

В. И. ПОПКОВ

ТЕОРИЯ БИПОЛЯРНОЙ КОРОНЫ НА ПРОВОДАХ

(Представлено академиком Г. М. Кржижановским 26 IV 1947)

При постоянном напряжении коронирование двух параллельных проводов разной полярности (биполярная корона) связано с значительно большей силой тока, чем ток униполярного разряда.

1. Этот факт подсказывает мысль о наличии здесь определенного взаимодействия двух разрядов. Обычно указывают ⁽¹⁾ на взаимную компенсацию зарядов разноименных ионов во внешней зоне. Капцов ⁽²⁾ переносит это взаимодействие в чехол короны, указав, что проникание внешних ионов в зону ионизации приведет к увеличению числа электронных лавин и, в конечном счете, к снижению критического градиента. Предполагалось, что последний механизм должен обусловить наличие во внешней зоне практически униполярного, положительного заряда, исключаяющего существенное влияние компенсации зарядов. Проведенное нами исследование* электрического поля и распределения объемного заряда ионов приводит к выводу, что имеют место одновременно оба момента взаимодействия как во внешней зоне, так и в чехле.

На рис. 1. показана типичная картина распределения потенциала Φ и градиента поля E_2 , а также произведения плотности ионов N на

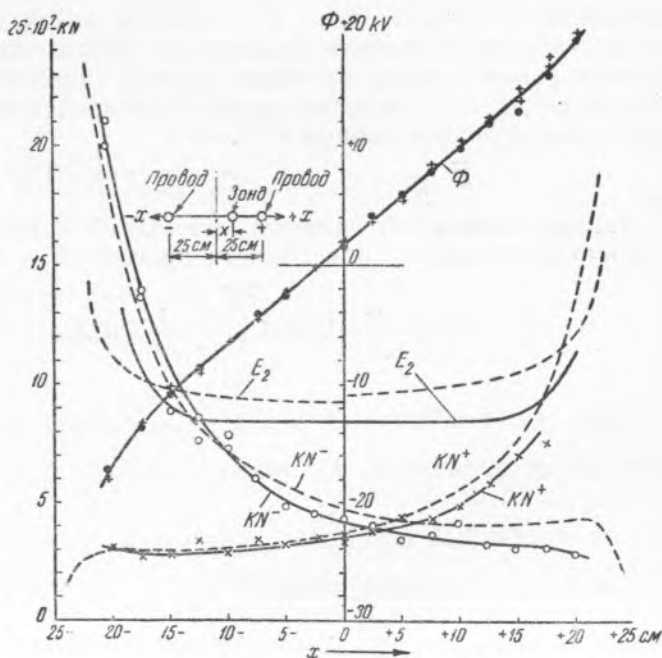


Рис. 1. Корона на 2 проводах. Распределение потенциала, градиента и плотности ионов по центральной силовой линии: $U=70$ kV, $I=34,5$ μ A/м; — измерено зондом; — вычислено

* В проведении экспериментов участвовала С. И. Рябая. Измерения производились методом характеристик зонда ^(3,4) с контрольной проверкой потенциала поля накаливаемым зондом.

их подвижность k . Здесь обнаруживаются в действительности симметричное распределение kN^+ и kN^- и заметная убыль рекомбинировавших ионов *. Исходя из представлений о короне как разряде, ограниченном в развитии объемным зарядом, можно считать вероятным, что различие элементарных процессов в положительном и отрицательном чехлах должно вести скорее к небольшому неравенству градиентов в чехлах (E_0'), чем к асимметрии объемного заряда. Т. е. из условия равновесия $\gamma \exp f \alpha (E_0'_{-}) dl = \omega \exp f \alpha (E_0'_{+}) dl$ должно следовать $E_0'_{+} < E_0'_{-}$ при $\gamma \ll \omega$. Здесь α и γ — известные параметры таунсендовской теории, ω — число новых лавин в положительном чехле на 1 внешний отрицательный ион. Неравенство градиентов находит подтверждение в обнаруженном нами смещении кривой потенциала, заметном и на рис. 1. Таким образом, процессы в чехле не исключают влияния компенсации зарядов. Вместе с тем оба момента взаимодействия ограничиваются рекомбинацией ионов, играющей роль фактора, стабилизирующего биполярную корону.

2. Строгое решение задачи об уравнении вольтамперной зависимости с учетом указанных особенностей наталкивается на большие формальные трудности. Исследования полей униполярной короны (провод — плоскость) и биполярной короны показали нам, что при не слишком больших токах изменение напряженности поля $\vec{E}_2$ от влияния объемного заряда ионов можно в значительной части поля выразить, как это делает Дейч (5), с помощью скалярной функции координат $\mathfrak{D} = \vec{E}_2 / \vec{E}_1$. Здесь $\vec{E}_1$ — вектор лапласова поля, $\text{div } \vec{E}_1 = 0$. Тогда решение уравнения Пуассона с учетом непрерывности тока и условия рекомбинации приводит к ряду нижеследующих уравнений, описывающих электрическое поле и распределение плотности ионов при коронирующих проводах **.

$$\vec{E}_1 \text{ grad } C_2 = 0; \quad C_2 = \mathfrak{D} (k^+ N^+ + k^- N^-). \quad (1)$$

Таким образом, C_2 является константой вдоль силовой линии. При граничном условии у поверхности провода $E_2 = E_0'$, $E_1 = E_{1a}$

$$\mathfrak{D}^2 = \frac{4e}{\varepsilon_0 k^-} C_2 K H^2 \int_{2K\varphi}^{2KV} \frac{f-1}{\xi f+1} S d2K\varphi + \left(\frac{E_0'}{E_{1a}} \right)^2. \quad (2)$$

Здесь $f = N^+ / N^-$, $\xi = k^+ / k^-$, V — потенциал провода, $2H$ — расстояние между проводами, a — радиус провода, $S = \left(2KH \left| \frac{dW}{dz} \right| \right)^{-2}$, где

W — комплексный потенциал поля $\vec{E}_1$; $W = \varphi + i\psi = \frac{1}{2K} f(z)$. При условии симметрии распределения N^+ и N^- , т. е. $f=1$ в средней плоскости,

$$\frac{\int_1^f \mathcal{G}(f) df}{\int_1^\infty \mathcal{G}(f) df} = \frac{\int_0^{2K\varphi} S d2K\varphi}{\int_0^\infty S d2K\varphi}, \quad \mathcal{G}(f) = \frac{f^2 \frac{e}{\varepsilon_0} \frac{k^+}{\mu} - 1}{\frac{e}{\varepsilon_0} \frac{k^+ + k^-}{\mu} (\xi f + 1)}, \quad (3)$$

где μ — коэффициент рекомбинации. Уравнение (3) приводит к весьма примечательному результату. Хотя N^+ и N^- в каждой точке поля изменяются с интенсивностью короны, их отношение f , согласно (3),

* Количественный анализ кривых kN^+ и kN^- позволяет вычислить отсюда коэффициент рекомбинации в условиях короны.

** Ур-ния (2), (3) относятся к области от средней плоскости до положительного провода. Аналогичные соотношения получаются для противоположной половины поля.

зависит лишь от функции S и может рассматриваться как заданная функция $2K\varphi$ и $2K\psi$. Вычисления по (1) — (3) дали хорошее согласие с данными измерений зондами. В частности это видно на рис. 1*.

Используя (3), можно подойти к оценке градиента у проводов, если найти f на условной границе чехла короны. Координата последней l_0 определяется из условия $\alpha \ll 1$ и может быть выражена как функция E'_0 . Допустив, на основании указанной выше гипотезы Капцова, что число лавин, например, в положительном чехле соизмеримо ($\omega \cong 1$) с числом внешних ионов N^- , получим приближенно:

$$\int_{l_0}^a \alpha(E'_0) dl \cong \ln f_{l_0}. \quad (4)$$

Аппроксимировав известные функции $\alpha(E)$ и решая (4) совместно с (3), находим E'_0 , некоторые значения которого указаны в табл. 1. Интересно отметить, что E'_0 оказывается зависящим не только от a , но также и от $2H/a$.

3. Чтобы найти распределение плотности тока j_s в средней плоскости (индекс S) в функции от напряжения на проводах, приходится упростить задачу, используя относительное постоянство N^+ или N^- после перехода ионов за среднюю плоскость (нижние ветви kN^+ и kN^- на рис. 1). Оно объясняется противоположным влиянием концентрации линий поля, с одной стороны, и рекомбинации с встречными ионами, с другой. При этом условии решение уравнения Пуассона дает:

$$(k^+N^+ + k^-N^-)_s \cong \frac{\epsilon_0}{e} (k^+ + k^-) (U - U'_0); \quad L = \int_0^\infty (f - 1) 2K\varphi \cdot S d2K\varphi. \quad (5)$$

Подставляя (5) и (1) в (2), находим $\mathfrak{D}_S$ и j_s , поскольку

$$j_s = e (k^+N^+ + k^-N^-)_s \mathfrak{D}_S E_{1s}. \quad (6)$$

Полный ток короны определится после интегрирования (6) по всем силовым линиям, т. е. по координате $2K\psi$. После вычисления всех функций уравнение вольтамперной характеристики, дающее ток короны в амперах на метр длины двухпроводной линии, принимает вид:

$$I = \frac{3,95 \cdot 10^{-12} (k^+ + k^-) \left(\frac{k^+}{k^-} + 1 \right)}{\delta H^2} (U - U'_0)^2 + \frac{1,02 \cdot 10^{-11} (k^+ + k^-) U (U - U'_0)}{\delta H^2 \ln \frac{2H}{a} \cdot \left[0,35 \left(\frac{k^+}{k^-} + 1 \right) \ln \frac{2H}{a} \cdot \frac{U}{U'_0} \left(\frac{U}{U'_0} - 1 \right) + 1 \right]}. \quad (7)$$

Здесь U — в кВ, a и H в см.; δ — относительная плотность воздуха.

4. Средняя граничная напряженность $E'_0 = \frac{E'_{0+} + E'_{0-}}{2}$, выраженная

* Хорошее согласие с данными экспериментов дали также расчеты поля униполярной короны — провод — плоскость. При этом (3) отпадает, а в (1) и (2) N^+ или N^- равно нулю.

в (5) и (7) через условное напряжение $U_0' = 2E_0' m_0 a \ln \frac{2H}{a}$, имеет здесь значение критического градиента биполярной короны. Эмпирическое значение E_0' находится путем сличения (7) с опытными кривыми $I(U)$. Соответствие найденных отсюда цифр E_0' с теоретическими предположениями можно рассматривать как критерий адекватности (7). Такие расчеты были нами проделаны при использовании кривых $I(U)$ (гладкие провода) *, измеренных нами и другими авторами (6). Во всех случаях, в согласии с гипотезой о взаимодействии через процессы в чехле короны, E_0' , вытекающее из (7), было ниже, чем E_0 — известный градиент для униполярной короны. Некоторые из результатов приведены в табл. 1. Вместе с тем эти эмпирические E_0' хорошо обобщаются кривой E_0' ($a, 2H/a$), если вычислить ее по (4).

5. Опытная проверка рассмотренной теории была произведена путем сравнения расчетов тока и потерь энергии с измерениями как нашими, так и в особенности других авторов (6,7), не нашедшими ранее какого-либо обобщения. Во всех случаях было получено удовлетворительное согласие расчетов и опыта в области существенных потерь энергии (табл. 2). На основании рассмотренной теории можно предвидеть некоторые важные особенности высоковольтных линий постоянного тока. В частности, в противоположность существующему мнению (6), потери энергии на корону должны быть во много раз ниже, чем на соответствующих линиях переменного тока **.

Таблица 2

Потери на биполярную корону

Измерения	Автора		Штригель (6)				Кюн (7)	
	15	38	30	50	90	50	50	
H/a , см/см	0,056	0,056	0,15	0,25	0,6	0,257	0,377	
Напряжение, kV	60 90	60 90	90 116	131 146	243	108 151	145	
Потери, kW/км								
Измерено	4,2 33	0,12 2,9	1 5	0,3 1	1 0,54	4,6 1,4		
Вычислено	3,8 29	0,17 2,5	0,8 5	0,2 1	0,7 0,37	4,7 1,2		

Автор приносит благодарность проф. И. С. Стекольникову за постоянное внимание и поддержку настоящей работы.

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

Поступило
26 IV 1946

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ A. Engel und M. Steenbeck, Elektrische Gasentladungen, ihre Physik und Technik, 2, Berlin, 1934. ² Н. Капцов, Физические явления в вакууме и разреженных газах, 1937. ³ Y. Satoh, Mem. Rejun Coll. Eng., 5, 314, 205 (1932). ⁴ В. И. Попков, Электричество, № 7, 65 (1938). ⁵ W. Deutsch, Ann. d. Phys., 16, 588 (1933). ⁶ R. Strigel, Wiss. Veröff. S. W., 15, H; 1, 68 (1936). ⁷ E. Kühn, ETZ, 55, 22, 609 (1935). ⁸ B. H. Henning, Confer. Intern. d. Grands Réseaux El. à H. Tens, Paris, No. 135, 1946.

* Для витых проводов практической конструкции, используя измерения Кюн (7), была найдена поправка в виде так называемого «коэффициента неровности» m_0 . Его численное значение оказалось около 0,8 и мало отличается от известных данных Пика для короны переменного тока.

** Этот вывод недавно нашел известное подтверждение в опубликованных материалах практических измерений (8).