

ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

В. И. ПОПКОВ

О ПОДВИЖНОСТИ ИОНОВ В УСЛОВИЯХ КОРОННОГО РАЗРЯДА

(Представлено академиком Г. М. Кржижановским 25 IV 1947)

Применимость известных табличных подвижностей в условиях коронного разряда в атмосферном воздухе, специфичных в отношении состава газа, высоких напряженностей поля и т. п., не была достаточно исследована. Как уже отмечалось (1, 2), сличение с опытом теоретических уравнений вольт-амперной зависимости короны приводит к противоречивым цифрам, часто намного превосходящим табличные (k_+ до $2,5 \frac{\text{см}}{\text{сек.}} \sqrt{\frac{V}{\text{см}}}$ и выше). Это — средние для всего объема разрядного промежутка подвижности, которые зависят к тому же от неподдающейся определению неточности используемых уравнений.

Исследуя электрическое поле внешней зоны коронирующих проводов, мы имели возможность определить подвижность более точным и непосредственным образом. Экспериментальное исследование поля при схеме коронирующей провод — плоскость производилось методом характеристик зонда (3, 4), позволяющим при определенных условиях измерить как потенциал пространства Φ , так и произведение kN подвижности k на плотность ионов N . При униполярной короне на одном из электродов поле описывается нижеследующими уравнениями*:

$$\text{div } \vec{E}_2 = \frac{e}{\epsilon_0} N, \quad (1) \quad \vec{j} = e \vec{E}_2 k N, \quad (2) \quad \text{div } \vec{j} = 0. \quad (3)$$

Здесь \vec{E}_2 — напряженность поля; \vec{j} — плотность тока; e — элем. заряд. На линии симметрии можно выразить \vec{E}_2 через вектор лапласова поля, \vec{E}_1 — посредством скалярной функции координат $\vartheta = \vec{E}_2 / \vec{E}_1$. Тогда из (1), (2) и (3) находим:

$$\vec{E}_1 \text{ grad } \vartheta = \frac{e}{\epsilon_0} N, \quad (4)$$

$$\vec{E}_1 \text{ grad } c_1 = 0, \quad c_1 = \vartheta k N = j / e E_1, \quad (5)$$

где c_1 — константа вдоль силовой линии. Отсюда получаем два уравнения, определяющих k :

$$k_s = \frac{e (kN)}{\epsilon_0 E_1 | \text{grad } \vartheta |}, \quad (6)$$

$$k_T = \frac{e j_s}{\epsilon_0 E_1 E_{1s} \vartheta | \text{grad } \vartheta |}. \quad (7)$$

* Без учета диффузии ионов, влияние которой в сильном поле короны ничтожно мало.

По (6) k определяется через величину kN , измеряемую зондом; по (7) — через плотность тока, измеряемую у некоронирующего электрода (индекс s).

Картина поля вдоль центральной силовой линии при отрицательной короне показана на рис. 1 и 2*. Графическим дифференцированием экспериментальной кривой Φ были определены E_2 и, соответственно, ϑ и $\text{grad } \vartheta$, входящие в (6) и (7). Кривые k_3 и k_T , вычисленные по (6) и (7), показывают** более непосредственно изменение k_- в функции от координат поля. В удалении от проводов k_- оказывается постоянным и численно близким к табличной подвижности***, тогда

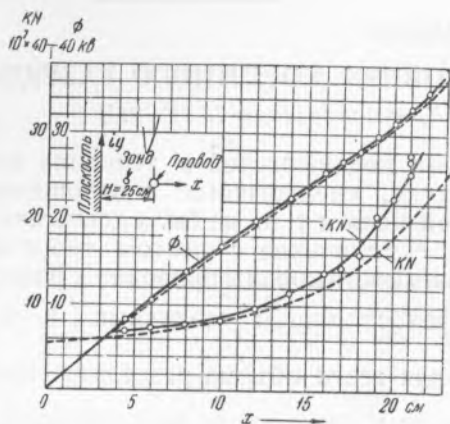


Рис. 1. Распределение плотности ионов и потенциала поля по центральной силовой линии. Отрицательная корона $U = 50,5$ kV, $I = 58,5$ μ A/м, $P = 740$ мм; $t^\circ = 21^\circ$ С. Влажность 64—70%. — измерено зондом; --- вычислено

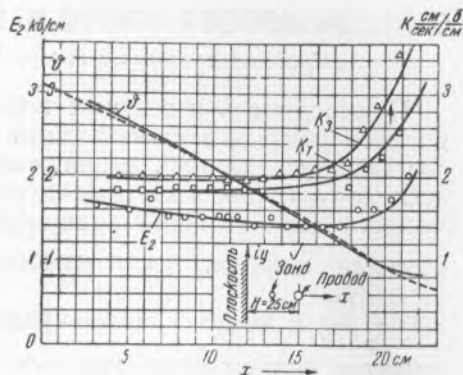


Рис. 2. Напряженность поля и подвижность ионов. Отрицательная корона $U = 50,5$ kV, $I = 58,5$ μ A/м

как вблизи провода как в приведенной, так и в ряде других серий измерений мы обнаруживаем определенные изменения подвижности. Аналогичные исследования поля положительной короны показывают, что k_+ и k_- непостоянно, хотя характер изменения k_- и k_+ различен.

В обоих случаях напряженность поля ($E/p \leq 3 \frac{V}{\text{см}} / \text{тор}$) значительно меньше критической, когда подвижность становится зависимой от E/p . Обнаруженные нами изменения объясняются иными причинами.

Небольшой начальный подъем k_- на рис. 2 может быть связан с уменьшающимся влиянием утяжеления ионов O_2 во влажном воздухе, как это наблюдалось Зелени (5) и другими. Более крутой подъем k_- в области $x > 17$ см находит объяснение в связи с идеями Дж. Томсона (6) о влиянии на величину k_- примеси электронов, в данном случае проникающих за пределы чехла короны. Написав уравнение результирующей подвижности k при смеси n_1 электронов с подвижностью k_1 и n_2 ионов с подвижностью k_2 и подставляя известное уравнение

* Пунктирные кривые на рис. 1 и 2 вычислены при учете $k_- = 1,8 = \text{const}$ с помощью (5) и решения для функции ϑ , указанного в сообщении (12).

** Небольшое различие между k_3 и k_T объясняется, повидимому, неточностью измерения j_s методом пробной пластинки.

*** После приведения к нормальным условиям.

для n_1 в функции от пройденного пути x (6), получим при $n_1 \ll n_2$:

$$\ln \frac{n_1}{n_2} \approx \ln \frac{k - k_2}{k_1} \quad (8)$$

$$\ln \frac{n'_1 | n'_2}{n''_1 | n''_2} = \frac{1,35 \cdot 10}{k_1^2 E_2} h (x^n - x'), \quad (9)$$

где h — вероятность прилипания электрона. Подстановка в (8) k согласно рис. 2 действительно дает для $\ln n_1/n_2$ линейную зависимость от пути x , согласующуюся с (9). Такое построение ($k_1=1000$; $k_2=1,8$) показано на рис. 3, где прямая I вычислена по данным рис. 2, а прямая II — по данным другой серии экспериментов при уменьшенной в $1^{1/2}$ раза силе тока короны. Если подставить угловой коэффициент прямых I и II ($0,55 \text{ см}^{-1}$) в (9), то при среднем $E_2=1,7 \text{ кВ/см}$ получаем $h=0,72 \cdot 10^{-6}$, что почти точно совпадает с величиной h , измеренной Бейли (7) в воздухе при $E/p=2 \text{ В/см.тор}$.

В свете этих данных находят объяснение те из упомянутых высоких средних k_+ , которые были определены с помощью достаточно точных уравнений характеристик. Укажем, например, на данные Таунсенда (8), определившего при пониженном давлении воздуха $k_- \approx 3$.

Обнаруженные изменения k_+ можно объяснить явлением старения ионов, т. е. образованием тяжелых комплексных ионов. В связи с этим k_+ , вычисленные по (6) в различных точках поля и при разной силе тока короны, хорошо обобщаются, если расположить их в зависимости от времени движения* ионов от провода до данной точки поля, как это показано на рис. 4. Максимальная (ок. 1,9) и минимальная (ок. 1,2) величина k_+ рис. 4 согласуются, если учесть соответственный возраст ионов, с данными измерений других авторов, проводившихся в отличных условиях, например Эриксона (9), Тиндала (10) и др. Среднее k_+ при больших временах оказывается также близким к известному табличному значению $k_+=1,4$. По установившемуся взгляду изменение k_+ принимается как результат трансформации от состояния молекулярного иона ($k_{+ \text{max}}$) к комплексному ($k_{+ \text{min}}$) в связи с прилипанием молекул озона или окислов азота. Поэтому можно исходить опять из уравнения для результирующей подвижности при наличии ионов двух состояний, а убыль быстрых ионов представить по закону (10), наблюдавшемуся Валашек (11):

$$dn = -\lambda n dt, \quad (10) \quad k_+ = 1,2 + 0,7 e^{-125 t}, \quad (11)$$

* Используя решение для Φ (12), время вычислялось по уравнению

$$t \approx \frac{H^2 \ln(2H/a)}{k_+ V} \int_{2k\Phi}^{\infty} \frac{S}{d} d2K\Phi.$$

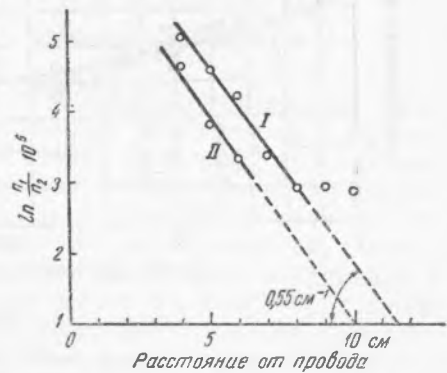


Рис. 3. Подвижность положительных ионов во внешней зоне короны. Вычислено по данным измерений поля зондом. Приведено к 760 мм Hg и 20°C

где t — возраст ионов. Отсюда при указанных выше k_{\max} и k_{\min} получим уравнение (11) для результирующего k_+ . При подобранном $\lambda = 125 \text{ сек.}^{-1}$ уравнение (11), как показывает кривая на рис. 4, неплохо соответствует средним значениям измеренных подвижностей во всем интервале t . Более высокое λ , чем в опытах Валашек, вполне согласуется с опытами Тиндаля⁽¹⁰⁾, наблюдавшего увеличение скорости трансформации при наличии в воздухе озона, что как раз имеет место в условиях короны.

Резюмируя, мы приходим к нижеследующим выводам. При расчетах коронного разряда должно учитываться непостоянство как k_+ , так и k_- . Этот учет особенно важен при моделировании явления, малых межэлектродных расстояниях и интенсивной короне. При боль-



Рис. 4

Точки	Область измерения	Напряжение, кВ	Ток короны, $\mu\text{А/м}$	Давление, мм Нг	Т-ра, °С	Влажность, %
1	Центральная силовая линия	45	27,5	732,5	15,8	47-58
2		45	27,5	737,5	18,8	52
3		45	25	747	14,5 18	48
4		45	32,5	731,6 736,5	20,2-22,4	56 64
5		50,5	49,5	746	22	70
6	Эквипотенциальная поверхность $x = 5 \text{ см}$	45	25,5	746	17,1	58

ших межэлектродных расстояниях, например стационарная корона на линиях передачи, можно принимать средние постоянные k_+ и k_- равными подвижностям так называемых „нормальных ионов“.

Энергетический институт
им. Г. М. Кржижановского
Академии Наук СССР

Поступило
25 IV 1947

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ С. Жебровский и В. Попков, Электричество, № 20, 47 (1937). ² Н. Капцов, Изв. АН СССР, ОТН, 8, № 5, 280 (1944). ³ Y. Satoh, Mem. Ryojun Coll. Eng., 313, 205 (1932). ⁴ В. Попков, Электричество, № 7, 65 (1938). ⁵ J. Zelenu, Phys. Rev., 38, 969 (1931). ⁶ J. Thomson, Conduction of El. through Gase, 1, Cambridge, 1928. ⁷ V. Bailey, Phil. Mag., 22, 825 (1925). ⁸ J. Townsend, ibid., 28, No. 163, 83 (1914). ⁹ H. Erikson, Phys. Rev., 24, 502 (1924). ¹⁰ A. Tyndall, Proc. Roy. Soc., A, 121, 172, 185 (1933). ¹¹ L. Valasek, Phys. Rev., 29, 542 (1927). ¹² В. И. Попков, ДАН, 58, № 5 (1947).