

А. А. БОЕВА, канд. физ.-мат. наук, ст. преподаватель НТУ “ХПИ”

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА В ПЛАЗМЕ СМЕРЧА

У статті розглядається задача математичного моделювання електричного поля в плазмі смерчу - атмосферного вихору, що створюється сильним хмаровим електричним зарядом. Знайдено просторовий розподіл поляризаційного заряду в плазмі в випадку коли діелектрична проникність наближається до одиниці. Доведено, що цей заряд за величиною можливо порівняти зі слабким хмаровим крапельним зарядом.

В статье обсуждается задача математического моделирования электрического поля в плазме смерча - атмосферного вихря, создаваемого сильным облачным электрическим зарядом. Найдено пространственное распределение поляризованного заряда в плазме для случая, когда диэлектрическая проницаемость ее близка к единице. Показано, что этот заряд по величине сравним со слабыми облачными капельными зарядами.

In the paper the problem of mathematical modeling of electric field in thumping plasma i.e. atmospheric rotor created by strong cloud electric charge is discussed. The space distribution of polarized charge in plasma for the case when dielectric permeability is close to unity was found. It was shown that this charge is comparable in absolute value to weak cloud drop charges.

Введение. Газовые разряды в постоянных и переменных электрических полях находят широкое применение в науке и технике (спектроскопия, лазеры, сварка, источники света и др.) [1]. Важное место среди них занимают и атмосферные разряды, например, молнии различных типов, которые давно изучаются как теоретически, так и экспериментально [2]. Последнее время с газовыми разрядами, создаваемыми в атмосфере сильными облачными капельными зарядами, связывают и происхождение таких грозных природных явлений, как смерчи [3-6].

Характерной особенностью разрядов средних и высоких давлений является локальная зависимость параметров плазмы (концентрации заряженных частиц, их температуры) от напряженности электрического поля. В силу этого становятся локальными функциями напряженности электрического поля диэлектрическая проницаемость и проводимость плазмы, и задача определения поля в плазме разряда становится нелинейной. Подобные электродинамические задачи достаточно широко изучены в случаях, когда уравнения для поля однородные и одномерные (например, [7]). Постановка электродинамической задачи для смерча исключает такие варианты, т.к. плазма в нем создается вблизи облачного заряда и учитывает его пространственную структуру. В связи с этим, изучение пространственной и неоднородной нелинейной электродинамической задачи представляет большой интерес.

Задача об электрическом поле в плазме смерча. Согласно электромагнитной теории смерч представляет собой термодинамически неравновесный (далее, неравновесный) атмосферный газовый разряд, создаваемый сильным капельным зарядом, сосредоточенным обычно на краю грозового облака [8]. Пространственное распределение электрического потенциала Φ и электрического поля $\vec{E} = -\nabla\Phi$ в плазме разряда описывается следующим уравнением:

$$\varepsilon\Delta\Phi + \mu(\varepsilon - 1)(\nabla \ln \zeta \cdot \nabla\Phi) = -4\pi\rho_0(\vec{r}), \quad (1)$$

$$\zeta = \sqrt{(\nabla\Phi)^2} / p, \quad \mu = \zeta d / d\zeta(E_i / kT_E(\zeta)). \quad (2)$$

Здесь p - давление газа, $\rho_0(\vec{r})$ - объемная плотность облачного заряда, считающаяся заданной функцией радиус – вектора \vec{r} .

Величина ζ в (2) есть хорошо известный в теории газового разряда параметр E / ρ , характеризующий распределение энергии поля по степеням свободы атомов и молекул [1]. Для смерча из-за наличия в реальной атмосфере прилипания электронов к молекулам воды и кислорода $\zeta \geq 7.34$ В/см·Торр, вследствие чего атмосферно-облачный разряд является неравновесным и холодным [3-6]. Выражение для μ в (2) определяется отношением потенциала ионизации газа E_i к тепловой энергии электронов kT_E (k - постоянная Больцмана, T_E - электронная температура), являющейся функцией ζ . Величина ε в уравнении (1) есть диэлектрическая проницаемость плазмы. Она также зависит от параметра ζ .

Решение уравнения (1) должно стремиться к нулю при удалении от облачного заряда. На границе с землей при $z = 0$ оно должно удовлетворять краевым условиям, соответствующим электрическим свойствам грунта. Например, для бесконечно проводящей поверхности тангенциальные компоненты электрического поля должны обращаться в нуль. Здесь возможны и другие варианты краевых условий, учитывающих также и рельеф местности.

Диэлектрическая проницаемость ε в зависимости от величины ζ может изменяться от достаточно больших по модулю отрицательных значений до $\llcorner \llcorner$ атмосферном давлении и близким к нему $\varepsilon \approx 1$. Причина этого кроется в большой частоте столкновений электронов с нейтральными частицами. В этом случае в уравнении (1) имеется малый параметр $\alpha = \varepsilon - 1$ и задача может быть решена методом возмущений по этому параметру. Эта ситуация наиболее интересна в прикладном отношении. С увеличением высоты частота столкновений экспоненциально уменьшается, и здесь диэлектрическая проницаемость может стать отрицательной. В этом случае знак облачного

заряда как бы изменится на противоположный, т.к. роль заряда уже будет играть величина $-\rho_0/|\varepsilon|$. В этой ситуации возможен и плазменный резонанс, когда в некоторой области неоднородной плазмы $\varepsilon(\vec{r}_0) = 0$. Для решения задачи здесь уже должен использоваться метод сингулярных возмущений [9].

Плотность поляризационного заряда. При значении диэлектрической проницаемости близком к единице решение рассматриваемой задачи строится в следующем виде:

$$\Phi = \Phi_0 + \alpha\Phi_1 + \alpha^2\Phi_2 + \dots, \quad \alpha = 1 - \varepsilon.$$

Потенциал нулевого приближения удовлетворяет при этом уравнению Пуассона

$$\Delta\Phi_0 = -4\pi\rho_0(r).$$

с соответствующими краевыми условиями.

Для потенциала первого приближения получим:

$$\Delta\Phi_1 = -4\pi\rho_1(r),$$

где $\rho_1(r) = (1/4\pi)\mu(\nabla \ln \zeta \cdot \nabla \Phi)_{\Phi=\Phi_0}$.

Видно, что $\rho_1(r)$ играет роль электрического заряда, индуцированного потенциалом Φ_0 , и нахождение потенциала Φ_1 требует знания пространственного распределения этой величины. По физическому смыслу $\rho_1(r)$ есть заряд поляризации, возникающий в плазме под действием внешнего электрического поля.

Ниже проведено изучение пространственной структуры заряда $\rho_1(r)$ для случая, когда облачный заряд моделируется бесконечно тонким круглым диском радиуса a , расположенным над землей на высоте h . Величина заряда равна Q .

Нахождение электрического потенциала нулевого приближения может быть проведено с помощью рядов по полиномам Лежандра [10]. Для сухой земли это решение в ближней зоне заряда имеет вид (R и θ - сферические координаты, связанные с землей и вертикальной осью облачного заряда):

При $R/a \leq 1$

$$\Phi_0 = \frac{2Q}{a} \left[1 - \frac{R}{a} P_1(\cos \theta) + \frac{1}{2} \left(\frac{R}{a} \right)^2 P_2(\cos \theta) - \frac{1}{8} \left(\frac{R}{a} \right)^4 P_4(\cos \theta) + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{16} \left(\frac{R}{a} \right)^6 P_6(\cos \theta) - \dots \right].$$

Используя зависимость электронной температуры от напряженности электрического поля и потенциала ионизации из работы [3], представим плотность поляризационного заряда в следующем виде:

$$\rho_1 = \frac{1}{4\pi a} \frac{3}{4} \left(\frac{E_1}{kT_0} \right) E^{-2} \left(\frac{E_*}{E} \right)^{3/4} \left[E_r^2 \frac{\partial E_r}{\partial r} + 2E_r E_z \frac{\partial E_r}{\partial z} + E_z^2 \frac{\partial E_z}{\partial z} \right].$$

Здесь $\bar{r} = r/a$, $\bar{z} = z/a$ - координаты, связанные с землей, $E_* = 0.14$ В/см - характерное электрическое поле, определяемое процессами неупругих столкновений электронов, E_r и E_z , соответственно, - радиальная и осевая компоненты электрического поля.

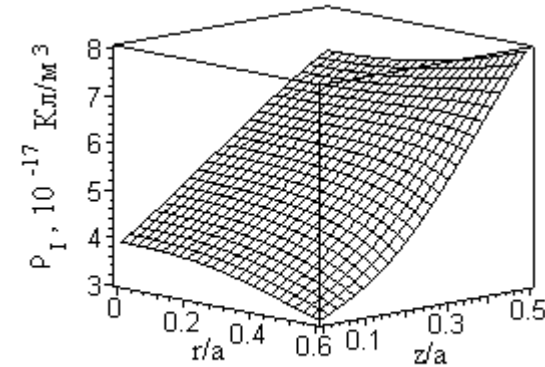


Рис.1 Плотность поляризационного заряда. $Q = -64$ Кл, $a = 1$ км, $h = 0.5$ км

На рисунке представлена пространственная зависимость ρ_1 под облачным зарядом $Q = -64$ Кл, имеющим радиус $a = 1$ км и расположенным на высоте $h = 0.5$ км. Вычисления проведены только в области ближнего поля и там, где существует разряд [3]. Видно, что поляризационный заряд, как и положено, положительный, что указывает на эффект экранирования плазмой отрицательного облачного заряда. На оси плазменного столба ($r = 0, 0 \leq z \leq h$) ρ_1 монотонно увеличивается с высотой, так как здесь его поведение определяется только положительной вертикальной компонентой электрического поля. При удалении от оси начинает играть роль уже и отрицательная радиальная компонента, ее величина и производные. По

величине плотность поляризационного заряда сравнима со слабыми капельными зарядами в облаках. [11]. Вместе с тем, она на пять - семь порядков меньше сильных облачных флуктуационных зарядов. Это факт также вполне объясним, поскольку при значении диэлектрической проницаемости, близком к единице, плазма поляризуется слабо.

Выводы. В работе обсуждается задача математического моделирования электрического поля в плазме смерча - атмосферного вихря, создаваемого сильным облачным электрическим зарядом. Найдено пространственное распределение поляризационного заряда в плазме для случая, когда диэлектрическая проницаемость ее близка к единице. Показано, что этот заряд по величине сравним со слабыми облачными капельными зарядами.

Список литературы: 1. Райзер Ю. П. Физика газового разряда.- М.: Наука, 1987.- 592 с. 2. Юман М. Молния.- М.: Мир,1972.- 328 с. 3. Боев А. Г. Плазменная теория смерча. // Вопросы атомной науки и техники. Плазменная электроника и новые методы ускорения.-2008.- № 4.- С. 133-138. 4. Боев А. Г. Газоразрядная теория смерча. // Доповіді НАНУ.- .2009.- № 4.- с.70- 75. 5. Боев А. Г. Электромагнитная теория смерча. I. Электродинамика вихря. // Радиофизика и радиоастрономия.- 2009.- Т.14, № 2.- С. 121-149. 6. Боев А.Г. Электромагнитная теория смерча.. II. Гидродинамика вихря. // Радиофизика и радиоастрономия.- 2009.- Т.14, № 3.- С. 233-253. 7. Басс Ф. Г., Гуревич Ю. Г. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда.- М.: Наука, 1975.- 400 с. 8. Наливкин Д. В. Смерчи.- М.: Наука, 1984.- 112 с. 9. Васильева А. Б., Бутузов В. Ф. Асимптотические методы в теории сингулярных возмущений.- М.: Высшая школа, 1980.- 208 с. 10. Морс Ф. М., Фешбах Т. Методы теоретической физики. Т.2.- М.:ИЛ,1960.- 886 с. 11. Имянитов И. М., Чубарова Е. В. и др. Электричество облаков.- Л.: Гидрометеиздат, 1971.- 92 с.

Поступила в редколлегию 21.12.09