд ионов одного знака, а в прилегающем воздухе часть ионов противоположного знака (противоионов), расположена в слое толщиной $\delta_{\text{АДС}}$ (слой Гельмгольца), а другая часть противоионов образует диффузионный слой (слой Гуи), в котором

концентрация ионов изменяется по экспоненциальному закону по мере удаления от поверхности воды.

Потенциал в адсорбционном слое убывает линейно, а в диффузионном слое по экспоненциальному закону. За толщину диффузионного слоя принимают расстояние, на котором потенциал убывает в e (2.718...) раз.

При уменьшении температуры хаотическое движение ионов замедляется, и толщина диффузионного слоя уменьшается вплоть до толщины адсорбционного слоя.

1.4 Избирательные свойства поверхности воды

Поверхностью воды захватываются только ионы, у которых кинетическая энергия больше значения потенциального барьера A .

На границах такого двойного электрического слоя скачок потенциала равен -0.26 В, а толщина слоя равна $5 \cdot 10^{-9}$ м.

Из-за наличия избирательных свойств водной поверхности при одинаковой проводимости положительных и отрицательных ионов в атмосфере, поверхность воды будет заряжаться отрицательно. Применительно к облачным каплям, Н.С. Шишкиным было показано, что только в случае, когда проводимость положительных ионов примерно в два раза превышает проводимость отрицательных ионов, заряд водной поверхности становится равным нулю.

Влияние двойного электрического слоя на заряженные частицы нейтрализуется при избыточном отрицательном заряде воды, который создает

электрическое поле, равное по модулю и противоположное по направлению электрическому полю двойного слоя.

В равновесном состоянии скачок потенциала в ДЭС на поверхности капли компенсируется электрическим полем отрицательного заряда капли:

$$\varphi_B = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (1.9)$$

где φ_B – скачок потенциала в ДЭС, В

Отсюда, значение равновесного заряда капли равно:

$$Q = 4\pi\epsilon_0 \varphi_B r. \quad (1.10)$$

Скачок потенциала в ДЭС определяется выражением:

$$U_B = \frac{\rho_B \bar{p} l_D}{m_{H_2O} \epsilon_0}, \quad (1.11)$$

где ρ_B – плотность воды, равная 1000 кг/м^3 ;
 \bar{p} – средний дипольный момент молекулы воды, равный $6.19 \cdot 10^{-30}$
Кл·м;
 l_D – толщина ДЭС, м;
 m_{H_2O} – масса молекулы воды, равная $2.99 \cdot 10^{-26}$ кг.

На ионы действует электростатическая сила:

$$F = \frac{Qq}{4\pi r^2 \epsilon_0}, \quad (1.12)$$

где F – электростатическая сила, Н;

при этом напряженность электрического поля равна:

$$E = \frac{Q}{4\pi r^2 \epsilon_0}, \quad (1.13)$$

где E – напряженность электрического поля, В/м;

и, следовательно, потенциал поля равен:

$$\varphi = \frac{Q}{4\pi r \epsilon_0}. \quad (1.14)$$

При этом потенциальная энергия положительно заряженного иона равна:

$$W = \frac{Qq}{4\pi r \epsilon_0}, \quad (1.15)$$

где W – потенциальная энергия положительно заряженного иона, Дж.

Следовательно, в соответствии со знаком Больцмана, распределение ионов в потенциальном поле вокруг капли описывается формулой:

$$N_{\pm}(r) = N_{\pm}(\infty) \exp\left(\frac{-Qq_{\pm}}{4\pi r \epsilon_0 kT}\right), \quad (1.16)$$

где $N_{\pm}(r)$ – концентрация ионов у поверхности капли, м^{-3} ;
 $N_{\pm}(\infty)$ – концентрация ионов на большом удалении от поверхности
 капли, м^{-3} .

Формула (1.16) может быть записана отдельно для концентрации положительных и отрицательных ионов с учетом избирательных свойств поверхности воды:

$$N_+ = N_+(\infty) \exp\left(\frac{-Qq_+}{4\pi r \epsilon_0 kT} - \frac{A}{kT}\right) \quad (1.17)$$

,

$$N_- = N_-(\infty) \exp\left(\frac{-Qq_-}{4\pi r \epsilon_0 kT}\right). \quad (1.18)$$

Скорость изменения электрического заряда капли:

$$\frac{dQ}{d\tau} = q_+ \pi r^2 \bar{V}_+ N_+(\infty) \exp\left(\frac{-Qq_+}{4\pi \epsilon_0 r kT}\right) \exp\left(\frac{-A}{kT}\right) + q_- \pi r^2 \bar{V}_- N_-(\infty) \exp\left(\frac{-Qq_-}{4\pi \epsilon_0 r kT}\right) \quad (1.19)$$

В равновесном состоянии $\left(\frac{dQ}{d\tau} = 0\right)$ из предыдущей формулы может быть получено выражение для определения равновесного значения заряда капли (при $q_+ = -q_-$):

$$Q = \frac{2\pi\epsilon_0 r kT}{q_+} \left\{ \ln \left[\frac{\bar{V}_+ N_+(\infty)}{\bar{V}_- N_-(\infty)} \right] - \frac{A}{kT} \right\} \quad (1.20)$$

1.5 Теоретические зависимости предельных и средних зарядов капель в облаках и туманах

Максимальный (положительный) заряд сферы радиусом r равен [2]:

$$Q_{\max}(r) = 4\pi\epsilon_0 r^2 \cdot 2 \cdot 10^{10}, \quad (1.21)$$

где $Q_{\max}(r)$ – максимальный (положительный) заряд сферы радиусом r , Кл;
 r – радиус сферы, м.

Максимальный (отрицательный) заряд сферы радиусом r равен [2]:

$$Q_{\min}(r) = -4\pi\epsilon_0 r^2 10^9, \quad (1.22)$$

где $Q_{\min}(r)$ – максимальный (отрицательный) заряд сферы радиусом r , Кл.

Если значение Q велико, то энергия электростатического поля заряда капли может стать больше ее поверхностной энергии.

Максимальный заряд капель (по модулю), при превышении которого происходит дробление капли из-за близости одноименных зарядов (предел Релея) равен [2]:

$$Q_R(r) = \sqrt{64\pi^2 \varepsilon_0 \sigma_{ПВ} r^3}, \quad (1.23)$$

где $Q_R(r)$ – максимальный заряд капель (по модулю), при превышении которого происходит дробление капли из-за близости одноименных зарядов (предел Релея), Кл;
 $\sigma_{ПВ}$ – поверхностная энергия на границе пар-вода при температуре T , Дж/м².

Средний заряд облачных капель [2]:

$$\bar{Q}(r) = 3.2 \cdot 10^{-12} r, \quad (1.24)$$

где $\bar{Q}(r)$ – средний заряд облачных капель, Кл;
 r – радиус капли, м.

Результаты расчета зарядов капель по формулам (1.21) - (1.24) представлены в таблице 1.1.

Таблица 1.1 - Зависимость электрического заряда сферических капель воды от радиуса ($T = 253.15K$)

$r, м$	$Q_{\min}, Кл$	$Q_{\max}, Кл$	$Q_R(r), Кл$	$\bar{Q}(r), Кл$
1.0E-09	-1.11E-19	2.23E-18	6.65E-19	1.60E-19

2.0E-09	-4.45E-19	8.90E-18	1.88E-18	1.60E-19
3.0E-09	-1.00E-18	2.00E-17	3.46E-18	1.60E-19
4.0E-09	-1.78E-18	3.56E-17	5.32E-18	1.60E-19
5.0E-09	-2.78E-18	5.56E-17	7.44E-18	1.60E-19
6.0E-09	-4.01E-18	8.01E-17	9.78E-18	1.60E-19
7.0E-09	-5.45E-18	1.09E-16	1.23E-17	1.60E-19
8.0E-09	-7.12E-18	1.42E-16	1.51E-17	1.60E-19
9.0E-09	-9.01E-18	1.80E-16	1.80E-17	1.60E-19
1.0E-08	-1.11E-17	2.23E-16	2.10E-17	1.60E-19
2.0E-08	-4.45E-17	8.90E-16	5.95E-17	1.60E-19
3.0E-08	-1.00E-16	2.00E-15	1.09E-16	1.60E-19
4.0E-08	-1.78E-16	3.56E-15	1.68E-16	1.60E-19
5.0E-08	-2.78E-16	5.56E-15	2.35E-16	1.60E-19
6.0E-08	-4.01E-16	8.01E-15	3.09E-16	1.92E-19
7.0E-08	-5.45E-16	1.09E-14	3.90E-16	2.24E-19
8.0E-08	-7.12E-16	1.42E-14	4.76E-16	2.56E-19
9.0E-08	-9.01E-16	1.80E-14	5.68E-16	2.88E-19
1.0E-07	-1.11E-15	2.23E-14	6.65E-16	3.20E-19
1.0E-06	-1.11E-13	2.23E-12	2.10E-14	3.20E-18
1.0E-05	-1.11E-11	2.23E-10	6.65E-13	3.20E-17
1.0E-04	-1.11E-09	2.23E-08	2.10E-11	3.20E-16
1.0E-03	-1.11E-07	2.23E-06	6.65E-10	3.20E-15

На рисунке 1.2 изображены графики зависимости максимального (положительного, отрицательного) заряда сферы, максимального заряда капель (по модулю) и среднего заряда облачных капель от их радиуса. Если при испарении радиус капли уменьшается, а электрический заряд не изменяется, то положительно заряженные капли непрерывно дробятся до молекулярных размеров, а отрицательно заряженные капли дробятся до радиуса около $3 \cdot 10^{-8}$ м, а затем постепенно испаряются без дробления до молекулярных размеров.

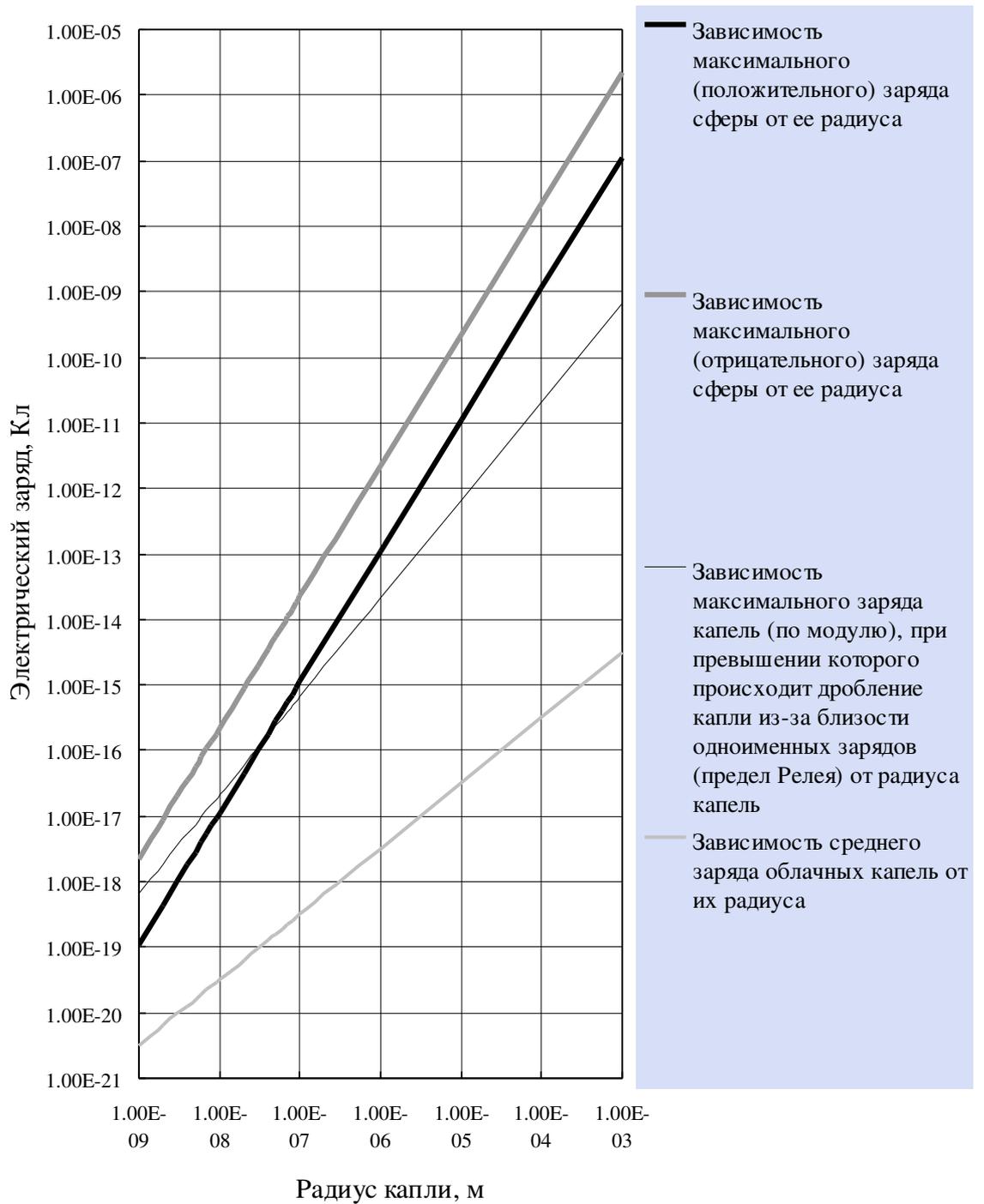


Рисунок 1.2 - Зависимости предельных и средних электрических зарядов от радиуса при температуре $T = 253.15K$

В заключение первой главы можно сделать следующие выводы:

- в атмосфере существуют ионы, образующиеся под действием космических лучей, радиоактивного излучения земной поверхности и радиоактивных газов;

- при взаимодействии ионов и частиц аэрозоля происходит зарядка частиц в результате захвата ионов;

- частицы водного аэрозоля имеют преимущественно отрицательный заряд, что связано с избирательными свойствами поверхности воды;

- существует предельный заряд частиц, при котором начинается эмиссия ионов с поверхности частицы;

- при превышении силами электростатического отталкивания сил поверхностного натяжения происходит дробление капли;

- при испарении положительно заряженные капли дробятся до молекулярных размеров, а отрицательно заряженные капли дробятся до радиуса около $3 \cdot 10^{-8}$ м, а затем постепенно испаряются без дробления до молекулярных размеров.

2 Численное моделирование испарения капель и их дробления

Капли в облаках и туманах имеют электрический заряд (положительный, отрицательный). При больших зарядах капля, напряженность электрического поля у их поверхности сильно возрастает и начинается эмиссия (испускание) зарядов с поверхности капли, следовательно, для каждого размера капель существует предельный заряд. В тоже время при увеличении заряда капли на ее поверхности скапливается большое количество одноименных зарядов, которые взаимно отталкиваются. При некотором заряде на капле происходит взрыв капли, когда силы поверхностного натяжения на границе пар-вода не в состоянии сдерживать отталкивающиеся одноименные заряды.

2.1 Опыты по исследованию испарения капель

2.1.1 Испарение неподвижных капель

Исследования испарения капель жидкости в атмосфере начаты еще в конце XIX века. В 1882 г. Б. И. Срезневский поставил лабораторные опыты по исследованию испарения капель воды и некоторых летучих веществ (бензола, эфира, этилового спирта и др.). Он наливал в сообщающиеся сосуды ртуть и воду, так что вода выдавливалась из тонкой трубки, образуя каплю. По

перемещению уровня ртути он судил об испарении воды. В другой серии опытов он помещал капли жидкости на плоскую круглую поверхность маленьких столбиков из агата, перламутра и стекла и измерял изменение высоты капли благодаря испарению.

Ему удалось показать, что при постоянной влажности окружающего воздуха общее количество испаряющейся влаги за единицу времени пропорционально радиусу капли.

Позднее (в 1890 г.) эта зависимость была теоретически объяснена Максвеллом, который получил для скорости испарения капли формулу [3]:

$$\frac{dM}{d\tau} = 4\pi Dr(q_r - q), \quad (2.1)$$

где M – масса капли, кг;
 τ – время, с;
 D – коэффициент диффузии водяного пара, м²/с;
 r – радиус капли, м;
 q и q_r – плотность водяного пара над поверхностью капли и в окружающем воздухе, кг/м³.

Формулу (2.1) легко преобразовать к виду [3]:

$$\frac{ds}{d\tau} = \frac{D}{8\pi r_B} (q_r - q), \quad (2.2)$$

где s – площадь поверхности капли, м².

Также можно написать формулу для изменения радиуса капли со временем:

$$\frac{dr}{d\tau} = \frac{Dm_{H_2O}}{\rho_B \kappa T r} (e - E_{пв}) C_R, \quad (2.3)$$

где e – парциальное давление водяного пара, Па;

e

C_R – поправка на размер капли.

Поправка на размер капли определяется выражением:

$$C_R = \frac{1 + \frac{\lambda}{r}}{1 + \frac{4D(r + \lambda)}{\alpha \bar{V} r^2}}, \quad (2.4)$$

где λ – средняя длина свободного пробега молекул, м;

α – коэффициент конденсации, равный 0.036;

\bar{V} – средняя тепловая скорость движения молекул, м/с.

Результаты расчета коэффициента C_R по формуле (2.4) представлены в таблице 2.1 и на рисунке 2.1.

Таблица 2.1 - Зависимость поправки на размер капли от ее радиуса (при $t = 10$ °С и $P = 800$ гПа)

$r, \text{м}$	C_R
1.0E-09	0.000

5.0E-09	0.001
1.0E-08	0.002
5.0E-08	0.009
1.0E-07	0.017

Продолжение таблицы 2.1

$r, \text{м}$	C_R
5.0E-07	0.081
1.0E-06	0.150
5.0E-06	0.469
1.0E-05	0.638
5.0E-05	0.898
1.0E-04	0.946
5.0E-04	0.989
1.0E-03	0.994

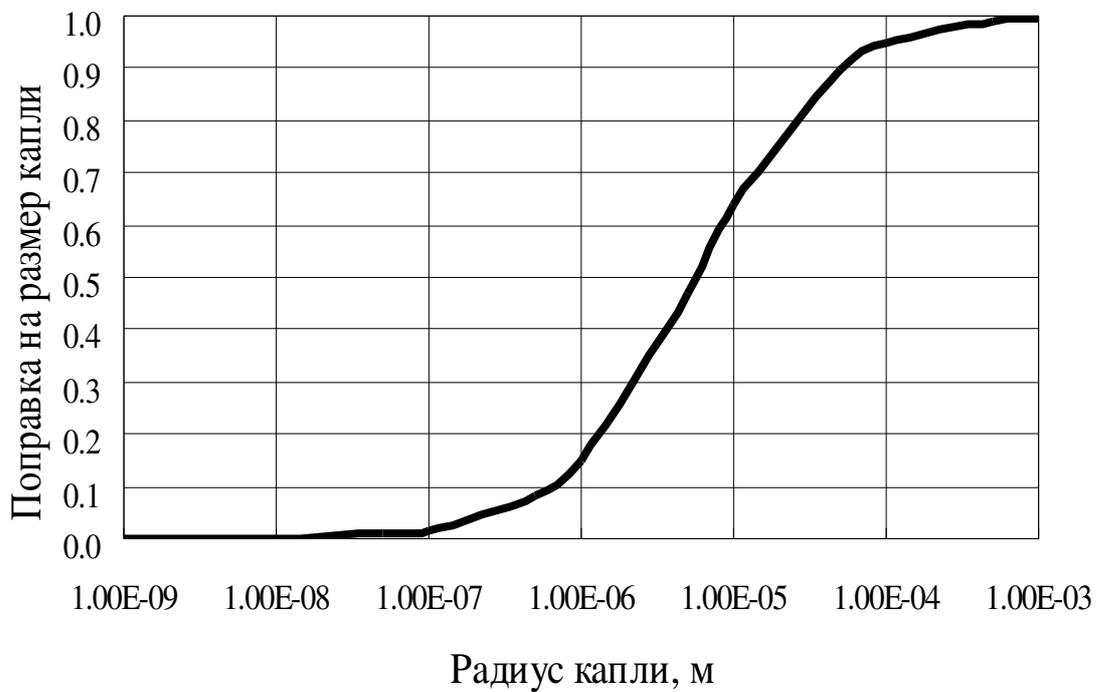


Рисунок 2.1 - График зависимости поправки на размер капли от ее радиуса (при 10 °С и $P = 800$ гПа)

Из представленных данных видно, что скорость диффузионного роста капель с радиусом $r < 1$ мкм более чем в 6 раз меньше, чем без учета поправки на размер капли.

Следовательно, площадь поверхности капли, для которой можно пренебречь зависимостью q_r от радиуса, убывает при испарении линейно со временем. Эта зависимость подтверждена в опытах лаборатории Уайтлоу-Грея и Паттерсона, где с помощью микровесов исследовалось испарение капель воды на покрытой сажой поверхности.

Г. Хоутон в 1933 г., Е. Г. Зак в 1936 г. и Б. В. Кирюхин в 1945 г. исследовали испарение водяных капель, подвешиваемых на тонкой стеклянной нити или на термопаре при разных влажностях воздуха. Наблюдение за каплями велось в микроскоп. Эти опыты подтвердили, что время жизни капли пропорционально начальному значению площади поверхности и обратно пропорционально дефициту влажности. Кирюхиным составлены номограммы для расчета времени испарения капель воды.

Скорость испарения капель, содержащих примесь соли NaCl, по данным Кирюхина, не изменяется по сравнению со скоростью испарения каплями чистой воды, если концентрация примеси меньше 10 г/л. При большей концентрации скорость испарения замедляется, так как примесь понижает значение давления насыщения водяного пара над каплей.

Для осадков концентрация соли обычно составляет от 10 до 20 мг/л, и заметное замедление испарения наступает лишь после того, как радиус капель уменьшится в 10 - 15 раз.

В 1924 г. Н. Гудрис и Л. Куликовой были произведены опыты по испарению субмикроскопических капель воды и водных растворов в милликеновском конденсаторе. Капли радиусом от 10^{-7} до 10^{-6} м создавались с помощью пульверизатора. Исследовалось их испарение в насыщенном воздухе и других газах за счет разности давлений насыщения водяного пара над малой каплей и над плоской поверхностью воды, наливавшейся на дно герметически закрытой камеры, в которую помещался конденсатор.

Капли при их образовании заряжались, и всегда удавалось хотя бы одну из них взвесить в электрическом поле конденсатора. Выключая поле, измеряли скорость падения капли, затем длительное время поддерживали каплю во взвешенном состоянии вблизи верхней пластины, после чего снова измеряли скорость падения и т. д. По формуле Стокса определялся радиус частиц и вычислялась скорость их испарения.

Оказалось, что вначале испарение капель идет быстро, а затем замедляется. За испарением отдельных капель радиусом $r_0 \approx 10^{-6}$ м удавалось следить в течение 3 - 4 часов. Это время во много раз превосходит теоретические значения времени жизни капли. Н. Гудрис и Л. Куликова предположили, что причина несоответствия связана с адсорбцией газа капелькой, которая уменьшает скорость испарения. Для проверки было произведено испарение капель в водороде, который слабо поглощается водой, и в углекислом газе, который сильно поглощается водой. Оказалось, что

скорость испарения в водороде и в смеси водорода с воздухом значительно больше, чем в воздухе, в то время как в атмосфере углекислого газа испарение капли совершенно незначительно. Таким образом, адсорбция примесей может существенно изменять условия испарения.

Формула Томсона для зависимости плотности пара над поверхностью капли от ее радиуса весьма наглядно подтверждена Гудрис и Куликовой в опытах с испарением капель водного раствора сахара в атмосфере насыщенного пара. Эта формула выглядит следующим образом:

$$E_{пв,r} = E_{пв,\infty} \exp\left(\frac{2\sigma_{пв} m_{H_2O}}{\rho_B kTr}\right) \quad (2.5)$$

где $E_{пв,r}$ – давление насыщения над каплей радиусом r , Па;
 $E_{пв,\infty}$ – давление насыщения над плоской поверхностью воды, Па.

При такой концентрации раствора, когда понижение упругости пара над плоской поверхностью составляло 1.47 Па (концентрация $c \approx 2\%$), оказалось, что капли радиусом $r > 1.1$ мкм растут в насыщенном воздухе, а капли меньшего радиуса испаряются. Процесс в том и другом случае идет до тех пор, пока капли не придут в равновесное состояние под влиянием изменения их размера и концентрации раствора. Заряды капель до $8 \cdot 10^{-17}$ Кл в опытах Гудрис

и Куликовой не влияли на скорость испарения в пределах погрешности опытов.

2.1.2 Испарение движущихся капель

Согласно Н. Фресслингу и Л. С. Лейбензону, скорость испарения падающих капель увеличивается по сравнению со случаем неподвижных капель в соответствии с формулой:

$$\frac{dr}{d\tau} = \frac{Dm_{H_2O}}{\rho_B \kappa T r} (e - E_{ПВ}) C_R C_F \quad (2.6)$$

где C_F – ветровой множитель.

$$C_F = 1 + c\sqrt{Re}, \quad (2.7)$$

где c – эмпирический коэффициент;
 Re – число Рейнольдса.

Число Рейнольдса связано со скоростью падения капли соотношением [3]:

$$Re = \frac{2\rho_{возд}rV}{\eta_B}, \quad (2.8)$$

где $\rho_{возд}$ – плотность воздуха, равная 1.3 кг/м^3 ;
 η – коэффициент динамической вязкости воздуха, $\text{кг}/(\text{м}\cdot\text{с})$;

V – скорость падения капли, м/с.

Впервые увеличение скорости испарения капли при наличии потока воздуха отмечено Е. Старокадомской. Она помещала капли на вращающийся около вертикальной оси тонкий стержень. Чем дальше от оси вращения находилась капля, тем быстрее она испарялась. опыты могли дать лишь очень искаженные в количественном отношении данные, так как поток воздуха относительно стержня, на который были посажены капли, существенно отличен от потока относительно сферического тела.

В 1936 г. испарение капель в потоке исследовала Е. Г. Зак. Она помещала каплю, подвешенную на стеклянной нити, в трубку диаметром 1 см, через которую продувался нагреваемый в спирали первоначально насыщенный воздух. От степени нагревания зависел дефицит влажности воздуха вблизи капли. Скорость потока измерялась чашечным анемометром, помещенным у выхода трубки. Полученная при таком измерении скорость могла существенно отличаться от скорости потока в трубке, к тому же поток в трубке в условиях опыта неизбежно был турбулентным. опыты подтвердили, что время жизни капли данного радиуса обратно пропорционально дефициту влажности, как и в случае покоящегося воздуха. Но зависимость от скорости потока получена ошибочная.

Более тщательные опыты выполнены в 1938 г. Н. Фресслингом, который исследовал испарение капель воды, анилина и нитробензола в небольшой аэродинамической трубе. Капли подвешивались на тонкой стеклянной нити или на термопаре и последовательно фотографировались на одну и ту же

пластинку. Испарение капель происходило в соответствии с формулой (2.6), причем полученное Фресслингом экспериментальное значение c для воды равнялось 0.229.

Аналогичные опыты по исследованию испарения капель в потоке внутри замкнутой аэродинамической трубы выполнены в 1949 г. Н. П. Тверской. Исследования произведены с большой тщательностью в весьма широком диапазоне изменений влажности и температуры воздуха и скорости потока. Тверская показала, что величина c , входящая в формулу (2.7) и (2.9) через ветровой множитель C_F , является переменной при малых Re (возрастает от 0.165 при $Re = 100$ до 0.231 при $Re = 350$), а при $Re > 350$ остается постоянной.

Найденные ею значения ветрового множителя приведены в таблице 2.2. Для сравнения в таблице приведены значения C_F , вычисленные по формуле:

$$C_{F(1)} = 1 + 0.231\sqrt{Re}, \quad (2.9)$$

отличающейся лишь величиной числового множителя от формулы Фресслинга.

Таблица 2.2 - Значения ветрового множителя для сферических частиц для разных Re [3]

	Re											
	50	75	100	125	150	175	200	250	300	350	400	450
$C_{F_{\text{экс.}}}$	1.9	2.2	2.6	3.0	3.4	3.7	4.0	4.5	4.9	5.3	5.7	6.0
		5	5						5	5		

$C_{F_{не\ op.}}$	2.6	3.0	3.3	3.6	3.8	4.1	4.3	4.7	5.0	5.3	5.7	6.0
	5				5					5		

Заметим, что в опытах Н. П. Тверской учитывалось отклонение температуры капли от температуры окружающего воздуха. Температура испаряющейся капли практически совпадала с температурой смоченного термометра в тех же условиях.

Существует также более точная теоретическая зависимость, где ветровой множитель рассчитывается по разным формулам в зависимости от значений числа Рейнольдса:

$$C_{F(2)} = \begin{cases} 1.00 + 0.108(\sqrt{\text{Re}}\sqrt[3]{\text{Pr}})^2, & \text{Re} < 25; \\ 0.78 + 0.308\sqrt{\text{Re}}\sqrt[3]{\text{Pr}}, & \text{Re} \geq 25, \end{cases} \quad (2.10)$$

где $\text{Pr} = \frac{\eta}{D\rho_{\text{возд}}}$ – число Прандтля для потока.

Рассмотрим зависимость ветрового множителя от радиуса капли, определяемую формулами (2.7) и (2.10). В таблице 2.3 представлены результаты расчетов.

Таблица 2.3 - Зависимость ветрового множителя от радиуса капли (при $t = 10\text{ }^\circ\text{C}$ и $P = 800\text{ гПа}$) [2]

r, \mathcal{M}	$C_{F(1)}$	$C_{F(2)}$
1.0E-06	1.00	1.00
2.0E-06	1.00	1.00
3.0E-06	1.00	1.00
4.0E-06	1.01	1.00
5.0E-06	1.01	1.00
6.0E-06	1.01	1.00
7.0E-06	1.02	1.00
8.0E-06	1.02	1.00
9.0E-06	1.02	1.00
1.0E-05	1.03	1.00
2.0E-05	1.08	1.01
3.0E-05	1.14	1.03
4.0E-05	1.21	1.06
5.0E-05	1.29	1.11
6.0E-05	1.36	1.18
7.0E-05	1.44	1.26
8.0E-05	1.53	1.35
9.0E-05	1.61	1.44
1.0E-04	1.69	1.53
2.0E-04	2.48	2.39
3.0E-04	3.24	3.21
4.0E-04	3.97	4.00
5.0E-04	4.68	4.77
6.0E-04	5.37	5.52

Продолжение таблицы 2.3

r, \mathcal{M}	$C_{F(1)}$	$C_{F(2)}$
7.0E-04	6.05	6.26
8.0E-04	6.72	6.98
9.0E-04	7.38	7.70
1.0E-03	8.03	8.41

На рисунке 2.2 изображены графики зависимости ветрового множителя от радиуса капли (при $t = 10\text{ }^{\circ}\text{C}$ и $P = 800\text{ гПа}$), рассчитанные по формулам (2.7) и (2.10). Эта зависимость экспоненциальная. Результаты расчетов по формуле (2.7) практически не отличаются от данных, даваемых формулой (2.10).

Н. П. Тверская произвела также опыты по испарению сферических ледяных частиц в потоке воздуха. Испарение ледяных частиц происходит при тех же условиях несколько медленнее, чем испарение капель, так как дефицит влажности для льда меньше, чем для воды, а теплота испарения несколько больше. Значения ветрового множителя для сферических ледяных частиц те же, что и для капель.

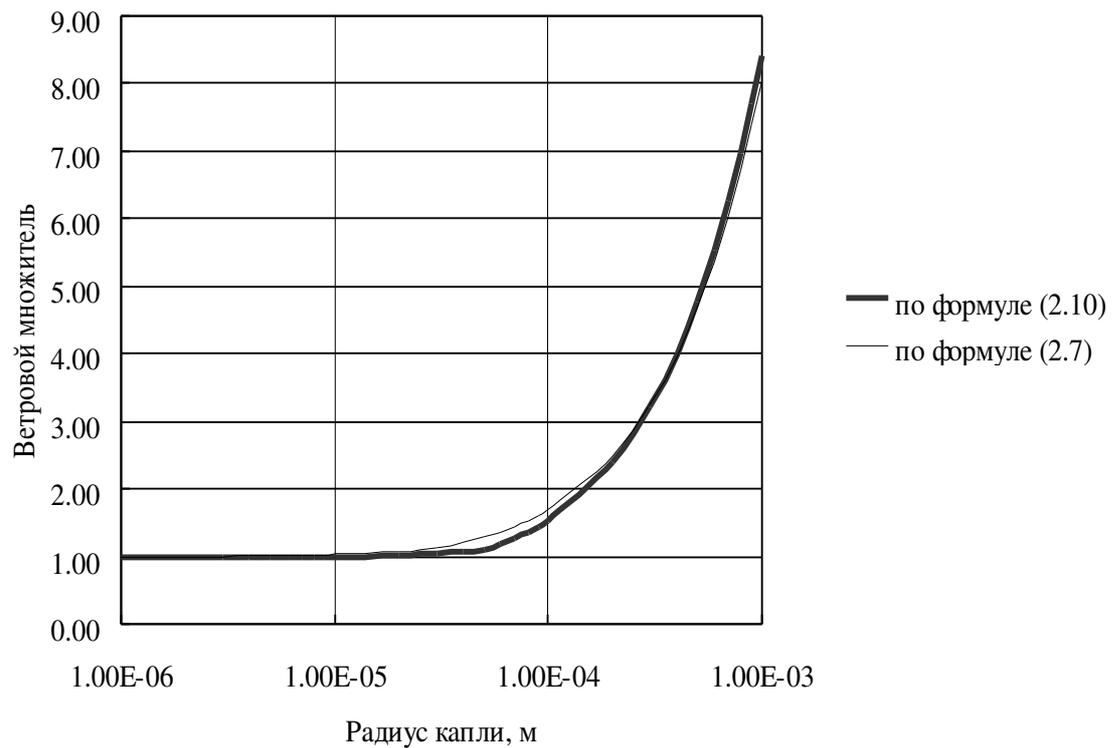


Рисунок 2.2 - График зависимости ветрового множителя от радиуса капли (при $t = 10\text{ }^{\circ}\text{C}$ и $P = 800\text{ гПа}$)

Разность скоростей испарения оказывается наибольшей при температуре $-12\text{ }^{\circ}\text{C}$, что совпадает с наибольшей разностью давлений насыщения водяного пара над водой и льдом.

В 1951 г. опубликована работа Г. Кинцера и Р. Ганна, в которой исследуется испарение свободно падающих капель и капель, взвешенных в восходящем потоке воздуха. Опыты выполнены для случая испарения при свободном падении капель, имеющих начальные радиусы от $r = 5\text{ мкм}$ до $r = 500\text{ мкм}$, и для случая взвешенных капель радиусом до 2700 мкм .

Для мелких капель использовался метод фотографирования при освещении импульсной лампой. На пленке получались изображения в виде серии штрихов, расстояние между центрами которых зависело от скорости падения капель (метод аналогичен применявшемуся Хазеном для исследования конденсационного роста капель в камере Вильсона). Кроме того, произведено исследование индукционным методом испарения заряженных капель при падении в вертикальной трубе длиной 2 м и диаметром 35 см. Через каждые 15 см по высоте в шахте были установлены индукционные кольца, при прохождении которых капля давала импульс на осциллографе. Расстояния между импульсами на движущейся ленте позволяли судить о времени прохождения капель пути между двумя кольцами. В опытах тщательно контролировалось, чтобы до первого кольца капля успела приобрести установившуюся скорость падения.

Исследование испарения крупных капель также производилось индукционным способом в шахте глубиной 200 м и диаметром 2.5 м. В шахте через 20 м были установлены кольца. Во всех опытах фиксировались влажность и температура воздуха и отсутствие поддающихся измерению потоков воздуха.

Опыты со взвешиванием капель осуществлялись в конической трубе, обращенной широкой частью вверх. В трубе создавался восходящий поток воздуха, в котором на определенной высоте происходило взвешивание капель, введенных в трубу с помощью медицинской иглы. По мере испарения капли поднимались вверх в область меньших скоростей и в некоторый момент времени внезапным усилением потока выдувались из трубы и улавливались в

сосуд с маслом, где измерялся их размер. Размер капель до испарения определялся либо взвешиванием капельника до и после опыта с учетом числа выпавших капель, либо по скорости потока, уравнивающего падение капли в трубе в начале опыта.

Опыты Кинцера и Ганна также подтвердили правильность теоретических формул для испарения и независимость испарения от электрического заряда. Теми же авторами выполнено исследование температуры испаряющихся капель. Опыты проводились в конической трубе при заданной температуре и влажности поднимающегося воздуха. Капли взвешивались в потоке и по истечении некоторого времени выдувались из трубы в стеклянный сосуд с водой, температура которой тщательно измерялась. Сосуд устанавливался на оптической скамье и через него пропусклся луч света. Если температура капли отличалась от температуры воды в сосуде, то происходило отклонение луча, так как показатель преломления среды зависит от ее температуры. Наблюдения велись с помощью зрительной трубы. Изменяя температуру воды в сосуде, добивались такого положения, чтобы при попадании в него падающих капель не происходило отклонения луча. При этом температура капли с точностью до ± 0.5 °С равнялась температуре воды в сосуде. Ошибки опыта связаны главным образом с индивидуальными ошибками разных наблюдателей.

2.2 Результаты численного моделирования процесса дробления капель

Проведем моделирование процесса испарения капель, сопровождающегося их дроблением. Для этого воспользуемся следующими формулами:

$$\tau_i = \int d\tau = \tau_{i-1} + \Delta\tau, \quad (2.11)$$

где τ – время, с;
 $\Delta\tau$ – интервал времени(шаг по времени), с.

$$r_i = \int \frac{dr}{d\tau} d\tau = r_{i-1} + \frac{dr}{d\tau} \Delta\tau, \quad (2.12)$$

Скорость испарения капли определяется формулой (2.3).

Давление насыщения над поверхностью капли определяется по формуле Томсона:

$$E_{пв}(T, r) = E_{пв}(T) \exp\left(\frac{2\sigma_{пв} m_{H_2O}}{\rho_B \kappa T r}\right) \quad (2.13)$$

Парциальное давление водяного пара:

$$e = E_{пв}(T, r) f. \quad (2.14)$$

Начальный заряд капли получается равным среднему заряду капель:

$$Q_0 = \bar{Q}(r_0) = 3.2 \cdot 10^{-12} r_0, \quad (2.15)$$

$$Q_i = \int \frac{dQ}{d\tau} d\tau = Q_{i-1} + \frac{dQ}{d\tau} \Delta\tau. \quad (2.16)$$

Предположим, что заряд капли не изменяется со временем, то есть $\frac{dQ}{d\tau} = 0$.

Учитывая это условие формулу (2.16) можно переписать следующим образом:

$$Q_i = Q_{i-1}. \quad (2.17)$$

Таблица 2.4 - Начальные данные

Величина	Численное значение величины
$r_0, м$	5.00E-06
$Q_0, Кл$	1.60E-17
$\tau_0, с$	0.0
$P, гПа$	700
$\lambda, м$	7.58E-08
$D, м^2 / с$	3.00E-05

Продолжение таблицы 2.4

Величина	Численное значение величины
α	0.036
$\bar{V}, м/с$	566.59
$m_{H_2O}, кг$	2.99E-26
$\rho_B, кг / м^3$	1000
$\kappa, Дж/К$	1.38E-23
$T, К$	273.15
f	0.8
$E_{пв}(T), Па$	610.78
$e, Па$	4.89E+02

В таблицах (2.5) и (2.6) приведены расчеты изменения заряда капли с начальным радиусом 50 мкм и начальным зарядом $1.6 \cdot 10^{-6}$ Кл при испарении.

Когда заряд капли становится больше максимального заряда капли по модулю (предел Релея), капля начинает дробиться и ее заряд уменьшается вдвое. На рисунке 2.4 видно, что капля при испарении дробится пять раз, а затем испаряется без дальнейшего дробления. Радиус капли, как видно на рисунке 2.3, при каждом дроблении изменяется скачкообразно.

Таблица 2.5 - Изменение радиуса капли, давления насыщения, и поправки на размер капли с течением времени с шагом по времени 2с, 0.001с и 0.0001с

τ, c	$\Delta\tau, c$	r, m	$\frac{dr}{d\tau}, m/c$	$E_{ПВ}(T, r), Pa$	C_R
0.0000	2.000 0	5.00E-05	0.00E+00	6.11E+02	8.96E-01
2.0000	2.000 0	4.48E-05	-2.60E-06	6.11E+02	8.85E-01

Продолжение таблицы 2.5

τ, c	$\Delta\tau, c$	r, m	$\frac{dr}{d\tau}, m/c$	$E_{ПВ}(T, r), Па$	C_R
4.0000	2.000 0	4.36E-05	-5.75E-07	6.11E+02	8.83E-01
6.0000	2.000 0	4.25E-05	-5.88E-07	6.11E+02	8.80E-01
8.0000	2.000 0	4.13E-05	-6.02E-07	6.11E+02	8.77E-01
10.0000	2.000 0	4.00E-05	-6.18E-07	6.11E+02	8.73E-01
12.0000	2.000 0	3.88E-05	-6.34E-07	6.11E+02	8.70E-01
14.0000	2.000 0	3.75E-05	-6.52E-07	6.11E+02	8.66E-01
16.0000	2.000 0	3.61E-05	-6.72E-07	6.11E+02	8.61E-01
18.0000	2.000 0	3.47E-05	-6.94E-07	6.11E+02	8.57E-01
20.0000	2.000 0	3.33E-05	-7.17E-07	6.11E+02	8.51E-01
22.0000	2.000 0	3.18E-05	-7.44E-07	6.11E+02	8.46E-01
24.0000	2.000 0	3.03E-05	-7.73E-07	6.11E+02	8.39E-01
26.0000	2.000 0	2.86E-05	-8.06E-07	6.11E+02	8.31E-01
28.0000	2.000	2.70E-05	-8.44E-07	6.11E+02	8.23E-01

	0				
30.0000	2.000 0	2.52E-05	-8.88E-07	6.11E+02	8.13E-01
32.0000	2.000 0	2.33E-05	-9.38E-07	6.11E+02	8.00E-01
34.0000	2.000 0	2.13E-05	-9.99E-07	6.11E+02	7.86E-01
36.0000	2.000 0	1.92E-05	-1.07E-06	6.11E+02	7.67E-01
38.0000	2.000 0	1.68E-05	-1.16E-06	6.11E+02	7.43E-01
40.0000	2.000 0	1.43E-05	-1.28E-06	6.11E+02	7.11E-01
42.0000	2.000 0	1.14E-05	-1.45E-06	6.11E+02	6.62E-01
44.0000	2.000 0	7.97E-06	-1.69E-06	6.11E+02	5.79E-01
46.0000	2.000 0	3.75E-06	-2.11E-06	6.11E+02	3.92E-01
46.9600	0.001 0	1.36E-07	-5.07E-06	6.16E+02	2.28E-02
46.9610	0.001 0	1.31E-07	-5.09E-06	6.16E+02	2.20E-02

Продолжение таблицы 2.5

τ, c	$\Delta\tau, c$	r, m	$\frac{dr}{d\tau}, m/c$	$E_{ПВ}(T, r), Па$	C_R
46.9620	0.001 0	1.26E-07	-5.10E-06	6.17E+02	2.11E-02
46.9630	0.001 0	1.21E-07	-5.11E-06	6.17E+02	2.03E-02
46.9640	0.001 0	1.16E-07	-5.12E-06	6.17E+02	1.94E-02
46.9650	0.001 0	1.11E-07	-5.14E-06	6.17E+02	1.86E-02
46.9660	0.001 0	1.05E-07	-5.15E-06	6.18E+02	1.77E-02
46.9670	0.001 0	1.00E-07	-5.17E-06	6.18E+02	1.69E-02
46.9680	0.001 0	9.51E-08	-5.19E-06	6.19E+02	1.60E-02
46.9690	0.001 0	8.99E-08	-5.21E-06	6.19E+02	1.51E-02
46.9700	0.001 0	8.46E-08	-5.23E-06	6.20E+02	1.43E-02
46.9710	0.001 0	7.94E-08	-5.26E-06	6.20E+02	1.34E-02
46.9720	0.001 0	7.41E-08	-5.28E-06	6.21E+02	1.25E-02
46.9730	0.001 0	6.88E-08	-5.31E-06	6.22E+02	1.16E-02
46.9740	0.001	6.34E-08	-5.35E-06	6.23E+02	1.07E-02

	0				
46.9750	0.001 0	5.80E-08	-5.39E-06	6.24E+02	9.82E-03
46.9760	0.001 0	5.26E-08	-5.44E-06	6.25E+02	8.91E-03
46.9770	0.001 0	4.71E-08	-5.49E-06	6.27E+02	7.98E-03
46.9780	0.001 0	4.15E-08	-5.57E-06	6.29E+02	7.04E-03
46.9790	0.001 0	3.59E-08	-5.66E-06	6.32E+02	6.09E-03
46.9800	0.001 0	3.01E-08	-5.77E-06	6.36E+02	5.11E-03
46.9801	0.000 1	2.95E-08	-5.94E-06	6.36E+02	5.01E-03
46.9802	0.000 1	2.89E-08	-5.96E-06	6.37E+02	4.91E-03
46.9803	0.000 1	2.83E-08	-5.99E-06	6.37E+02	4.81E-03
46.9804	0.000 1	2.77E-08	-6.01E-06	6.38E+02	4.71E-03
46.9805	0.000 1	2.71E-08	-6.03E-06	6.39E+02	4.60E-03

Продолжение таблицы 2.5

τ, c	$\Delta\tau, c$	r, m	$\frac{dr}{d\tau}, m/c$	$E_{IB}(T, r), Па$	C_R
46.9806	0.000	2.65E-08	-6.06E-06	6.39E+02	4.50E-03

	1				
46.9807	0.000 1	2.59E-08	-6.08E-06	6.40E+02	4.40E-03
46.9808	0.000 1	2.53E-08	-6.11E-06	6.41E+02	4.29E-03
46.9809	0.000 1	2.47E-08	-6.14E-06	6.41E+02	4.19E-03
46.9810	0.000 1	2.41E-08	-6.17E-06	6.42E+02	4.89E+02
46.9811	0.000 1	2.34E-08	-6.21E-06	6.43E+02	3.98E-03
46.9812	0.000 1	2.28E-08	-6.24E-06	6.44E+02	3.87E-03
46.9813	0.000 1	2.22E-08	-6.28E-06	6.45E+02	3.77E-03
46.9814	0.000 1	2.16E-08	-6.32E-06	6.46E+02	3.66E-03
46.9815	0.000 1	2.09E-08	-6.36E-06	6.47E+02	3.55E-03
46.9816	0.000 1	2.03E-08	-6.40E-06	6.48E+02	3.44E-03
46.9817	0.000 1	1.96E-08	-6.45E-06	6.50E+02	3.34E-03
46.9818	0.000 1	1.90E-08	-6.50E-06	6.51E+02	3.22E-03
46.9819	0.000 1	1.83E-08	-6.56E-06	6.52E+02	3.11E-03
46.9820	0.000	1.77E-08	-6.62E-06	6.54E+02	3.00E-03

	1				
46.9821	0.000 1	1.70E-08	-6.68E-06	6.56E+02	2.89E-03
46.9822	0.000 1	1.63E-08	-6.76E-06	6.58E+02	2.77E-03
46.9823	0.000 1	1.56E-08	-6.83E-06	6.60E+02	2.66E-03
46.9824	0.000 1	1.49E-08	-6.92E-06	6.62E+02	2.54E-03
46.9825	0.000 1	1.42E-08	-7.02E-06	6.65E+02	2.42E-03
46.9826	0.000 1	1.35E-08	-7.12E-06	6.68E+02	2.30E-03
46.9827	0.000 1	1.28E-08	-7.24E-06	6.71E+02	2.18E-03
46.9828	0.000 1	1.21E-08	-7.38E-06	6.75E+02	2.05E-03
46.9829	0.000 1	1.13E-08	-7.54E-06	6.80E+02	1.92E-03

Продолжение таблицы 2.5

τ, c	$\Delta\tau, c$	r, m	$\frac{dr}{d\tau}, m/c$	$E_{PB}(T, r), Pa$	C_R
46.9830	0.000 1	1.05E-08	-7.72E-06	6.85E+02	1.79E-03
46.9831	0.000 1	9.75E-09	-7.94E-06	6.91E+02	1.66E-03
46.9832	0.000 1	8.93E-09	-8.20E-06	6.99E+02	1.52E-03
46.9833	0.000 1	8.08E-09	-8.52E-06	7.09E+02	1.37E-03
46.9834	0.000 1	7.19E-09	-8.92E-06	7.22E+02	1.22E-03
46.9835	0.000 1	6.24E-09	-9.46E-06	7.41E+02	1.06E-03
46.9836	0.000 1	5.22E-09	-1.02E-05	7.70E+02	8.87E-04
46.9837	0.000 1	4.08E-09	-1.14E-05	8.21E+02	6.94E-04
46.9838	0.000 1	2.74E-09	-1.34E-05	9.49E+02	4.66E-04
46.9839	0.000 1	8.80E-10	-1.86E-05	2.41E+03	1.50E-04
46.9840	0.000 1	0.00E+00	-7.76E-05	-	-

Таблица 2.6 - Изменение данного заряда, минимального, максимального заряда и максимального заряда капель (по модулю) с течением времени с шагом по времени 2с, 0.001с и 0.0001с

τ, c	$\Delta\tau, c$	$Q, Кл$	$Q_{\min}, Кл$	$Q_{\max}, Кл$	$Q_R, Кл$
0.0000	2.0000	1.60E-16	-2.78E-10	5.56E-09	4.11412E-12
2.0000	2.0000	1.60E-16	-2.23E-10	4.46E-09	3.48826E-12
4.0000	2.0000	1.60E-16	-2.12E-10	4.24E-09	3.35489E-12
6.0000	2.0000	1.60E-16	-2.01E-10	4.01E-09	3.22022E-12
8.0000	2.0000	1.60E-16	-1.89E-10	3.79E-09	3.08419E-12
10.0000	2.0000	1.60E-16	-1.78E-10	3.56E-09	2.94672E-12
12.0000	2.0000	1.60E-16	-1.67E-10	3.34E-09	2.80774E-12

Продолжение таблицы 2.6

τ, c	$\Delta\tau, c$	$Q, Кл$	$Q_{\min}, Кл$	$Q_{\max}, Кл$	$Q_R, Кл$
14.0000	2.0000	1.60E-16	-1.56E-10	3.12E-09	2.66716E-12
16.0000	2.0000	1.60E-16	-1.45E-10	2.90E-09	2.52488E-12
18.0000	2.0000	1.60E-16	-1.34E-10	2.68E-09	2.38078E-12
20.0000	2.0000	1.60E-16	-1.23E-10	2.46E-09	2.23476E-12
22.0000	2.0000	1.60E-16	-1.12E-10	2.25E-09	2.08666E-12
24.0000	2.0000	1.60E-16	-1.02E-10	2.04E-09	1.93633E-12
26.0000	2.0000	1.60E-16	-9.12E-11	1.82E-09	1.78360E-12
28.0000	2.0000	1.60E-16	-8.08E-11	1.62E-09	1.62826E-12
30.0000	2.0000	1.60E-16	-7.05E-11	1.41E-09	1.47009E-12
32.0000	2.0000	1.60E-16	-6.04E-11	1.21E-09	1.30882E-12
34.0000	2.0000	1.60E-16	-5.05E-11	1.01E-09	1.14416E-12
36.0000	2.0000	1.60E-16	-4.08E-11	8.16E-10	9.75770E-13
38.0000	2.0000	1.60E-16	-3.15E-11	6.30E-10	8.03328E-13
40.0000	2.0000	1.60E-16	-2.26E-11	4.52E-10	6.26571E-13
42.0000	2.0000	1.60E-16	-1.44E-11	2.87E-10	4.45598E-13
44.0000	2.0000	1.60E-16	-7.07E-12	1.41E-10	2.61967E-13
46.0000	2.0000	1.60E-16	-1.56E-12	3.13E-11	8.45372E-14
46.9600	0.0010	1.60E-16	-2.06E-15	4.12E-14	5.84552E-16
46.9610	0.0010	1.60E-16	-1.91E-15	3.82E-14	5.52107E-16
46.9620	0.0010	1.60E-16	-1.76E-15	3.53E-14	5.20210E-16
46.9630	0.0010	1.60E-16	-1.62E-15	3.25E-14	4.88874E-16
46.9640	0.0010	1.60E-16	-1.49E-15	2.98E-14	4.58112E-16
46.9650	0.0010	1.60E-16	-1.36E-15	2.72E-14	4.27938E-16
46.9660	0.0010	1.60E-16	-1.24E-15	2.47E-14	3.98369E-16
46.9670	0.0010	1.60E-16	-1.12E-15	2.24E-14	3.69421E-16

Продолжение таблицы 2.6

τ, c	$\Delta\tau, c$	$Q, Кл$	$Q_{\min}, Кл$	$Q_{\max}, Кл$	$Q_R, Кл$
46.9680	0.0010	1.60E-16	-1.01E-15	2.01E-14	3.41111E-16
46.9690	0.0010	1.60E-16	-8.98E-16	1.80E-14	3.13459E-16
46.9700	0.0010	1.60E-16	-7.96E-16	1.59E-14	2.86487E-16
46.9710	0.0010	1.60E-16	-7.01E-16	1.40E-14	2.60216E-16
46.9720	0.0010	1.60E-16	-6.10E-16	1.22E-14	2.34673E-16
46.9730	0.0010	1.60E-16	-5.26E-16	1.05E-14	2.09885E-16
46.9740	0.0010	1.60E-16	-4.47E-16	8.95E-15	1.85883E-16
46.9750	0.0010	1.60E-16	-3.75E-16	7.49E-15	1.62703E-16
46.9760	0.0010	8.00E-17	-3.08E-16	6.15E-15	1.40384E-16
46.9770	0.0010	8.00E-17	-2.47E-16	4.94E-15	1.18973E-16
46.9780	0.0010	8.00E-17	-1.92E-16	3.84E-15	9.85251E-17
46.9790	0.0010	4.00E-17	-1.43E-16	2.86E-15	7.91067E-17
46.9800	0.0010	4.00E-17	-1.01E-16	2.02E-15	6.08016E-17
46.9801	0.0001	4.00E-17	-9.69E-17	1.94E-15	5.90104E-17
46.9802	0.0001	4.00E-17	-9.30E-17	1.86E-15	5.72310E-17
46.9803	0.0001	4.00E-17	-8.92E-17	1.78E-15	5.54634E-17
46.9804	0.0001	4.00E-17	-8.55E-17	1.71E-15	5.37076E-17
46.9805	0.0001	4.00E-17	-8.18E-17	1.64E-15	5.19639E-17
46.9806	0.0001	4.00E-17	-7.82E-17	1.56E-15	5.02323E-17
46.9807	0.0001	4.00E-17	-7.46E-17	1.49E-15	4.85129E-17
46.9808	0.0001	4.00E-17	-7.11E-17	1.42E-15	4.68058E-17
46.9809	0.0001	4.00E-17	-6.77E-17	1.35E-15	4.51111E-17
46.9810	0.0001	4.00E-17	-6.44E-17	1.29E-15	4.34290E-17
46.9811	0.0001	4.00E-17	-6.11E-17	1.22E-15	4.17596E-17
46.9812	0.0001	4.00E-17	-5.79E-17	1.16E-15	4.01030E-17

Продолжение таблицы 2.6

τ, c	$\Delta\tau, c$	$Q, Кл$	$Q_{\min}, Кл$	$Q_{\max}, Кл$	$Q_R, Кл$
46.9813	0.0001	2.00E-17	-5.47E-17	1.09E-15	3.84593E-17
46.9814	0.0001	2.00E-17	-5.17E-17	1.03E-15	3.68286E-17
46.9815	0.0001	2.00E-17	-4.87E-17	9.73E-16	3.52110E-17
46.9816	0.0001	2.00E-17	-4.57E-17	9.15E-16	3.36067E-17
46.9817	0.0001	2.00E-17	-4.29E-17	8.57E-16	3.20159E-17
46.9818	0.0001	2.00E-17	-4.01E-17	8.02E-16	3.04385E-17
46.9819	0.0001	2.00E-17	-3.74E-17	7.47E-16	2.88748E-17
46.9820	0.0001	2.00E-17	-3.47E-17	6.94E-16	2.73249E-17
46.9821	0.0001	2.00E-17	-3.21E-17	6.43E-16	2.57888E-17
46.9822	0.0001	2.00E-17	-2.96E-17	5.93E-16	2.42668E-17
46.9823	0.0001	2.00E-17	-2.72E-17	5.44E-16	2.27588E-17
46.9824	0.0001	2.00E-17	-2.48E-17	4.97E-16	2.12650E-17
46.9825	0.0001	1.00E-17	-2.26E-17	4.51E-16	1.97854E-17
46.9826	0.0001	1.00E-17	-2.04E-17	4.07E-16	1.83202E-17
46.9827	0.0001	1.00E-17	-1.82E-17	3.65E-16	1.68691E-17
46.9828	0.0001	1.00E-17	-1.62E-17	3.24E-16	1.54324E-17
46.9829	0.0001	1.00E-17	-1.42E-17	2.85E-16	1.40097E-17
46.9830	0.0001	1.00E-17	-1.24E-17	2.47E-16	1.26009E-17
46.9831	0.0001	1.00E-17	-1.06E-17	2.12E-16	1.12055E-17
46.9832	0.0001	5.00E-18	-8.87E-18	1.77E-16	9.82302E-18
46.9833	0.0001	5.00E-18	-7.26E-18	1.45E-16	8.45237E-18
46.9834	0.0001	5.00E-18	-5.75E-18	1.15E-16	7.09203E-18
46.9835	0.0001	5.00E-18	-4.33E-18	8.67E-17	5.73946E-18
46.9836	0.0001	2.50E-18	-3.03E-18	6.06E-17	4.39048E-18
46.9837	0.0001	2.50E-18	-1.86E-18	3.71E-17	3.03793E-18

Продолжение таблицы 2.6

τ, c	$\Delta\tau, c$	$Q, Кл$	$Q_{min}, Кл$	$Q_{max}, Кл$	$Q_R, Кл$
46.9838	0.0001	1.25E-18	-8.36E-19	1.67E-17	1.67007E-18
46.9839	0.0001	6.25E-19	-8.61E-20	1.72E-18	3.03809E-19
46.9840	0.0001	3.13E-19	0.00E+00	0.00E+00	0.00000E+00

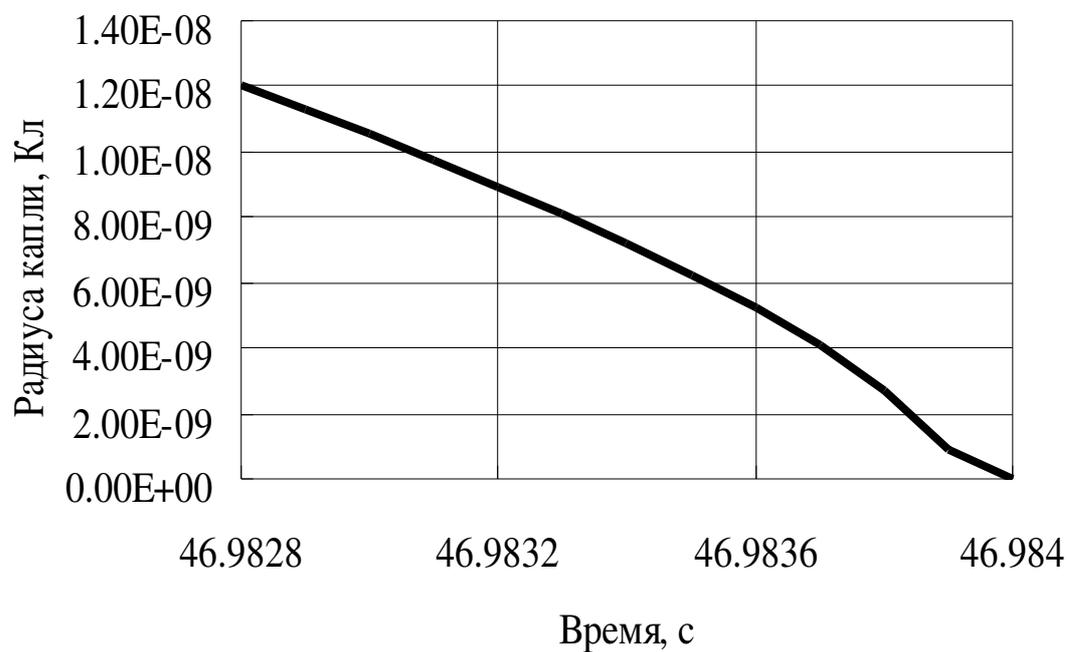


Рисунок 2.3 - График изменения радиуса капель с течением времени

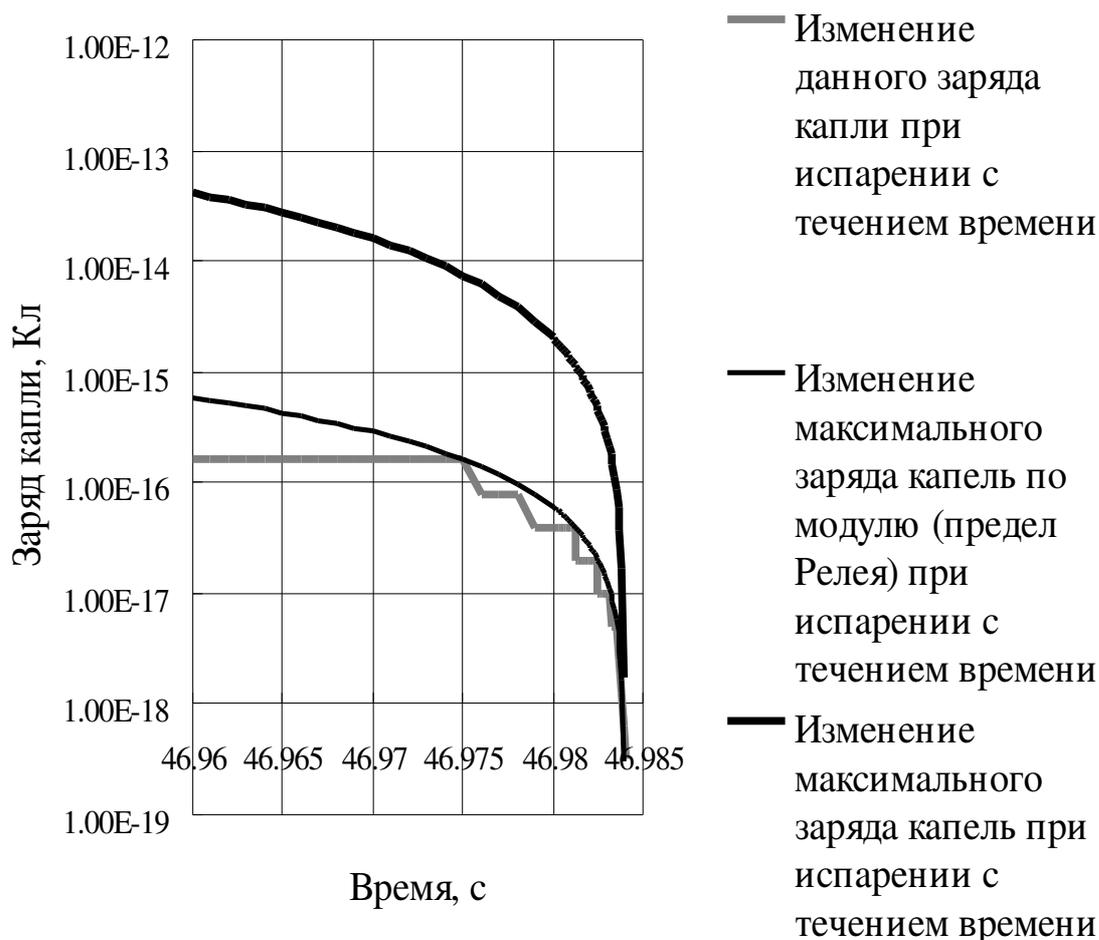


Рисунок 2.4 - Графики изменения заряда, максимального заряда и максимального заряда капле по модулю (предел Релея) с течением времени

В заключение второй главы можно сделать следующие выводы:

- при постоянной влажности окружающего воздуха общее количество испаряющейся влаги за единицу времени пропорционально радиусу капли;
- скорость диффузионного роста капле с радиусом $r < 1$ мкм более чем в 6 раз меньше, чем без учета поправки на размер капли;

- площадь поверхности капли, для которой можно пренебречь зависимостью заряда капли от ее размера, убывает при испарении линейно по времени;

- время жизни неподвижной капли пропорционально начальному значению площади поверхности и обратно пропорционально дефициту влажности;

- время жизни падающей капли обратно пропорционально дефициту влажности;

- адсорбция примесей может существенно изменять условия испарения;

- скорость испарения падающих капель больше по сравнению со случаем неподвижных капель;

- при дроблении капли ее радиус изменяется скачкообразно.

3 Расчет плотности импульсного электрического тока испаряющейся капли

В процессе дробления заряженной капли происходит движение заряженных частей капли, то есть в течение короткого времени протекает электрический ток. Изменяющийся во времени электрический ток вызывает в атмосфере переменное электромагнитное поле, которое может быть зарегистрировано на некотором расстоянии от дробящейся капли.

Следовательно, появление такого электромагнитного сигнала свидетельствует об испарении крупных заряженных капель, например, при начале процесса выпадения дождевых капель из облаков и их испарении в подоблачном слое, что может дать информацию о скором выпадении крупных дождевых капель (осадков) из данных облаков. Для расчета плотности этого электрического тока необходимо определить поверхностную плотность электрического заряда капли.

3.1 Объемные и поверхностные связанные заряды

Когда диэлектрик не поляризован, объемная плотность ρ' и поверхностная плотность σ' связанных зарядов равны нулю. В результате поляризации поверхностная плотность, а в некоторых случаях и объемная плотность связанных зарядов становятся отличными от нуля.

На рисунке 3.1 изображен схематически поляризованный диэлектрик с неполярными (а) и полярными (б) молекулами. Из рисунка видно, что поляризация сопровождается возникновением в тонком поверхностном слое диэлектрика избытка связанных зарядов одного знака. Если нормальная составляющая напряженности поля E для данного участка поверхности отлична от нуля, то под действием поля заряды одного знака уходят внутрь, а другого знака выходят наружу.

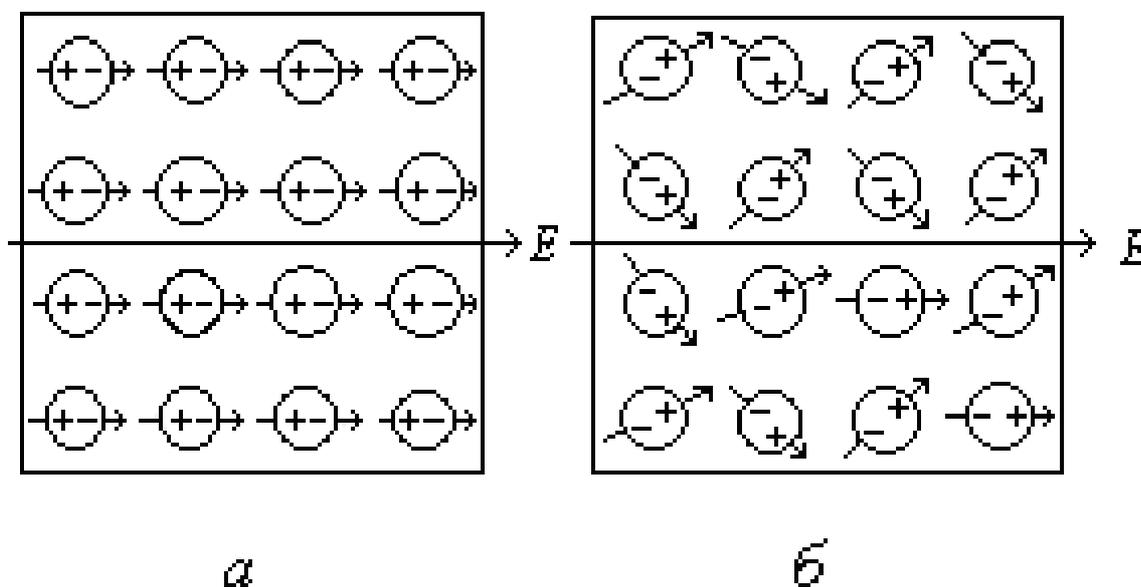


Рисунок 3.1 - Поляризация диэлектрика [4]

Между поляризованностью P и поверхностной плотностью связанных зарядов σ' имеется простая связь. Для ее нахождения рассмотрим бесконечную плоскопараллельную пластину из однородного диэлектрика, помещенную в однородное электрическое поле (см. рисунок 3.2).

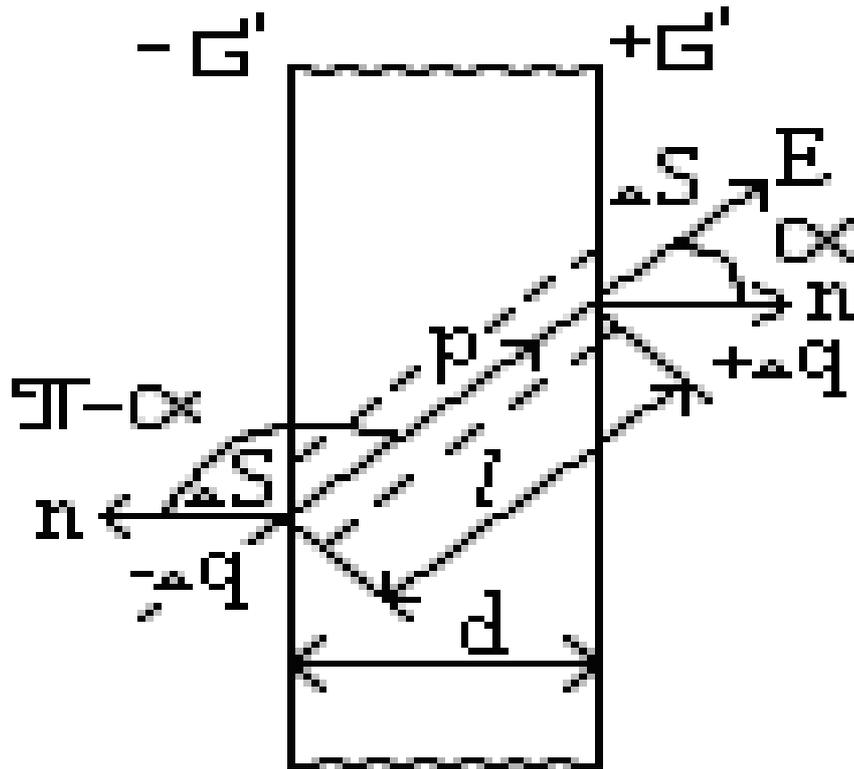


Рисунок 3.2 - Пластина из диэлектрика в электрическом поле [4]

Выделим мысленно в пластине элементарный объем в виде очень тонкого цилиндра с образующими, параллельными E в диэлектрике, и с основаниями площади ΔS , совпадающими с поверхностями пластины. Этот объем равен [4]:

$$\Delta v = l \Delta S \cos \alpha, \quad (3.1)$$

где Δv – объем цилиндра, м³;

l – расстояние между основаниями цилиндра, м;

ΔS – основание цилиндра, м²;

α – угол между вектором E и внешней нормалью к положительно заряженной поверхности диэлектрика.

Объем Δv имеет дипольный момент [4]:

$$P\Delta v = Pl\Delta S \cos \alpha, \quad (3.2)$$

где P – модуль поляризованности, Кл/м².

С макроскопической точки зрения рассматриваемый объем эквивалентен диполю, образованному зарядами $+\sigma'\Delta S$ и $-\sigma'\Delta S$, отстоящими друг от друга на расстояние l . Поэтому его электрический момент можно представить в виде $\sigma'\Delta S l$. Приравняв друг другу оба выражения для электрического момента, получим [4]:

$$Pl\Delta S \cos \alpha = \sigma'\Delta S l, \quad (3.3)$$

где σ' – поверхностная плотность, Кл/м².

Отсюда вытекает искомое соотношение между σ' и P [4]:

$$\sigma' = P \cos \alpha = P_n, \quad (3.4)$$

где P_n – проекция поляризованности на внешнюю нормаль, Кл/м².

Для правой поверхности на рисунке 3.2 $P_n > 0$, соответственно σ' для нее положительна; для левой поверхности $P_n < 0$, соответственно σ' для нее отрицательна.

Выразив P через \mathcal{X} и E , придем к формуле [4]:

$$\sigma' = \chi \varepsilon_0 E \cos \alpha = \chi \varepsilon_0 E_n, \quad (3.5)$$

где E_n – нормальная составляющая напряженности поля внутри диэлектрика, В/м;
 χ – диэлектрическая восприимчивость диэлектрика.

В соответствии с (3.5) в тех местах, где линии напряженности выходят из диэлектрика ($E_n > 0$), на поверхности выступают положительные связанные заряды, там же, где линии напряженности входят в диэлектрик ($E_n < 0$), появляются отрицательные поверхностные заряды.

Формулы (3.4) и (3.5) справедливы и в самом общем случае, когда неоднородный диэлектрик произвольной формы находится в неоднородном электрическом поле. Под P_n и E_n в этом случае нужно понимать нормальную составляющую соответствующего вектора, взятую в непосредственной близости к тому элементу поверхности, для которого определяется σ' .

Теперь обратимся к нахождению объемной плотности связанных зарядов, возникающих внутри неоднородного диэлектрика. Рассмотрим в неоднородном изотропном диэлектрике с неполярными молекулами воображаемую малую площадку ΔS (см. рисунок 3.3).

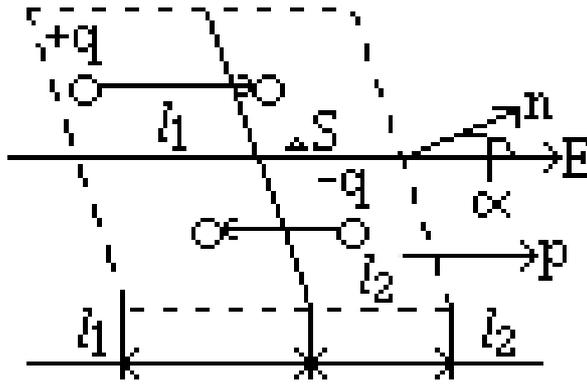


Рисунок 3.3 - Неоднородный диэлектрик в электрическом поле [4]

Пусть в единице объема диэлектрика имеется N одинаковых частиц с зарядом $+q$ и N одинаковых частиц с зарядом $-q$. В небольшой окрестности площадки ΔS электрическое поле и диэлектрик можно считать однородными. Поэтому все положительные заряды, находящиеся вблизи ΔS , сместятся при включении поля в направлении E на одинаковое расстояние l_1 , а все отрицательные заряды сместятся в противоположном направлении на одинаковое расстояние l_2 (см. рисунок 3.3). При этом через площадку ΔS пройдет в направлении нормали к ней некоторое количество зарядов одного знака (положительных, если $\alpha < \frac{\pi}{2}$, отрицательных, если $\alpha > \frac{\pi}{2}$) и в направлении, противоположном n , некоторое количество зарядов другого знака (отрицательных, если $\alpha < \frac{\pi}{2}$, положительных, если $\alpha > \frac{\pi}{2}$).

Площадку ΔS пересекут все заряды $+q$, которые до включения поля отстояли от нее не более чем на $l_1 \cos \alpha$, то есть все $+q$, заключенные в косом цилиндре объемом $l_1 \Delta S \cos \alpha$. Число этих зарядов равно $N l_1 \Delta S \cos \alpha$, а переносимый ими в направлении нормали к площадке заряд равен $q N l_1 \Delta S \cos \alpha$

(при $\alpha > \frac{\pi}{2}$ заряд, переносимый в направлении нормали за счет смещения зарядов $+q$, будет отрицательным).

Аналогично площадку ΔS пересекут все заряды $-q$, заключенные в объеме $l_2 \Delta S \cos \alpha$. Эти заряды перенесут в направлении нормали к площадке заряд, равный $qNl_2 \Delta S \cos \alpha$ (из рисунка 3.3 видно, что при $\alpha < \frac{\pi}{2}$ заряды $-q$ перенесут через ΔS в направлении, противоположном n , заряд $-qNl_2 \Delta S \cos \alpha$, что эквивалентно переносу в направлении n заряда $qNl_2 \Delta S \cos \alpha$).

Итак, при включении поля через площадку ΔS переносится в направлении нормали к ней заряд:

$$\Delta q' = qNl_1 \Delta S \cos \alpha + qNl_2 \Delta S \cos \alpha = qN(l_1 + l_2) \Delta S \cos \alpha$$

Сумма $l_1 + l_2$ есть расстояние l , на которое смещаются относительно друг друга положительные и отрицательные связанные заряды в диэлектрике. В результате смещения каждая пара зарядов приобретает дипольный момент $p = ql = q(l_1 + l_2)$. Число таких пар в единице объема равно N . Следовательно, произведение $q(l_1 + l_2)N = qlN = pN$ дает модуль поляризованности P . Таким образом, заряд, проходящий при включении поля через площадку ΔS в направлении нормали к ней, равен [4]:

$$\Delta q' = P \Delta S \cos \alpha \quad (3.6)$$

Поскольку диэлектрик изотропный, направления векторов E и P совпадают (см. рисунок 3.3). Следовательно, есть угол между векторами P и n , в связи с чем можно написать [4]:

$$\Delta q' = Pn\Delta S . \quad (3.7)$$

Перейдя от Δ к дифференциалу, получим [4]:

$$dq' = PndS = PdS . \quad (3.8)$$

Мы нашли связанный заряд dq' , который проходит при включении поля через элементарную площадку dS в направлении нормали к ней; P есть поляризованность, возникающая под действием поля в том месте, где расположена площадка dS .

Представим себе внутри диэлектрика замкнутую поверхность S . При включении поля эту поверхность пересечет и выйдет наружу связанный заряд q' , равный [4]:

$$q'_{\text{внш}} = \oint_S dq' = \oint_S PdS \quad (3.9)$$

(мы условились в случае замкнутых поверхностей брать внешнюю нормаль к площадкам dS). В результате, в объеме, ограниченном поверхностью S , возникает избыточный связанный заряд [4]:

$$q'_{изб} = -q'_{вьш} = -\oint_S P dS = -\Phi_p, \quad (3.10)$$

где Φ_p – поток вектора P через поверхность S , Кл.

Введя объемную плотность связанных зарядов ρ' , можно написать (интеграл берется по объему, ограниченному поверхностью S) [4]:

$$q'_{изб} = \int_v \rho' dv, \quad (3.11)$$

где ρ' – объемная плотность связанных зарядов, Кл/м³

Таким образом, мы приходим к формуле [4]:

$$\int_v \rho' dv = -\oint_v P dS. \quad (3.12)$$

Преобразуем поверхностный интеграл по теореме Остроградского-Гаусса. В результате получится соотношение [4]:

$$\int_v \rho' dv = -\int_v v P dv. \quad (3.13)$$

Это соотношение должно выполняться для любого произвольно выбранного объема v , что возможно лишь в том случае, если в каждой точке диэлектрика выполняется равенство [4]:

$$\rho' = -\nabla P, \quad (3.14)$$

где ∇P – дивергенция поляризованности, Кл/м³.

Следовательно, плотность связанных зарядов равна дивергенции поляризованности P , взятой с обратным знаком.

Мы получили (3.14), рассматривая диэлектрик с неполярными молекулами. Однако эта формула справедлива и для диэлектриков с полярными молекулами.

Формуле (3.14) можно дать наглядную интерпретацию. Точки с положительной ∇P служат источниками поля вектора P ; из этих точек линии P расходятся (см. рисунок 3.4). Точки с отрицательной ∇P служат стоками поля вектора P ; к этим точкам линии P сходятся. При поляризации диэлектрика положительные связанные заряды смещаются в направлении вектора P , то есть в направлении линий P ; отрицательные же связанные заряды смещаются в противоположном направлении (на рисунке 3.4 обведены овалами связанные заряды, принадлежащие отдельным молекулам). В результате в местах с положительной ∇P образуется избыток отрицательных связанных зарядов, а в местах с отрицательной ∇P – избыток положительных связанных зарядов.

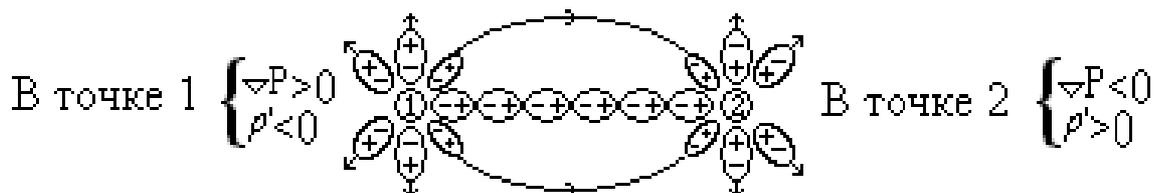


Рисунок 3.4 - Связанные заряды [4]

Связанные заряды отличаются от сторонних лишь тем, что не могут покинуть пределы молекул, в состав которых они входят. В остальном их свойства такие же, как и у всех прочих зарядов. В частности, они служат источниками электрического поля. Поэтому в случае, когда плотность связанных зарядов ρ' отлична от нуля, можно записать формулу [4]:

$$\nabla E = \frac{1}{\varepsilon_0}(\rho + \rho'), \quad (3.15)$$

где ∇E – дивергенция напряженности электрического поля, В/м²;
 ρ – плотность сторонних зарядов, Кл/м³.

Воспользовавшись формулой $P = \chi\varepsilon_0 E$, в результате получаем [4]:

$$\rho' = -\nabla(\chi\varepsilon_0 E) = -\varepsilon_0 \nabla(\chi E) = -\varepsilon_0 (E \nabla \chi + \chi \nabla E). \quad (3.16)$$

Заменив ∇E в соответствии с (3.15), приходим к уравнению [4]:

$$\rho' = -\varepsilon_0 E \nabla \chi - \chi \rho - \chi \rho'. \quad (3.17)$$

Отсюда [4]:

$$\rho' = -\frac{1}{1+\kappa} (\varepsilon_0 E \nabla \chi + \chi \rho). \quad (3.18)$$

Из формулы (3.18) вытекает, что объемная плотность связанных зарядов может быть отличной от нуля в двух случаях:

- если диэлектрик неоднороден ($\nabla\chi \neq 0$);
- если в данном месте диэлектрика плотность сторонних зарядов отлична от нуля ($\rho \neq 0$).

В случае, когда внутри диэлектрика сторонних зарядов нет, объемная плотность связанных зарядов равна [4]:

$$\rho' = -\frac{\varepsilon_0}{1+\chi} E \nabla \chi. \quad (3.19)$$

3.2 Заряды капель при дроблении

Рассмотрим каплю радиусом r , находящуюся в электрическом поле с напряженностью E . Найдем электрический заряд верхней и нижней половины капли. Для этого воспользуемся формулами (3.5) и (3.9). Получим:

$$Q_{\text{верх}} = \oint_S \chi \varepsilon_0 E_n = \oint_S \chi \varepsilon_0 E \cos \alpha \quad (3.20)$$

где $Q_{\text{верх}}$ – электрический заряд верхней половины капли, Кл.

И, аналогично:

$$Q_{\text{ниж}} = -\oint_S \chi \epsilon_0 E_n = -\oint_S \chi \epsilon_0 E \cos \alpha \quad (3.21)$$

где $Q_{\text{ниж}}$ – электрический заряд нижней половины капли, Кл.

Так как $\oint_S \cos \alpha dS = \pi r^2$, окончательно получаем:

$$Q_{\text{верх}} = \chi \epsilon_0 E \pi r^2, \quad (3.22)$$

$$Q_{\text{ниж}} = -\chi \epsilon_0 E \pi r^2. \quad (3.23)$$

Предположим, что при дроблении образуется две капли, разлетающиеся в противоположных направлениях (см. рисунок 3.5).

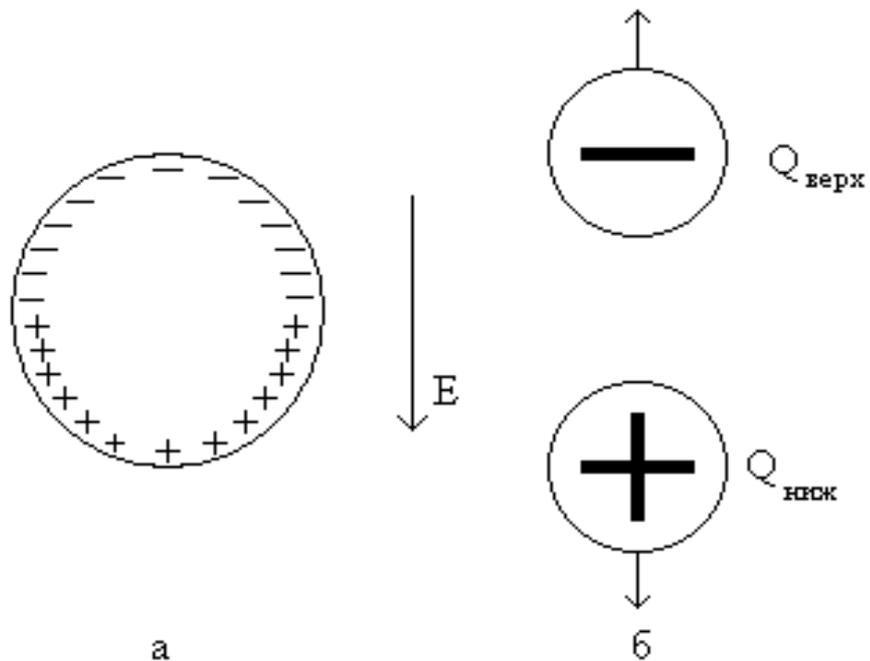


Рисунок 3.5 - Дробление капли

На рисунке 3.5 (а) изображена капля до дробления, а на рисунке 3.5 (б) - капля после дробления. В таблице 3.1 представлены результаты расчетов по формулам (3.22) и (3.23) при напряженности электрического поля $E = -128$ В/м.

Таблица 3.1 - Поляризационные заряды капель ($E = -128$ В/м)

$r, м$	$Q_{верх}, Кл$	$Q_{ниж}, Кл$
1.00E-09	-9.97E-26	9.97E-26
1.00E-08	-9.97E-24	9.97E-24
1.00E-07	-9.97E-22	9.97E-22
1.00E-06	-9.97E-20	9.97E-20
1.00E-05	-9.97E-18	9.97E-18
1.00E-04	-9.97E-16	9.97E-16
1.00E-03	-9.97E-14	9.97E-14

Из данных таблицы видно, что поверхностная плотность электрического заряда настолько мала в таком слабом электрическом поле, что заряды верхней и нижней частей дробящейся капли намного меньше элементарного заряда. Однако, влияние внешнего электрического поля на распределение зарядов в капле очевидно. На основании этого сделаем предположение, что при дроблении заряженной капли на две равные части электрический заряд одной образовавшейся капли больше электрического заряда другой образовавшейся капли на один элементарный заряд, не зависимо от размера дробящейся капли.

Также предположение вполне справедливо, если исходить из стохастической природы процесса дробления, когда в результате дробления возможно появление нескольких капель с различающимися значениями зарядов. В данном случае, электрическое поле является дополнительным фактором, способствующим неравномерному распределению заряда между частями дробящейся капли.

В заключение третьей главы можно сделать следующие выводы:

- плотность связанных зарядов равна дивергенции поляризованности, взятой с обратным знаком;

- объемная плотность связанных зарядов может быть отличной от нуля в двух случаях:

- если диэлектрик неоднороден;

- если в данном месте диэлектрика плотность сторонних зарядов отлична от нуля;

- при дроблении электрический заряд распределяется неравномерно между образующимися каплями.

4 Регистрация электромагнитного излучения испаряющихся капель

Как было сказано в выше изложенных главах, капли в облаках и туманах имеют электрический заряд. При испарении этот электрический заряд не изменяется, а радиус уменьшается. При испарении капли дробятся. В процессе дробления заряженной капли возникает импульсный электрический ток. Он вызывает в атмосфере переменное электромагнитное поле, которое может быть зарегистрировано на некотором расстоянии от дробящейся капли, например, с помощью радиоприемного устройства.

4.1 Радиоприемники

Радиоприемник Р-250М

Радиоприемник типа Р-250М представляет собой супергетеродин с двойным преобразованием частоты; первая промежуточная частота переменная и изменяется на каждом поддиапазоне принимаемых частот в пределах от 1.5 до 3.5 МГц, вторая промежуточная частота 215 МГц.

В приемнике предусмотрена возможность сдвоенного и строенного приема при работе на разнесенные антенны и трансляционная работа на линию.

Высокая точность градуировки приемника и высокая стабильность частоты, а также высокая чувствительность и избирательность обеспечивают беспойсковое вхождение в связь.

Предусмотрена возможность работы приемника с автоматической подстройкой частоты при помощи специального мотора, установленного внутри приемника (при наличии дополнительного устройства АПЧ).

Переменная избирательность в каналах промежуточной и низкой частот облегчают работоспособность при наличии различного рода помех.

В метеорологической службе ВВС радиоприемник Р-250М используется в основном для приема факсимильных и телеграфных радиопередач метеосводок.

Диапазон частот радиоприемника Р-250М от 1.5 до 25.5 МГц. Чувствительность приемника в телефонном режиме при частоте модуляции 100 Гц не хуже 3 мкВ [5].

Радиоприемник Р-154-2М

Радиоприемное устройство Р-154-2М представляет собой супергетеродин с двойным преобразованием частоты, обладающий высокой чувствительностью и хорошей селективностью.

Первая промежуточная частота меняется при переключении поддиапазонов и составляет: на I поддиапазоне - 225 кГц; на II поддиапазоне - 578 кГц; на III поддиапазоне - 1284 кГц.

Изменение первой промежуточной частоты осуществляется путем переключения фильтров промежуточной частоты.

Вторая промежуточная частота постоянна и равна 128 кГц.

Автоматический кварцевый калибратор стабилизирует частоту гетеродинов приемника при помощи опорных сеток, создаваемых одним эталонным кварцевым генератором.

В метеорологической службе ВВС радиоприемники Р-154-2М применяются в основном для приема факсимильных и телеграфных радиопередач.

Для приема телеграфных передач метеосводок в радиоприемнике имеется специальное демодуляционное устройство, служащее для преобразования ЧМ сигналов в перепады постоянного напряжения, необходимые для управления буквопечатающей телеграфной аппаратурой.

Диапазон частот радиоприемника Р-154-2М от 1 до 12 МГц. Чувствительность приемника при приеме амплитудно-модулированного сигнала и отношении сигнал/шум 3/1 10 мкВ [5].

4.2 Антенны

На вход радиоприемника поступает сигнал с антенны. Антенны служат для преобразования электромагнитных колебаний в переменный электрический ток. Самым простым видом антенн являются дипольные антенны.

Если вибратор поместить в переменное электромагнитное поле, то под влиянием этого поля в нем возникнут колебания тока и напряжения. Амплитуда их достигнет максимума, когда длина входящих волн $\lambda = \lambda_0 = 2l$. В этом случае вибратор выполняет роль приемной антенны.

Антенны излучают (или принимают) волны в различных направлениях неодинаково. Характеристикой направленности антенны называют зависимость от направления мощности излучения на одинаковом расстоянии от антенны. Графически представленная характеристика направленности называется

диаграммой направленности. Чаще всего диаграмма направленности строится в полярных координатах; расстояние от центра до кривой пропорционально интенсивности излучения (или приема) в данном направлении. Направленность антенны характеризуется коэффициентом направленности G , равным отношению мощностей, создаваемых в одной и той же точке пространства направленной и ненаправленной антеннами при одинаковой излучаемой мощности. Точка выбирается в направлении максимального излучения направленной антенны.

На рисунке 4.1 (а) приведены диаграммы направленности полуволнового вибратора для плоскости, перпендикулярной его оси. Из них видно, что существует два максимума излучения (приема) по направлениям, перпендикулярным оси вибратора, а в плоскости, перпендикулярной его оси, диаграмма направленности представляет собой окружность, то есть в этой плоскости вибратор излучает (принимает) энергию одинаково во всех направлениях.

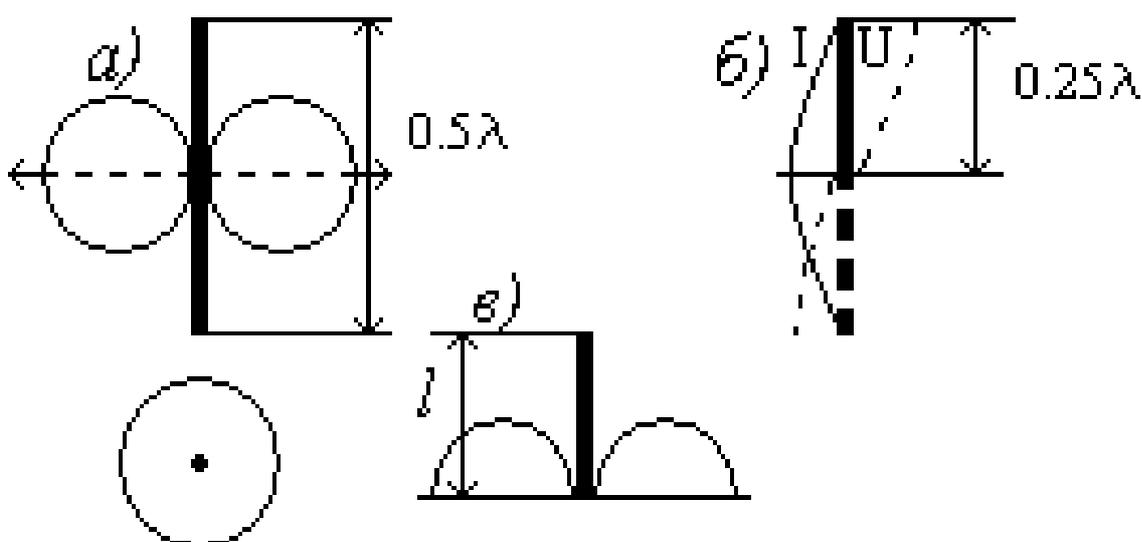


Рисунок 4.1 - Диаграммы направленности симметричного вибратора и вертикального заземленного на одном конце четвертьволнового вибратора [6]

До сих пор рассматривались симметричные вибраторы, удаленные настолько далеко (много больше длины волны) от земной поверхности, что ее влиянием можно было пренебречь. Однако, если антенна находится вблизи земной поверхности, то волны в любую точку пространства будут приходить двумя путями:

- непосредственно от антенны;
- отразившись от земной поверхности.

Для учета влияния земной поверхности на картину распространения электромагнитных волн от антенны целесообразно использовать зеркальное отражение антенны.

Из физики известно, что электрическое поле одиночного заряда, находящегося над проводящей поверхностью, будет таким же, как в случае отсутствия этой поверхности, однако при наличии второго заряда той же величины, но обратного знака, расположенного на таком же расстоянии по другую сторону поверхности, то есть являющегося как бы зеркальным изображением первого заряда. Искомое поле будет представлять половину полученного таким путем поля диполя, лежащую над проводящей поверхностью. Если первый заряд перемещается, то и зеркальное изображение соответственно перемещается.

Рассмотрим вертикальный штырь длиной l , касающийся одним концом земной поверхности (см. рисунок 4.1 (б)). Построим под поверхностью его

зеркальное изображение. Если в этом вибраторе положительные заряды движутся от конца вибратора к земле, то в зеркальном изображении от конца вибратора к земле будут перемещаться отрицательные заряды и направление тока в обеих половинах будет одинаковым. Таким образом, вертикальный штырь длиной l , расположенный у поверхности земли (см. рисунок 4.1 (в)), будет иметь такую же картину распределения электромагнитного поля в полупространстве над поверхностью, что и симметричный вибратор с длиной $2l$, находящийся в свободном пространстве. Длина волны свободных колебаний такого вертикального несимметричного вибратора, расположенного у поверхности земли,

$$\lambda_k = \frac{4l}{2k-1} \quad (k = 1, 2, 3, \dots). \quad (4.1)$$

где λ_k — длина волны свободных колебаний вертикального
 е несимметричного вибратора, м;
 l — длина вертикального штыря, м.

Если между землей и вертикальным вибратором включить генератор, то в антенне возникнут вынужденные колебания и часть подводимой энергии будет излучаться. Поскольку излучаемая энергия заключена в пространстве, объем которого составляет лишь половину объема пространства, занимаемого энергией, излучаемой вибратором длиной $2l$, расположенным в свободном пространстве, то соответственно в два раза меньше окажется и излучаемая мощность.

Максимальное излучение несимметричного вибратора будет иметь место в случае резонанса, когда длина волны генератора $\lambda_{ген} = \lambda_k$. При этом, если $k=1$, то резонанс наступает при совпадении длины волны генератора с основной длиной волны λ_0 и на вибраторе укладывается четверть волны. В случае $k > 1$ резонансные частоты называются гармониками.

На рисунке 4.1 (е) приведена диаграмма направленности несимметричного четвертьволнового вибратора.

Если рассматривать излучение симметричного вибратора, расположенного параллельно поверхности земли на высоте h , то в этом случае для определения поля в дальней зоне вводят его зеркальное отражение, то есть такой же вибратор, расположенный на глубине h под проводящей плоскостью, при этом точки в нем будут сдвинуты по фазе на 180° по отношению к токам в основном вибраторе.

Для оптимальных условий излучения (приема) необходимо для данной волны генератора иметь определенную длину вертикальной антенны, связанную соотношением (4.1). Если длина волны генератора может меняться, то между генератором и нижним концом антенны подключают для настройки последовательный и параллельный колебательный контур с конденсатором переменной емкости (см. рисунок 4.2 (а)). Когда длина вертикального вибратора $l \ll 0.25\lambda$, на его верхнем конце крепят «звездочку» (см. рисунок 4.2 (б)), создающую дополнительную емкость по отношению к земле, что эквивалентно увеличению «электрической длины» антенны. Вместо звездочки к верхнему концу можно присоединить отрезок горизонтального провода и получить так называемую Г-образную и Т-образную антенну (см. рисунок 4.2 (в)

и з)). В последних трех случаях на конце вертикальной части антенны будет находится уже не узел тока, и распределение тока на вертикальном участке становится более благоприятным для излучения, чем в случае использования для настройки колебательного контура, когда на конце антенны создается узел тока.

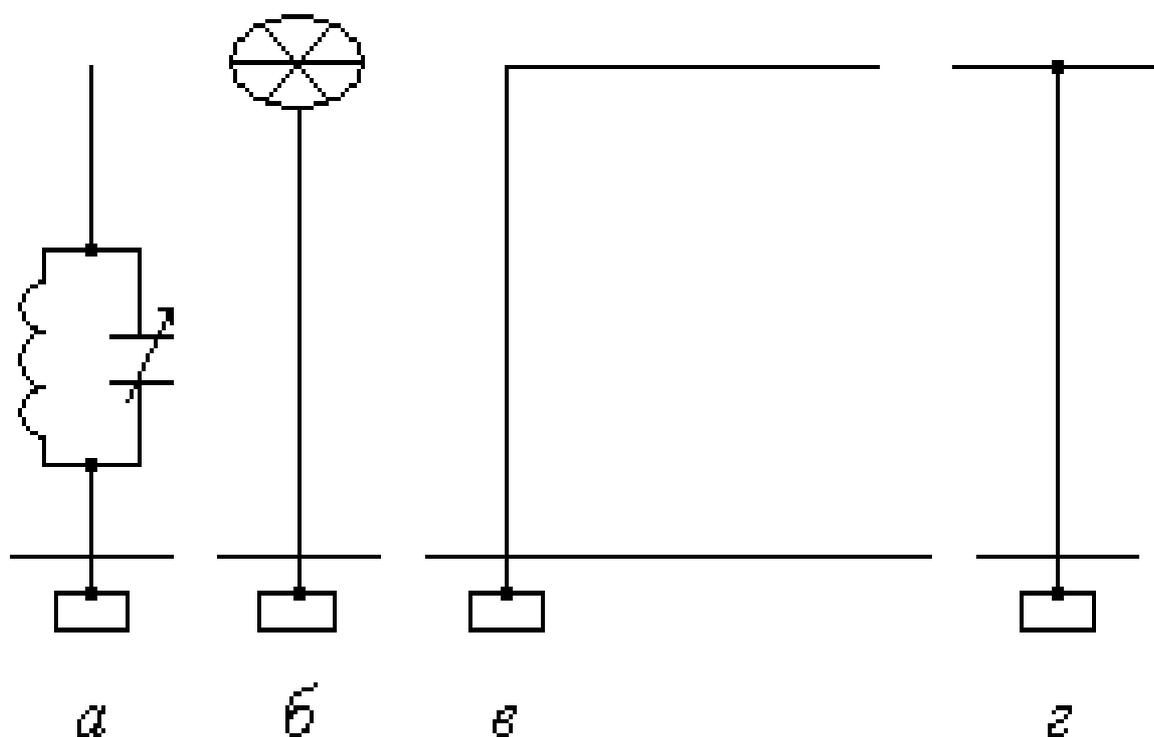


Рисунок 4.2 - Некоторые типы вертикальных антенн [6]

Г-образные и Т-образные антенны имеют некоторое направленное действие, в то время как вертикальная антенна со звездочкой излучает в горизонтальной плоскости одинаково во всех направлениях.

В этих же диапазонах для приема используются рамочные и магнитные антенны. Рамочная антенна представляет собой плоскую катушку

прямоугольной или круглой формы, витки которой намотаны на жесткую рамку. Диаграмма направленности ее получается такой, как у симметричного вибратора, расположенного вдоль оси катушки (рамки).

Магнитная антенна, как и рамочная, реагирует главным образом на магнитную составляющую волны. Она представляет собой цилиндрическую катушку с ферритовым сердечником, имеющим большую магнитную проницаемость. Такая антенна применяется, например, в транзисторных приемниках. Она имеет также направленное действие. Ноль приема получается, когда ось антенны направлена на источник электромагнитного излучения.

Рамочная и ферритовая антенны менее чувствительны, чем Г-образная и Т-образная, и поэтому используются для приема сигналов сравнительно близко расположенных радиостанций, а также в радиопеленгаторах.

Еще одним параметром, характеризующим антенну, является ее так называемая действующая высота h_d - величина (м), на которую нужно умножить напряженность электрического поля волны (В/м) в месте приема, чтобы получить электродвижущую силу (э. д. с.) (В), развиваемую антенной.

Высота h_d зависит от типа антенны и ее относительных по сравнению с длиной волны размеров.

Физически h_d равна высоте воображаемой антенны, обладающей чувствительностью, одинаковой с реальной, но в которой ток по всей длине имеет значение, равное значению тока в пучности реальной антенны. Поэтому, например, действующая высота штыревой антенны меньше ее реальной высоты.

В заключение четвертой главы можно сделать следующие выводы:

- электромагнитное поле, вызванное импульсным электрическим током в процессе дробления капли, может быть зарегистрировано с помощью радиоприемного устройства;

- антенны служат для преобразования электромагнитных колебаний в переменный электрический ток, с них поступает сигнал на вход радиоприемника;

- если антенна находится вблизи земной поверхности, то волны в любую точку пространства будут приходить двумя путями:

- непосредственно от антенны;
- отразившись от земной поверхности.

5 Анализ возможности диагностики состояния облаков и туманов по импульсному электромагнитному излучению дробящихся капель

Наша цель - провести анализ возможности регистрации техническими средствами электромагнитного излучения испаряющихся капель. Проведем его с помощью следующих формул:

$$\varepsilon = E h_d \nu, \quad (5.1)$$

где ε – э. д. с., развиваемая антенной, В;
 E – напряженность электрического поля волны, В/м;
 h_d – действующая высота антенны, м;
 ν – излучающий объем, м³.

Полное решение для электромагнитного поля диполя получено Герцем:

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \left(\frac{dp}{c_{\text{света}} R^2} + \frac{d^2 p}{c_{\text{света}}^2 R} \right) \quad (5.2)$$

где p – электрический дипольный момент движущегося заряда, Кл·м;
 $c_{\text{света}}$ – скорость света, равная $3 \cdot 10^8$ м/с;
 R – расстояние от антенны до испаряющейся капли, м.

Электрический дипольный момент $p(\tau)$ системы из двух разноименных зарядов Q , находящихся на расстоянии l друг от друга, равен:

$$p = Ql . \quad (5.3)$$

Электрический дипольный момент $p(\tau)$ движущегося заряда Q связан с его скоростью $V(\tau)$ и ускорением $a(\tau)$ соотношениями:

$$\frac{dp}{d\tau} = 2QV , \quad (5.4)$$

и

$$\frac{d^2 p}{d\tau^2} = \frac{1}{\tau_{\text{конт}}} \frac{dp}{d\tau} , \quad (5.5)$$

где $\tau_{\text{конт}}$ – время дробления капли, с.

Для расчета испарения капель после дробления использовалась формула:

$$\frac{dV}{d\tau} = \frac{V}{\tau_{\text{конт}}} , \quad (5.6)$$

где V – время дробления капли, с.

е

Время релаксации зависит от размера капель и вязкости воздуха [7]:

$$\tau_{\text{конт}} = \frac{2r^2 \rho_B}{9\eta}, \quad (5.7)$$

где η – коэффициент динамической вязкости воздуха, равный $1.72 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с) при $t = 0^\circ \text{C}$.

Зависимость времени дробления, а также первой и второй производной от дипольного момента по времени представлена в таблице 5.1.

Таблица 5.1 - Время дробления капель и параметры электрического импульса

$r, \text{ м}$	$\tau, \text{ с}$	$\frac{dp}{d\tau}, \frac{\text{Кл} \cdot \text{м}}{\text{с}}$	$\frac{d^2 p}{d\tau^2}, \frac{\text{Кл} \cdot \text{м}}{\text{с}^2}$
1.0E-09	1.29E-11	1.60E-18	1.24E-07
2.0E-09	5.17E-11	1.60E-18	3.10E-08
3.0E-09	1.16E-10	1.60E-18	1.38E-08
4.0E-09	2.07E-10	1.60E-18	7.74E-09
5.0E-09	3.23E-10	1.60E-18	4.95E-09
6.0E-09	4.65E-10	1.60E-18	3.44E-09
7.0E-09	6.33E-10	1.60E-18	2.53E-09
8.0E-09	8.27E-10	1.60E-18	1.94E-09
9.0E-09	1.05E-09	1.60E-18	1.53E-09
1.0E-08	1.29E-09	1.60E-18	1.24E-09
2.0E-08	5.17E-09	1.60E-18	3.10E-10
3.0E-08	1.16E-08	1.60E-18	1.38E-10
4.0E-08	2.07E-08	1.60E-18	7.74E-11
5.0E-08	3.23E-08	1.60E-18	4.95E-11

6.0E-08	4.65E-08	1.60E-18	3.44E-11
7.0E-08	6.33E-08	1.60E-18	2.53E-11

Продолжение таблицы 5.1

$r, м$	$\tau, с$	$\frac{dp}{d\tau}, \frac{Кл \cdot м}{с}$	$\frac{d^2 p}{d\tau^2}, \frac{Кл \cdot м}{с^2}$
8.0E-08	8.27E-08	1.60E-18	1.94E-11
9.0E-08	1.05E-07	1.60E-18	1.53E-11
1.0E-07	1.29E-07	1.60E-18	1.24E-11

При расчетах предполагалось, что при дроблении образуются две капли, имеющие противоположные знаки заряда и значения заряда, отличающиеся на один элементарный заряд. Начальная скорость разлетающихся в противоположные стороны капель полагалась равной 10 м/с.

В пункте 2.2 моделировался процесс дробления капли при испарении. На основании сделанных расчетов выяснилось, что исследованная капля дробилась семь раз. При семикратном дроблении возникает 121 электрический импульс. Результаты расчета параметров электрических импульсов при дроблении исследуемой капли с начальным радиусом 50 мкм и зарядом $1.6 \cdot 10^{-16}$ Кл представлены в таблице 5.2.

Таблица 5.2 - Параметры электрических импульсов дробящейся капли

Номер дробления	$r, м$	$\tau, с$	$\frac{dp}{d\tau}, \frac{Кл \cdot м}{с}$	$\frac{d^2 p}{d\tau^2}, \frac{Кл \cdot м}{с^2}$	Число импульсов
1	5.80E-08	4.35E-08	1.60E-18	3.68E-11	1
2	4.15E-08	2.23E-08	1.60E-18	7.19E-11	2

3	2.28E-08	6.72E-09	1.60E-18	2.38E-10	4
4	1.49E-08	2.87E-09	1.60E-18	5.58E-10	8
5	9.75E-09	1.23E-09	1.60E-18	1.30E-09	16
6	6.24E-09	5.03E-10	1.60E-18	3.18E-09	32

Продолжение таблицы 5.2

Номер дробления	$r, м$	$\tau, с$	$\frac{dp}{d\tau}, \frac{Кл \cdot м}{с}$	$\frac{d^2 p}{d\tau^2}, \frac{Кл \cdot м}{с^2}$	Число импульсов
7	4.08E-09	2.15E-10	1.60E-18	7.44E-09	64
Всего					127

Для расчета напряженности электрического поля, создаваемого большим количеством дробящихся капель, расположенных на различном удалении от приемной антенны, необходимо рассчитать число одноименно дробящихся капель в расчете на площадь $1 м^2$:

$$N_{\text{дроб}} = I_{\text{дроб}} \tau_{\text{ж}}, \quad (5.8)$$

где $N_{\text{дроб}}$ – число одновременно дробящихся капель, $м^2$;

е

$I_{\text{дроб}}$ – скорость дробления, $м^2 \cdot с^{-1}$;

$\tau_{\text{ж}}$ – время релаксации приемного устройства, с.

Скорость дробления капель равна:

$$I_{\text{дроб}} = V_B(r) N_B, \quad (5.9)$$

где $V_B(r)$ – скорость падения капель, м/с;

е

N_B – концентрация капель, м^{-3} .

Скорость падения капли равна [7]:

$$V_B(r) = 9.95[1 - \exp(-1200r)] \quad (5.10)$$

Тогда, формула для расчета напряженности электрического поля в районе приемной антенны будет иметь вид:

$$E_{\text{сумм}} = \int_S E(R) N_{\text{дроб}} dS \quad (5.11)$$

Напряжение на входе приемного устройства определяется по формуле (5.1).

Результаты расчета напряжения на входе приемного устройства (в предположении, что сигнал на участке антенна - приемник не ослабляется) при действующей высоте приемной антенны 10 м и наличии изначально одинаковых дробящихся капель в радиусе 10 км вокруг приемной антенны представлены в таблице 5.3.

Таблица 5.3 - Результаты расчета напряжения на входе приемного устройства

Номер дробления	Число импульсов	$E_{\text{сумм}}, B$	$\varepsilon, \text{мкВ}$
1	1	1.33E-08	0.10
2	2	2.61E-08	0.30
3	4	8.65E-08	0.90

4	8	2.03E-07	2.00
5	16	4.73E-07	4.70
6	32	1.16E-06	11.60
7	64	2.70E-06	27.00
Всего	127	4.66E-06	46.60

На рисунке 5.1 представлен вклад каждого этапа дробления заряженных капель в значение э. д. с. на выходе приемной антенны.

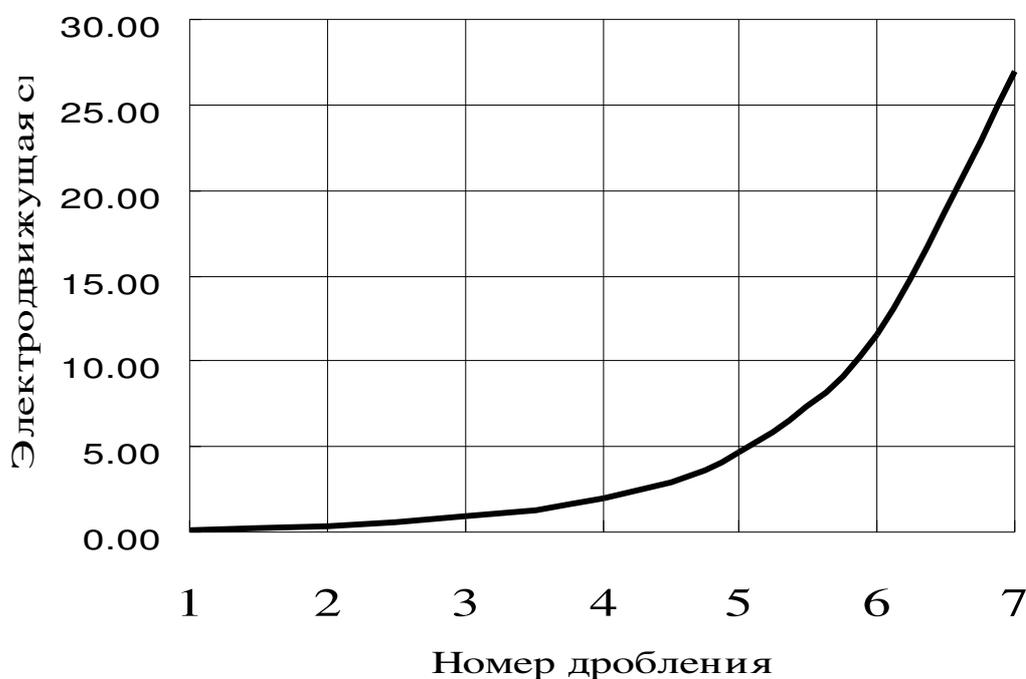


Рисунок 5.1 - Вклад каждого этапа дробления заряженных капель в значение э. д. с. на выходе приемной антенны

Из данных таблицы 5.3 и рисунка 5.1 видно, что уровень сигнала на входе приемного устройства намного превосходит уровень собственных шумов

приемных устройств (около 3 мкВ) и, следовательно, такой сигнал от дробящихся капель может быть уверенно зарегистрирован.

В заключение пятой главы можно сделать следующие выводы:

- напряженность электрического поля волны и электродвижущая сила, развиваемая антенной, уменьшаются при удалении капли от антенны обратно пропорционально расстоянию в первой степени.

Заключение

В результате проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

- в атмосфере существуют ионы, образующиеся под действием космических лучей, радиоактивного излучения земной поверхности и радиоактивных газов;

- при взаимодействии ионов и частиц аэрозоля происходит зарядка частиц в результате захвата ионов;

- частицы водного аэрозоля имеют преимущественно отрицательный заряд, что связано с избирательными свойствами поверхности воды;

- существует предельный заряд частиц, при котором начинается эмиссия ионов с поверхности частицы;

- при превышении силами электростатического отталкивания сил поверхностного натяжения происходит дробление капли;

- при испарении положительно заряженные капли дробятся до молекулярных размеров, а отрицательно заряженные капли дробятся до радиуса около $3 \cdot 10^{-8}$ м, а затем постепенно испаряются без дробления до молекулярных размеров;

- при постоянной влажности окружающего воздуха общее количество испаряющейся влаги за единицу времени пропорционально радиусу капли;

- скорость диффузионного роста капель с радиусом $r < 1$ мкм более чем в 6 раз меньше, чем без учета поправки на размер капли;

- площадь поверхности капли, для которой можно пренебречь зависимостью заряда капли от ее размера, убывает при испарении линейно по времени;

- время жизни неподвижной капли пропорционально начальному значению площади поверхности и обратно пропорционально дефициту влажности;

- время жизни падающей капли обратно пропорционально дефициту влажности;

- адсорбция примесей может существенно изменять условия испарения;

- скорость испарения падающих капель больше по сравнению со случаем неподвижных капель;

- при дроблении капли ее радиус изменяется скачкообразно;

- плотность связанных зарядов равна дивергенции поляризованности, взятой с обратным знаком;

- объемная плотность связанных зарядов может быть отличной от нуля в двух случаях:

- если диэлектрик неоднороден;

- если в данном месте диэлектрика плотность сторонних зарядов отлична от нуля;

- при дроблении капли электрический ток, протекающий через нее, уменьшается;

- электромагнитное поле, вызванное импульсным электрическим током в процессе дробления капли, может быть зарегистрировано с помощью радиоприемного устройства;

- антенны служат для преобразования электромагнитных колебаний в переменный электрический ток, с них поступает сигнал на вход радиоприемника;

- если антенна находится вблизи земной поверхности, то волны в любую точку пространства будут приходить двумя путями:

- непосредственно от антенны;

- отразившись от земной поверхности.

- напряженность электрического поля волны уменьшается при удалении капли от антенны;

- минимально возможная напряженность электрического поля волны, при которой дробящаяся капля может быть зарегистрирована антенной, равна $3.33 \cdot 10^{-21}$ В/м;

- электродвижущая сила, развиваемая антенной, уменьшается при удалении капли от антенны.

Проведенные исследования позволяют сделать вывод о том, что процесс дробления заряженных капель может быть дистанционно зафиксирован с помощью радиоприемных устройств. Данный вид метеорологической информации может быть использован для диагностики состояния облачности и оценки возможности выпадения осадков.

Дальнейшие разработки могут быть направлены на создание тех средств, с помощью которых электромагнитное излучение испаряющихся капель может быть зарегистрировано.

Список использованных источников

- 1 Мучник В. М., Фишман Б. Е. Электризация грубодисперсных аэрозолей в атмосфере. – Л.: Гидрометеиздат, 1982. – 208 с.
- 2 Чукин В. В. Физические свойства атмосферы. – СПб.: Система, 2005. – 112с.
- 3 Шишкин Н. С. Облака и грозное электричество. – Л.: Гидрометеиздат, 1964. – 401 с.
- 4 Савельев И. В. Курс общей физики. – М.: Наука, 1998. – 336 с.
- 5 Технические средства метеорологических служб / Под ред. П. Д. Королькова – М.: Военное издательство министерства обороны СССР, 1972. – 336 с.
- 6 Мержеевский А. И., Фокин А. А. Электрика и автоматика в гидрометеорологии. – Л.: Гидрометеиздат, 1977. – 384 с.
- 7 Матвеев Л. Т. Физика атмосферы. – СПб.: Гидрометеиздат, 2000. – 778 с.

