

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)

Физтех-школа ФПМИ

Вопрос по выбору 3 семестр

Атмосферное электричество

Автор:
Воротняк Роман
Б05-308

Долгопрудный 2024

1 Введение

Явления атмосферного электричества можно лицезреть любому человеку в повседневной жизни. Каждый из нас хоть и побаивается, а всё же восхищается красотой возникающих в небе молний, или же с восторгом наблюдает за искрами в воздухе. В рамках данной задачи мы поближе познакомимся с возникающими в атмосфере электрическими явлениями.

2 Перезарядка дождевых капель

Первая возникающая мысль о заряде дождевых капель состоит в том, что они при падении сохраняют тот же заряд, который несли внутри облаков, т.е. в среднем равный нулю. Как показывает опыт, данное предположение неверно, и средний заряд падающих на поверхность Земли капель положительный. Данная часть задачи посвящена объяснению и количественному анализу этого явления.

В атмосферном воздухе величина плотности тока обусловлена движением положительно и отрицательно заряженных ионов, движение которых происходит независимо друг от друга, в силу чего можно написать:

$$\vec{j} = \vec{j}_+ + \vec{j}_-$$

Каждая из плотностей тока оказывается пропорциональной напряжённости электростатического поля \vec{E} , поэтому закон Ома в дифференциальной форме для атмосферы записывается следующим образом:

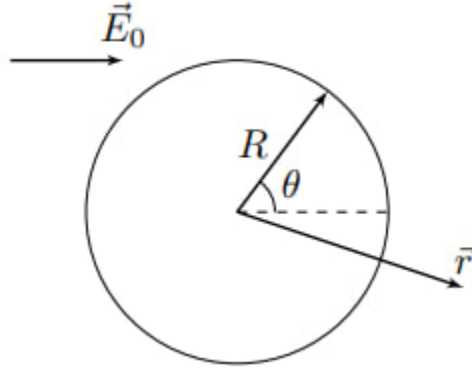
$$\vec{j} = \sigma_+ \vec{E} + \sigma_- \vec{E}$$

Разница между положительно и отрицательно заряженными ионами в атмосфере заключается не только в отличии знаков их зарядов, но и в их концентрациях. В Земной атмосфере преобладают положительные ионы, поэтому для неё всегда будем считать выполненным соотношение:

$$\sigma_+ > \sigma_-$$

Перейдём непосредственно к постановке задачи. Водяная капля, которую можно считать проводящим шаром радиусом R , расположена в направленном вертикально вниз электростатическом поле напряжённостью \vec{E}_0 . Капля движется в атмосфере с положительными и отрицательными ионами, проводимости которых равны σ_+ и σ_- соответственно. Глобальной целью данной части

задачи является нахождение стационарного заряда капли Q_0 . При достаточно быстром падении капли по отношению к окружающему воздуху изменение заряда шара обусловлено только движением ионов к поверхности капли.



При решении будем использовать следующую модель:

- При падении капля всегда сохраняет форму шара радиусом R ;
- Величина и направление электростатического поля \vec{E}_0 остаются постоянными в процессе всего падения капли;
- Заряд капли изменяется только при её контакте с положительно и отрицательно заряженными ионами, а заряды, уже находящиеся на поверхности капли, её никогда не покидают.

2.1 Пусть проводящий шар радиусом R , несущий заряд Q , помещён в однородное электростатическое поле напряжённостью \vec{E}_0 . Определим полную напряжённость \vec{E} электрического поля в точке с радиус-вектором \vec{r} относительно центра шара, находящейся вне шара.

Рассмотрим для начала незаряженный шар, помещённый в однородное поле напряжённостью \vec{E}_0 . Внутри шара напряжённость электрического поля равняется нулю, а снаружи представляет собой суперпозицию электрического поля с напряжённостью \vec{E}_0 и поля электрического диполя с дипольным моментом \vec{p} в его центре:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{3(\vec{p} \cdot \vec{r})\vec{r}}{r^5} - \frac{\vec{p}}{r^3} \right)$$

Величину дипольного момента можно определить из условия равенства нулю тангенциальной компоненты напряжённости электрического поля в любой точке поверхности шара:

$$[\vec{E} \times \vec{r}] = 0 \Rightarrow \vec{p} = 4\pi\epsilon_0 R^3 \vec{E}_0$$

Таким образом, в данной конструкции:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \left(1 - \frac{R^3}{r^3} \right) + \frac{3(\vec{E}_0 \cdot \vec{r})\vec{r}R^3}{r^2 r^3}$$

Если шар несёт заряд Q , если к найденному выше распределению добавить распределение этого заряда Q равномерно по поверхности, то электрическое поле внутри шара останется равным нулю, как и его тангенциальная компонента на поверхности шара. Прибавляя электрическое поле равномерно заряженного по поверхности шара, получим:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \left(1 - \frac{R^3}{r^3} \right) + \frac{3(\vec{E}_0 \cdot \vec{r})\vec{r}R^3}{r^2 r^3} + \frac{Q\vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3}$$

2.2 Пусть θ — угол между направлением вектора электростатического поля \vec{E}_0 и радиус-вектором \vec{r} некоторой точки поверхности шара относительно его центра.

Определим проекцию напряжённости электрического поля $E_n(\theta)$ на направление нормали.

При $R = r$ получим:

$$\vec{E} = \frac{Q\vec{r}}{4\pi\epsilon_0 R^3} + \frac{3(\vec{E}_0 \cdot \vec{r})\vec{r}}{R^2}$$

Проецируя на направление вектора нормали, получим:

$$E_n = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 R^2} + 3E_0 \cos \theta$$

2.3 При каких значениях заряда Q шара величина E_n может обращаться в ноль? Далее во всех пунктах будем считать, что заряд шара Q попадает в найденный нами диапазон.

Условие равенства нулю компоненты электростатического поля E_n можно записать в виде:

$$Q = -12\pi\epsilon_0 R^2 E_0 \cos \theta$$

Поскольку $\cos \theta \in [-1; 1]$, имеем:

$$Q \in [-12\pi R^2 \epsilon_0 E_0; 12\pi R^2 \epsilon_0 E_0]$$

Перейдём к анализу изменения заряда шара.

Рассмотрим некоторый элемент его поверхности dS с вектором нормали \vec{n} . Если в рассматриваемой точке поверхности шара напряжённость электростатического поля равна \vec{E} , то в единицу времени на данный участок поверхности поступает заряд dq/dt , равный:

$$\frac{dq}{dt} = \begin{cases} -\sigma_- E_n dS & \text{при } E_n > 0 \\ -\sigma_+ E_n dS & \text{при } E_n < 0 \end{cases}$$

Совпадение знаков в обоих случаях обусловлено тем, что при $E_n > 0$ на поверхность шара попадают отрицательные ионы, а при $E_n < 0$ — положительные.

2.4 Пусть заряд шара равен Q . При каком значении угла θ_0 компонента напряжённости $E_{n(0)}$ обращается в ноль?

Определим также, при каких значениях угла θ на поверхность шара попадают отрицательные ионы, а при каких — положительные.

Величина E_n обращается в ноль при угле θ_0 , равном:

$$\theta_0 = \arccos \left(-\frac{Q}{12\pi R^2 \varepsilon_0 E_0} \right)$$

Положительные ионы попадают на поверхность шара при $E_n < 0$, а отрицательные — при $E_n > 0$. Таким образом:

Отрицательные ионы попадают на поверхность шара при $\theta \in [0, \theta_0]$

Положительные ионы попадают на поверхность шара при $\theta \in [\theta_0, \pi]$

2.5 Определим полную производную по времени заряда шара dQ/dt

С учётом определённых в предыдущем пункте областей, величина dQ/dt определяется выражением:

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{dQ_-}{dt} + \frac{dQ_+}{dt}$$

$$\frac{dQ_-}{dt} = -\sigma_- \int_0^{\theta_0} E_n(\theta) \cdot 2\pi R^2 \sin \theta d\theta \quad \frac{dQ_+}{dt} = -\sigma_+ \int_{\theta_0}^{\pi} E_n(\theta) \cdot 2\pi R^2 \sin \theta d\theta$$

Определим dQ_-/dt :

$$\frac{dQ_-}{dt} = -\sigma_- \int_0^{\theta_0} \left(\frac{Q}{2\varepsilon_0} + 6\pi R^2 R_0 \cos \theta \right) \sin \theta d\theta = -\sigma_- \left(\frac{Q(1 - \cos \theta_0)}{2\varepsilon_0} + 3\pi R^2 E_0 \sin^2 \theta_0 \right)$$

Аналогично для dQ_+/dt :

$$\frac{dQ_+}{dt} = -\sigma_+ \int_{\theta_0}^{\pi} \left(\frac{Q}{2\varepsilon_0} + 6\pi R^2 E_0 \cos \theta \right) \sin \theta d\theta = -\sigma_+ \left(\frac{Q(1 + \cos \theta_0)}{2\varepsilon_0} - 3\pi R^2 E_0 \sin^2 \theta_0 \right)$$

Складывая, находим:

$$\boxed{\frac{dQ}{dt} = -\frac{Q(\sigma_+ + \sigma_-)}{2\varepsilon_0} + (\sigma_+ - \sigma_-) \left(3\pi R^2 E_0 \sin^2 \theta_0 - \frac{Q \cos \theta_0}{2\varepsilon_0} \right)}$$

2.6 Определим стационарный заряд шара Q_0 , при котором он остаётся постоянным во времени.

В стационарном режиме $dQ/dt = 0$, откуда имеем:

$$-\frac{Q_0(\sigma_+ + \sigma_-)}{2\varepsilon_0} + (\sigma_+ - \sigma_-) \left(3\pi R^2 E_0 \sin^2 \theta_0 - \frac{Q_0 \cos \theta_0}{2\varepsilon_0} \right) = 0$$

Подставляя θ_0 , получим:

$$-\frac{Q_0(\sigma_+ + \sigma_-)}{2\varepsilon_0} + (\sigma_+ - \sigma_-) \left(3\pi R^2 E_0 - \frac{Q_0^2}{48\pi\varepsilon_0^2 R^2 E_0} + \frac{Q_0^2}{24\pi\varepsilon_0^2 R^2 E_0} \right) = 0$$

или же:

$$Q_0^2 - Q_0 \frac{24\pi R^2 \varepsilon_0 E_0 (\sigma_+ + \sigma_-)}{(\sigma_+ - \sigma_-)} + 144\pi^2 R^4 \varepsilon_0^2 E_0^2 = 0$$

Для корней квадратного уравнения имеем:

$$Q_0 = \frac{12\pi R^2 \varepsilon_0 E_0}{\sigma_+ - \sigma_-} \left(\sigma_+ + \sigma_- \pm \sqrt{(\sigma_+ + \sigma_-)^2 - (\sigma_+ - \sigma_-)^2} \right)$$

или же:

$$Q_0 = \frac{12\pi R^2 \varepsilon_0 E_0 (\sqrt{\sigma_+} \pm \sqrt{\sigma_-})^2}{\sigma_+ - \sigma_-} = 12\pi R^2 \varepsilon_0 E_0 \left(\frac{\sqrt{\sigma_+} + \sqrt{\sigma_-}}{\sqrt{\sigma_+} - \sqrt{\sigma_-}} \right)^{\pm 1}$$

Учитывая, что $Q < 12\pi R^2 \varepsilon_0 E_0$, выбираем корень со знаком минус:

$$Q_0 = 12\pi R^2 \varepsilon_0 E_0 \left(\frac{\sqrt{\sigma_+} - \sqrt{\sigma_-}}{\sqrt{\sigma_+} + \sqrt{\sigma_-}} \right)$$

Пусть $\Delta Q = Q - Q_0$ — отклонение заряда шара от стационарного. В момент времени $t = 0$ отклонение заряда шара от стационарного составляло $\Delta Q_0 = Q(0) - Q_0$, причём $|\Delta Q_0| \ll Q_0$.

При малых значениях ΔQ зависимость $\dot{Q}(\Delta Q)$ можно представить в виде:

$$\dot{Q} \approx A \Delta Q$$

2.7 Выразим A через σ_+ , σ_- и ε_0 . Является ли найденное значение заряда Q_0 устойчивым?

Выражение для \dot{Q} можно записать в следующей форме:

$$\dot{Q} = aQ^2 - bQ + c$$

Раскладывая вблизи значения $Q = Q_0$, получим:

$$\dot{Q} = a(Q_0 + \Delta Q)^2 - b(Q_0 + \Delta Q) + c \approx -(b - 2aQ_0)\Delta Q$$

Подставим a , b и Q_0 :

$$\dot{Q} \approx - \left(\frac{\sigma_+ + \sigma_-}{2\varepsilon_0} - \frac{(\sigma_+ - \sigma_-)Q_0}{24\pi R^2 \varepsilon_0^2 E_0} \right) \Delta Q$$

или же:

$$\dot{Q} = -\frac{1}{2\varepsilon_0} \left(\sigma_+ + \sigma_- (\sqrt{\sigma_+} - \sqrt{\sigma_-})^2 \right) \Delta Q = -\frac{\sqrt{\sigma_+ \sigma_-}}{\varepsilon_0} \Delta Q$$

Таким образом:

$$A = -\frac{\sqrt{\sigma_+ \sigma_-}}{\varepsilon_0}$$

Поскольку $A < 0$:

Значение заряда Q_0 является устойчивым.

2.8 Получим зависимость отклонения заряда шара ΔQ от времени t .

Для нахождения зависимости $\Delta Q(t)$ разделим переменные:

$$\frac{dQ}{\Delta Q} = -\frac{\sqrt{\sigma_+\sigma_-}dt}{\varepsilon_0}$$

Интегрируя, находим:

$$\Delta Q(t) = \Delta Q_0 \exp\left(-\frac{\sqrt{\sigma_+\sigma_-}t}{\varepsilon_0}\right)$$

Далее мы изучим комплекс явлений, называемых грозовыми. Он охватывает целый ряд вопросов относящихся и к грозовым разрядам, то есть молниям, и к тлеющим разрядам, связанным с коронированием остроконечных предметов.

3 Возникновение коронного разряда на острие

Рассмотрим вопрос об аномальном увеличении напряжённости электростатического поля вблизи остроконечных предметов. Пусть проводником является вытянутый эллипсоид вращения, заданным уравнением:

$$\frac{z^2}{a^2} + \frac{x^2 + y^2}{b^2} = 1$$

Ось z эллипсоида ориентирована параллельно внешнему однородному электростатическому полю напряжённостью \vec{E}_0 , направленному вертикально вниз. Можно показать, что напряжённость \vec{E} электрического поля внутри изолированного равномерно заряженного по объёму эллипсоида вращения зависит линейно от координат x, y, z :

$$\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} (Az\vec{e}_z + B(x\vec{e}_x + y\vec{e}_y))$$

Здесь A и B

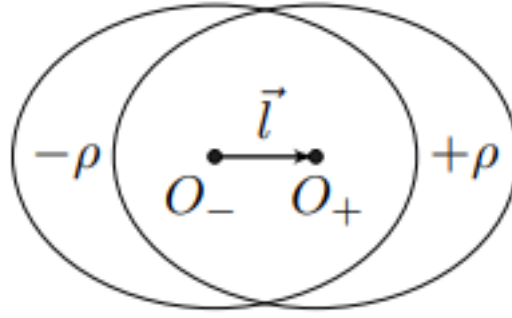
$$A = \left(\frac{b}{c}\right)^2 \left(\frac{a}{c} \cdot \ln \frac{a+c}{b} - 1\right) \quad B = \frac{a}{2c} \left(\frac{a}{c} - \left(\frac{b}{c}\right)^2 \ln \frac{a+c}{b}\right)$$

где $c = \sqrt{a^2 - b^2}$ — половина расстояния между фокусами эллипсоида.
Если $b \ll a$, то указанные выражения можно приблизить следующими:

$$A \approx \left(\frac{b}{a}\right)^2 \left(\ln \frac{2a}{b} - 1\right) \quad B \approx \frac{1}{2} \left(1 - \left(\frac{b}{a}\right)^2 \ln \frac{2a}{b}\right)$$

Далее во всех пунктах, требующих подстановки A , будем использовать приближённое выражение.

Задача о помещении проводящего эллипсоида в однородное электрическое поле, направленное параллельно его оси z , может быть решена аналогично задаче для проводящего шара: Рассмотрим два эллипсоида с совпадающей осью z , несущих заряды с постоянными плотностями ρ и $-\rho$. Центр положительного эллипсоида имеет радиус—вектор \vec{l} относительно центра отрицательно заряженного эллипсоида.



3.1 Определим вектор \vec{E} напряжённости электростатического поля в области пересечения изолированных эллипсоидов.

Координата z_+ относительно центра положительно заряженного эллипсоида равна $z - l$, а координаты y_+ и z_+ равны координатам y и z соответственно.

Отсюда:

$$\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} (A(z_+ - z)\vec{e}_z + B(y_+ - y)\vec{e}_y + B(x_+ - x)\vec{e}_x)$$

Подставляя соотношения между координатами, получим:

$$\vec{E} = -\frac{\rho A l \vec{e}_z}{\varepsilon_0}$$

или же:

$$\vec{E} = -\frac{\rho A \vec{l}}{\varepsilon_0}$$

Если расстояние l между центрами эллипсоидов устремить к нулю, то их комбинацию можно рассматривать как один эллипсоид с постоянным вектором поляризации \vec{P} .

3.2 Рассмотрим изолированный равномерно поляризованный вдоль оси z эллипсоид. Пусть напряжённость электростатического поля внутри эллипсоида равняется \vec{E} . Определим вектор поляризации эллипсоида \vec{P}

В предельном переходе величина $\rho \vec{l}$ по определению представляет собой вектор поляризации \vec{P} . Таким образом:

$$\vec{E} = -\frac{A \vec{P}}{\varepsilon_0}$$

Таким образом:

$$\vec{P} = -\frac{\varepsilon_0 \vec{E}}{A}$$

Рассмотрим незаряженный проводящий эллипсоид, помещённый в однородное электростатическое поле напряжённостью \vec{E}_0 , направленное вдоль оси z эллипсоида.

3.3 Определим вектор поляризации \vec{P} эллипсоида. Определим также максимальную величину поверхностной плотности заряда σ_{max} на поверхности эллипсоида.

При помещении проводящего эллипсоида в однородное электрическое поле, внутри эллипсоида напряжённость электрического поля должна оказаться равной нулю. Это реализуется, если напряжённость собственного электрического поля эллипсоида $\vec{E} = -\vec{E}_0$, при этом все граничные условия автоматически будут выполнены. Таким образом:

$$\vec{P} = \frac{\varepsilon_0 \vec{E}_0}{A}$$

Величина поверхностной плотности заряда σ определяется выражением:

$$\sigma = \vec{P} \cdot \vec{n}$$

где \vec{n} — вектор нормали к поверхности проводника, направленный наружу.

Максимальное значение достигается, его вектор поляризации оказывается направлен вдоль вектора нормали, т.е. в вершине эллипсоида.

Таким образом:

$$\sigma_{max} = P$$

3.4 Выразим полную компоненту напряжённости электростатического поля E_n на поверхности проводника. Определим максимальную величину напряжённости E_{max} электростатического поля на поверхности эллипсоида.

Воспользуемся теоремой Гаусса для напряжённости электростатического поля. Выберем в качестве Гауссовой поверхности цилиндрическую, основания которой параллельны поверхности проводника. Основания расположены бесконечно близко к поверхности проводника, при этом одно из них расположено внутри проводника, а другое — снаружи.

Получим:

$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = (\vec{E}_n - 0)dS = \frac{q}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma dS}{\varepsilon_0} \Rightarrow E_n = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}$$

Таким образом, величина электрического поля на поверхности проводника прямо пропорциональна величине поверхностной плотности зарядов, и, соответственно, максимальна в точке со значением σ_{max} :

$$E_{max} = \frac{\sigma_{max}}{\varepsilon_0} = \frac{P}{\varepsilon_0}$$

Подставляя P , находим:

$$E_{max} = \frac{E_0}{A}$$

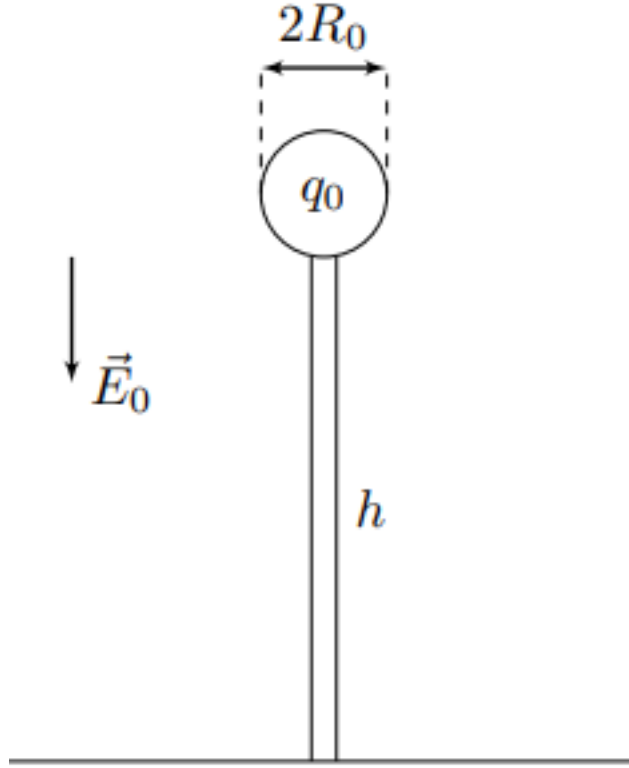
4 Извлечение электричества из атмосферы

С помощью конструкции, похожей на рассмотренную в части B задачи, можно добиться извлечения электрического заряда из атмосферы.

В данной части задачи проводимость атмосферного воздуха при нормальных условиях равна σ_0 , а эффектами, описанными в части A задачи, можно пренебречь.

Рассмотрим проводящий шар радиусом R_0 , соединённый с Землёй длинным тонким прямолинейным проводом длиной $h \gg R_0$. Радиус провода считайте малым по сравнению с R_0 .

Электростатическое поле в атмосфере Земли можно принять постоянным, направленным вертикально вниз и равным E_0 .



- 4.1** Принимая потенциал шара равным потенциалу на поверхности Земли, т.е. нулю, Определим величину заряда q_0 шара. Влиянием электростатического поля шара на электростатическое поле Земли можно пренебречь. Влиянием электростатического поля зарядов, расположенных на проводе, можно пренебречь во всём пространстве.

Потенциал на поверхности шара должен быть равен нулю.

Поскольку влиянием провода можно пренебречь — получим:

$$\Delta\varphi = E_0 h + \frac{kq}{R_0} = 0$$

откуда:

$$q = -4\pi\epsilon_0 R_0 h E_0$$

4.2 Определим величину силы тока I , перетекающего из атмосферы в шар, если проводимость воздуха во всей атмосфере можно принять равной σ_0 .

Воспользуемся законом Ома в дифференциальной форме:

$$\vec{j} = \sigma_0 \vec{E}$$

Поскольку поверхность сферическая, имеем:

$$I = -4\pi R_0^2 j = -4\pi R_0^2 \sigma_0 E$$

Для электрического поля имеем:

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R_0^2} = -\frac{E_0 h}{R_0}$$

откуда:

$$\boxed{I = 4\pi R_0 h \sigma_0 E_0}$$

Из результатов, полученных в предыдущих пунктах частей *B* и *C* видно, что величина напряжённости электростатического поля вблизи поверхности проводника может достигать достаточно больших величин, что приводит к ионизации ближайших к нему слоёв воздуха и сильному увеличению их проводимости. Для учёта данного эффекта будем считать, что проводящий шар находится внутри сферической оболочки с внутренним и внешним радиусами R_0 и R соответственно, в которой расположен ионизированный воздух с проводимостью σ . На расстояниях $r > R$ от центра шара проводимость остаётся равной σ_0 .

Считайте распределение зарядов в среде стационарным, так что в любой точке пространства плотность заряда остаётся постоянной.

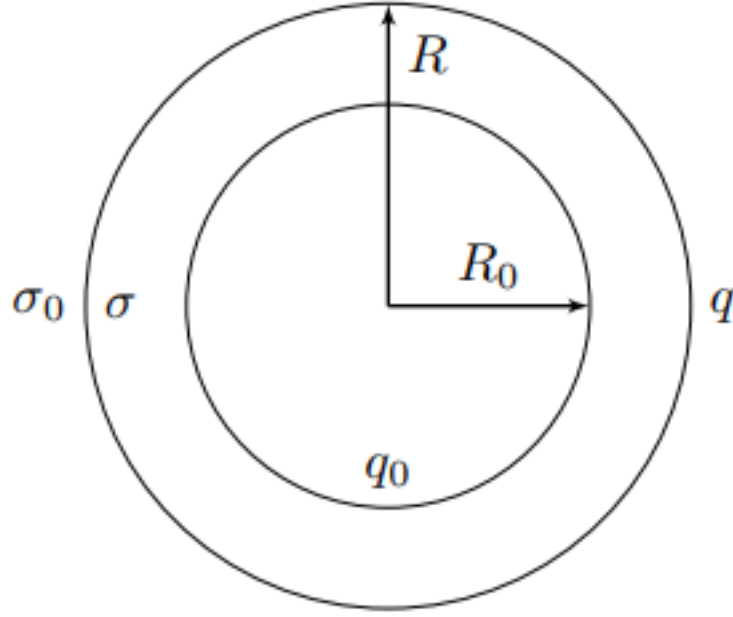
В данной системе заряд располагается только на сферических поверхностях радиусами R_0 и R , причём на поверхности радиусом R_0 суммарный заряд равен q_0 , а на поверхности радиусом R — q (см.рис).

4.3 Запишем выражение для условия равенства нулю потенциала шара.

Потенциал в центре шара складывается из потенциала электростатического поля Земли, а также потенциала сферических поверхностей:

$$\varphi(h) - \varphi(0) = E_0 h + \frac{kq_0}{R_0} + \frac{kq}{R} = 0$$

Таким образом:



$$E_0 h + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{q_0}{R_0} + \frac{q}{R} \right) = 0$$

4.4 Из условия равенства силы текущего тока I , пересекающего сферическую поверхность внутри и вне ионизированного слоя, Получим уравнение, связывающее заряды q_0 и q . В уравнение также могут войти проводимости σ_0 и σ .

В ионизированной области имеем:

$$I = -4\pi R^2 \sigma E_{in} = -\frac{q_0 \sigma}{\epsilon_0}$$

Вне ионизированного слоя имеем:

$$I = -4\pi R^2 \sigma_0 E_{out} = -\frac{(q_0 + q) \sigma_0}{\epsilon_0}$$

Приравнивая, получим:

$$(q_0 + q) \sigma_0 = q_0 \sigma$$

4.5 Определим величину силы тока I , перетекающего из атмосферы в шар в этом случае.

Определим величину заряда q_0 :

$$E_0 h = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{q_0}{R_0} + \frac{q}{R} \right) = -\frac{q_0}{4\pi\epsilon_0 R_0} \left(1 + \frac{R_0}{R} \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} - 1 \right) \right)$$

откуда:

$$q_0 = -\frac{4\pi\epsilon_0 R_0 h E_0}{1 + \frac{R_0}{R} \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} - 1 \right)}$$

Подставляя в выражение для I , находим:

$$I = \frac{4\pi R_0 h \sigma E_0}{1 + \frac{R_0}{R} \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} - 1 \right)}$$

4.6 Покажем, что при $R \approx R_0$ приближённое выражение для силы тока I переходит в выражение, соответствующее отсутствию ионизированного слоя.

При $R \approx R_0$ и $\sigma \gg \sigma_0$ получим:

$$I \approx 4\pi R h \sigma_0 E_0$$

5 Вывод

Мы рассмотрели модель падающих капель, приближенных к эллипсоидам и при помощи теории электростатического поля получили величину силы тока, перетекающего из атмосферы