

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГАШЕНИЯ ПЛАМЕНИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОДИНОЧНОГО ИГЛООБРАЗНОГО ЭЛЕКТРОДА

Бершадский И.А., Шленнёв С.В.

Донецкий национальный технический университет

ilya@elf.dgtu.donetsk.ua

serguei@elf.dgtu.donetsk.ua

The article is devoted to the questions of estimation of efficiency of extinguishing of flame by the electric field through a needle-shaped electrode. On results researches the picture of distributing of the electrostatic field on a plane in the district of needle-shaped electrode is got. The method of equivalent charges is considered, calculations with the use of which practically coincided with the experiments

Постановка проблемы. В настоящее время актуальной задачей является разработка принципиально нового способа предупреждения и гашения пламени (диффузионного и газового). Данный способ основан на влиянии электрического поля коронного разряда на источник пламени и может быть разделен на три отдельные явления:

- влияние постоянной энергии поля сдвигает пламя к отрицательному электроду, что объясняется взаимодействием электрического поля с положительными ионами пламени и их перемещением к отрицательному электроду, вызывающему затем дрейф, который, в свою очередь, уменьшает размер и форму пламени;
- влияние нерегулярной энергии поля, которая деформирует пламя, но не подавляет его;
- влияние коронного разряда, полученного на электродах-остриях, на создание "ионного ветра", который разрывает фронт пламени, и, когда он направлен прямо к источнику огня, является причиной гашения пламени (испарение поверхности, где происходят цепные химические реакции и образуется масса активных радикалов и ионов).

Исследования, связанные с возможностью гашения пламени указанным выше способом, проводятся в ДонНТУ. Ряд экспериментов выполнялся на установке [1], при помощи которой высокое напряжение подавалось на один из электродов (коронирующий), а второй электрод – заземлялся. Между электродами находился источник горения. После плавного повышения напряжения от нулевого значения до нескольких десятков киловольт фиксировался факт гашения пламени. Наиболее эффективной можно признать схему испытаний, в которой коронирующий электрод имел иглообразную остро заточенную форму (напряжение гашения составляло 18-20 кВ для пламени площадью 3-4 см²). Также имеет значение расположение заземленного электрода, однако, в данной статье этот вопрос не рассматривается.

Анализ результатов предшествующих исследований и задачи исследования. Приведенные экспериментальные исследования показали, что эффект гашения пламени все еще характеризуется нестабильностью. Он сильно зависит от точности расположения электродов и характера повышения напряжения. Кроме того, практическое применение такого способа пожаротушения предполагает создание областей поля, поддерживающего "ионный ветер" в гораздо большем объеме. Это приводит к необходимости детального изучения распределения напряженности электрического поля электродов заданной конфигурации.

Необходимо учесть, что в общем случае система равноотстоящих игл, расположенных над плоскостью, относится к трехмерным полям. При этом возникновение коронного разряда в промежутках с определенной системой электродов не изменяет в большинстве случаев (корона считается непрерывной, а не стримерной) класса и группы электростатического поля.

Среди последних прогрессивных методов расчета таких полей наибольший интерес представляют интегральные методы. Они развивают идею, заложенную в методе изображения, в котором поле реальных проводящих тел моделируется полями простейших зарядов (точечных, линейных, кольцевых и т.п.), а значения последних находятся из условия эквипотенциальности проводников. Идея интегральных методов заключается в следующем. Реальные распределения заряда по поверхностям тел полеобразующей системы замещаются фиктивными распределениями по некоторым поверхностям, которые лежат в середине реальных тел. Эти фиктивные распределения заряда определяются из условия эквипотенциальности поверхности проводников $\Phi_{\text{проводника}} = \text{const}$, а также из условий непрерывности тангенциальной составляющей вектора напряженности электрического поля $E_{2n} - E_{1n} = 0$ и нормальной составляющей вектора электрического смещения $D_{2n} - D_{1n} = \sigma$ на границах распределения диэлектриков.

Изложение основного материала. Рассмотрим суть интегральных методов на примере расчета электростатического поля проводящего тела, помещенного в однородную среду с диэлектрической проницаемостью ϵ , которая ограничена поверхностью S , и к которой приложено напряжение V (рисунок 1).

Пусть в середине тела по поверхности S_1 распределен заряд с неизвестной плотностью σ . Рассчитаем потенциал, наведенный этим распределенным зарядом в произвольной точке B поверхности S . Для этого на по-

верхности S_1 возьмем произвольную точку A и выделим в ее окрестности бесконечно малую площадку dS_{1A} , плотность заряда на которой обозначим σ_A .

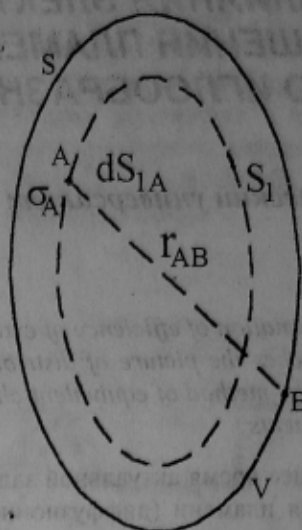


Рисунок 1 – К расчету электростатического поля интегральным методом

Тогда потенциал в точке B определяется как

$$U_B = \int_{S_1} \frac{\sigma_A \cdot dS_{1A}}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot r_{AB}} \quad (1)$$

Поскольку в любой точке поверхности проводника S должно выполняться условие равенства потенциала его поверхности приложенному напряжению, то получаем следующее интегральное уравнение относительно неизвестного распределения заряда A по поверхности S_1

$$\int_{S_1} \frac{\sigma_A \cdot dS_{1A}}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot r_{AB}} = V \quad (2)$$

Интегральные методы расчета электростатических полей разделяют по способу размещения фиктивной поверхности S_1 в середине поверхности S :

1. Поверхность S_1 целиком размещается в середине поверхности S , нигде не пересекаясь с последней. Соответствующий метод называется методом эквивалентных зарядов (МЭЗ). Чтобы упростить его реализацию, в большинстве случаев распределение заряда по поверхности S_1 принимается не непрерывным, а дискретным. Это означает, что на поверхности S_1 размещаются точечные, линейные, кольцевые или какие-нибудь другие сосредоточенные эквивалентные заряды (ЭЗ). Выбор их конкретного вида определяется формой тела.

2. Поверхность S_1 целиком совпадает с поверхностью S . Соответствующий метод называется методом интегральных уравнений (МИР). Таким образом, в МИР заряд полагается распределенным по поверхности тела S .

Рассмотрим проводник, ограниченный поверхностью S , к которому прикладывается потенциал V (рисунок 2). Реальное распределение заряда по поверхности проводника заменяется системой из двадцати одного

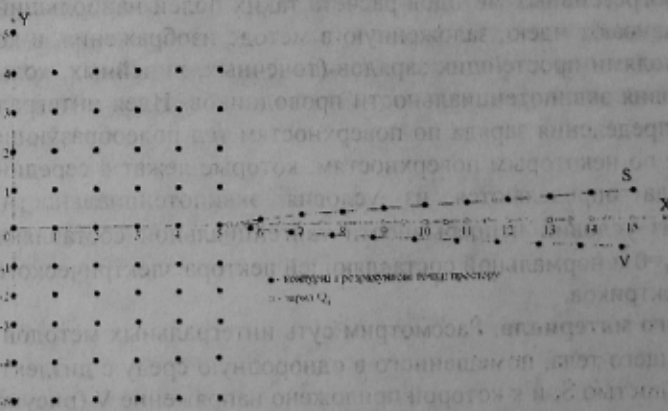


Рисунок 2 – К расчету электростатического поля методом эквивалентных зарядов

точечного эквивалентного заряда Q_i , $i=1, 2, \dots, 21$, расположенных внутри тела по оси симметрии. На поверхности S размещается двадцать одна контурная точка (КТ) KT_j , $j=1, 2, \dots, 21$. Потенциал каждой точки V_j считаем равным напряжению $V=30000$ В. Тогда для КТ записываем уравнение

$$\sum_{i=1}^{21} \frac{Q_i}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot r_{ij}} = V_j, \quad (3)$$

где r_{ij} - расстояние от i -го заряда до j -ой КТ.

$$r_{ij} = \sqrt{(x_j - x_i)^2 + (y_j - y_i)^2}, \quad (4)$$

где x_i, y_i - координаты зарядов, а x_j, y_j - координаты КТ.

Система уравнений (3) может быть записана в матричной форме

$$P \cdot Q = V, \quad (5)$$

где P - матрица потенциальных коэффициентов размером 21×21 ,

Q - вектор-столбец эквивалентных зарядов,

V - вектор-столбец потенциалов КТ V_j , $j=1, 2, \dots, 21$.

Решив систему (5) относительно неизвестных ЭЗ Q_i , можно определить составляющие E_x, E_y вектора напряженности \vec{E} в любой точке плоскости xu с координатами x_0, y_0

$$E_x = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0} \cdot \sum_{i=1}^{21} \left\{ Q_i \cdot \frac{x_0 - x_i}{[(x_0 - x_i)^2 + (y_0 - y_i)^2]^{3/2}} \right\}, \quad (6)$$

$$E_y = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0} \cdot \sum_{i=1}^{21} \left\{ Q_i \cdot \frac{y_0 - y_i}{[(x_0 - x_i)^2 + (y_0 - y_i)^2]^{3/2}} \right\}. \quad (7)$$

Исходя из этого, получаем следующие данные для расчета поля уединенной иглы.

$$r_{ij} = \sqrt{(x_j - x_i)^2 + (y_j - y_i)^2}$$

1390136

$E_y =$	1.076×10^3	1.495×10^3	2.419×10^3	5.998×10^3	0	-5.998×10^3	-2.419×10^3	-1.495×10^3	-1.076×10^3
	950.448	1.27×10^3	1.888×10^3	3.298×10^3	0	-3.298×10^3	-1.888×10^3	-1.27×10^3	-950.448
	826.309	1.049×10^3	1.385×10^3	1.671×10^3	0	-1.671×10^3	-1.385×10^3	-1.049×10^3	-826.309
	709.039	848.768	992.738	913.8	0	-913.8	-992.738	-848.768	-709.039
	602.886	680.239	714.375	549.974	0	-549.974	-714.375	-680.239	-602.886
	510.032	544.503	523.64	358.644	0	-358.644	-523.64	-544.503	-510.032
	430.816	437.867	392.89	248.904	0	-248.904	-392.89	-437.867	-430.816
	364.351	354.955	301.805	181.241	0	-181.241	-301.805	-354.955	-364.351
	309.123	290.55	236.94	137.014	0	-137.014	-236.94	-290.55	-309.123

Зная, что $E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}$, получаем картину электростатического поля в виде матрицы напряженностей

поля E

НАУКОВО-ТЕХНІЧНА
БІБЛІОТЕКА
ДОНДТУ

$$E = \begin{pmatrix} 1.31 \times 10^3 & 1.842 \times 10^3 & 2.976 \times 10^3 & 7.216 \times 10^3 & 7.484 \times 10^4 & 7.216 \times 10^3 & 2.976 \times 10^3 & 1.842 \times 10^3 & 1.31 \times 10^3 \\ 1.216 \times 10^3 & 1.678 \times 10^3 & 2.603 \times 10^3 & 5.232 \times 10^3 & 1.12 \times 10^4 & 5.232 \times 10^3 & 2.603 \times 10^3 & 1.678 \times 10^3 & 1.216 \times 10^3 \\ 1.118 \times 10^3 & 1.502 \times 10^3 & 2.193 \times 10^3 & 3.584 \times 10^3 & 5.042 \times 10^3 & 3.584 \times 10^3 & 2.193 \times 10^3 & 1.502 \times 10^3 & 1.118 \times 10^3 \\ 1.02 \times 10^3 & 1.329 \times 10^3 & 1.818 \times 10^3 & 2.556 \times 10^3 & 3.071 \times 10^3 & 2.556 \times 10^3 & 1.818 \times 10^3 & 1.329 \times 10^3 & 1.02 \times 10^3 \\ 925.478 & 1.168 \times 10^3 & 1.508 \times 10^3 & 1.92 \times 10^3 & 2.147 \times 10^3 & 1.92 \times 10^3 & 1.508 \times 10^3 & 1.168 \times 10^3 & 925.478 \\ 836.873 & 1.025 \times 10^3 & 1.261 \times 10^3 & 1.505 \times 10^3 & 1.622 \times 10^3 & 1.505 \times 10^3 & 1.261 \times 10^3 & 1.025 \times 10^3 & 836.873 \\ 755.776 & 900.821 & 1.067 \times 10^3 & 1.22 \times 10^3 & 1.287 \times 10^3 & 1.22 \times 10^3 & 1.067 \times 10^3 & 900.821 & 755.776 \\ 682.758 & 794.964 & 914.343 & 1.015 \times 10^3 & 1.056 \times 10^3 & 1.015 \times 10^3 & 914.343 & 794.964 & 682.758 \\ 617.717 & 705.036 & 792.389 & 861.553 & 888.628 & 861.553 & 792.389 & 705.036 & 617.717 \end{pmatrix}$$

Для сопоставления результатов расчетов поля по методу ЭЗ с известными аналитическими формулами [2] был учтен такой факт: при определении электростатического поля системы электродов "игла-плоскость" его заменяют полем между софокусными гиперблоидами вращения, из которых один аппроксимирует иглу, а второй вырождается в плоскость. В этом случае эквипотенциалы поля также являются гиперблоидами вращения, уравнения которых имеют вид

$$\frac{x^2}{y^2} - \frac{y^2 + z^2}{c^2 - \lambda^2} = 1, \quad (8)$$

где λ - значение параметра, определяющего данную эквипотенциальную поверхность,
 c - фокус гиперболы.

Из (8) следует, что потенциал ϕ для данной системы является функцией только одной переменной λ и интегрирование уравнения Лапласа может быть выполнено непосредственно [2]

$$E = \frac{2 \cdot U \cdot c}{\ln \frac{c + \lambda_1}{c - \lambda_1} \cdot \sqrt{\lambda^4 + \frac{y^2 + z^2}{(c^2 - \lambda^2)^2}}} \cdot \frac{1}{\lambda \cdot (c^2 - \lambda^2)} \quad (9)$$

По этой формуле проводились сопоставительные расчеты напряженности поля вдоль оси x . Кривая $E=f(x)$, построенная по литературным данным, показала наличие минимума, чего в наших исследованиях не наблюдалось. Можно предположить, что это связано с отсутствием учета нулевых потенциалов поверхности плоского электрода. Тем не менее, порядок величин E сопоставим и рассматриваемая методика МЭЗ может использоваться для последующих расчетов электростатических полей с учетом объемного заряда, в том числе и трехмерных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Булгаков Ю.Ф., Кавера А.Л., Бершадский И.А. Разработка нового способа предотвращения возгораний шахтного высоковольтного оборудования//Известия Донецкого горного института, №1, 2004. – С. 60-63.
2. Верещагин И.П. и др. Основы электрогазодинамики дисперсных систем. – М.: Энергия, 1974. – 382 с.

Рекомендовано до друку д.т.н. проф. Ковальовим О.П.