

СНИЖЕНИЕ НАПРЯЖЕНИЯ СТАТИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ГАЗА ПРИ НАЛИЧИИ СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В РАЗРЯДНОМ ПРОМЕЖУТКЕ

У. Юсупалиев, В. Г. Еленский¹

В рамках теории лавинных разрядов определена зависимость напряжения электрического пробоя газа U_B при наличии постоянного внешнего ионизатора в разрядном промежутке от расстояния между анодом и катодом d , давления p и других характеристик газа. Рассмотрен случай, когда пространственный заряд, созданный внешним ионизатором, не искажает электрическое поле в разрядном промежутке. При отсутствии внешнего ионизатора полученная зависимость сводится к известному выражению напряжения пробоя газа (закону Пашена).

Обычно для инициирования сильноточного разряда в газах высокого давления (порядка атмосферного и выше) в промежутке длиной 0.05–0.2 м применяются тонкие металлические проволочки между электродами [1, 2]. При электрическом взрыве проволочек наблюдается пауза тока, в течение которой напряжение между электродами резко увеличивается за время порядка наносекунды. Измерение этого напряжения показывает, что его величина недостаточна для электрического пробоя разрядного промежутка. Тем не менее, после паузы тока такой пробой происходит – по газу, окружающему проволочку. Этот эффект можно объяснить снижением величины напряжения пробоя при наличии электронов, эмитированных из проволочки во время ее нагрева и разрушения.

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119992, Москва, Россия, nesu@phys.msu.ru

Также известно, что когда величина напряжения, приложенного к разрядному промежутку, недостаточна для электрического пробоя, то для инициирования разряда используется УФ подсветка газа. Такая подсветка используется и для получения коротких высоковольтных импульсов напряжения [3]. Так, в работе [4] этот эффект использован для получения коротких (~ 30 пс) импульсов в CO_2 лазере. Причем авторы этой работы показали, что подобных результатов можно достигнуть и при использовании в качестве источника УФ излучения искрового разряда. Таким образом, снижение напряжения пробоя сопровождается уменьшением его длительности. Однако количественное описание этого эффекта до сих пор отсутствует.

Возможность снижения напряжения пробоя при наличии внешнего ионизатора рассмотрена автором работы [5]. В ней для ионизационного нарастания μ_1 , характеризующего лавинное размножение электронов в разрядном промежутке, получено следующее выражение:

$$\mu_1 = \left(1 + \frac{n_1}{n_0}\right) \gamma \left(e^{\int_0^d \alpha_1 dx} - 1 \right), \quad (1)$$

n_0 – число электронов, эмитированных катодом, n_1 – число электронов, создаваемых внешним ионизатором, γ – коэффициент вторичной эмиссии электронов с поверхности катода, α_1 – первый коэффициент ионизации Таунсенда при наличии внешнего ионизатора. При отсутствии внешнего ионизатора ($n_1 = 0$) выражение (1) сводится к известному выражению для ионизационного нарастания μ :

$$\mu = \gamma \left(e^{\int_0^d \alpha dx} - 1 \right), \quad (2)$$

где α – первый коэффициент ионизации Таунсенда без внешнего ионизатора. Из сравнения (1) и (2) автор работы [5] сделал вывод о том, что $\mu_1 > \mu$ и, соответственно, $U_{B1} < U_B$ (U_{B1} и U_B – напряжения пробоя при наличии внешнего ионизатора и без него). Однако выражение для U_{B1} в зависимости от числа электронов n_1 , создаваемых внешним ионизатором, получено не было.

Целью данной работы является вывод такого выражения при наличии постоянного внешнего ионизатора.

Определим величину напряжения электрического пробоя газа U_{B1} при наличии постоянного внешнего ионизатора между плоскими электродами на основе теории лавинных разрядов. Рассмотрим случай, когда объемный заряд, возникающий под действием

внешнего ионизатора, не искажает однородность электрического поля между анодом и катодом. При этом можно считать, что первый коэффициент ионизации Таунсенда μ_1 не зависит от координат, т.е. $\alpha_1 = \text{const}$.

Т а б л и ц а

Процессы, происходящие на катоде	Процессы, происходящие в газе между катодом и анодом	Количество электронов, пришедшее на анод за один цикл
<p>1 цикл</p> <p>Один электрон эмитируется с катода</p>	<p>$(e^{\alpha_1 d} - 1)$ пар ионов возникают в результате ионизации одним электроном, эмитированным с катода, и $\frac{S(dn_1/dt)\Delta t}{\alpha_1}(e^{\alpha_1 d} - 1)$ пар ионов возникает под действием внешнего ионизатора</p>	<p>$e^{\alpha_1 d} + \frac{S(dn_1/dt)\Delta t}{\alpha_1} \times (e^{\alpha_1 d} - 1)$</p>
<p>2 цикл</p> <p>$(e^{\alpha_1 d} - 1) + \frac{S(dn_1/dt)\Delta t}{\alpha_1}(e^{\alpha_1 d} - 1)$ ионов приходят, $\gamma \left[\left(1 + \frac{S(dn_1/dt)\Delta t}{\alpha_1} \right) (e^{\alpha_1 d} - 1) \right]$ электронов возникают в результате вторичной электронной эмиссии и уходят с катода</p>	<p>$\gamma \left[\left(1 + \frac{S(dn_1/dt)\Delta t}{\alpha_1} \right) (e^{\alpha_1 d} - 1) \right]$ пар ионов возникают в результате ионизации электронами</p>	<p>$\gamma \left[\left(1 + \frac{S(dn_1/dt)\Delta t}{\alpha_1} \right) \times (e^{\alpha_1 d} - 1) \right] e^{\alpha_1 d}$</p>
<p>3 цикл</p> <p>$\gamma \left[\left(1 + \frac{S(dn_1/dt)\Delta t}{\alpha_1} \right) (e^{\alpha_1 d} - 1) \right]^2$ ионов приходят, $\gamma^2 \left[\left(1 + \frac{S(dn_1/dt)\Delta t}{\alpha_1} \right) (e^{\alpha_1 d} - 1) \right]^2$ электронов уходят</p>	<p>$\gamma^2 \left[\left(1 + \frac{S(dn_1/dt)\Delta t}{\alpha_1} \right) (e^{\alpha_1 d} - 1) \right]^2$ пар ионов возникают в результате ионизации электронами</p>	<p>$\gamma^2 \left[\left(1 + \frac{S(dn_1/dt)\Delta t}{\alpha_1} \right) \times (e^{\alpha_1 d} - 1) \right]^2 e^{\alpha_1 d}$ и т.д.</p>

Пусть под действием внешнего ионизатора в единице объема газа межэлектродной области за единицу времени образуются $\frac{dn_1}{dt}$ электронов (пар электрон и положительный ион), а с поверхности катода не происходит испускание фотоэлектронов, и будем

считать, что $\frac{dn_1}{dt} = \text{const}$. Тогда каждый электрон, образованный на расстоянии x от анода, создает в результате размножения $e^{\alpha_1 x}$ электронов. Если пренебречь диффузией электронов, то их число, приходящее на анод за единицу времени, равно

$$S \int_0^d \left(\frac{dn_1}{dt} \right) e^{\alpha_1 x} dx = \frac{S}{\alpha_1} \left(\frac{dn_1}{dt} \right) (e^{\alpha_1 d} - 1),$$

а к моменту t после начала работы внешнего ионизатора ($t = 0$)

$$N_F = \frac{S(dn_1/dt)t}{\alpha_1} (e^{\alpha_1 d} - 1),$$

где S – площадь анода. Одновременно с этим в разрядном промежутке образуется такое же количество ионов, которые дойдя до катода, выбивают из его поверхности γN_F вторичных электронов (γ – коэффициент вторичной эмиссии электронов с поверхности катода). Вторичные электроны также ионизуют газ, и образованные ими ионы, приходя на катод, в результате вторичной электронной эмиссии снова выбивают электроны. Такой процесс размножения повторяется многократно до момента пробоя. Для определения полного тока рассмотрим процесс размножения электронов при эмиссии одного электрона с катода и наличии в разрядном промежутке свободных электронов, созданных внешним ионизатором. Краткое описание процесса размножения электронов приведено в таблице. Из нее видно, что сумма размноженных электронов N , приходящих на анод, на один первично эмитированный катодом электрон и N_F электронов, созданных внешним ионизатором за время t , равна:

$$N = e^{\alpha_1 d} (1 + g + g^2 + g^3 + \dots) + \frac{S(dn_1/dt)t}{\alpha_1} (e^{\alpha_1 d} - 1), \quad (3)$$

где $g = \gamma \left[\left(1 + \frac{S(dn_1/dt)t}{\alpha_1} \right) (e^{\alpha_1 d} - 1) \right]$. Из опытных данных следует [5–10], что $\gamma \ll 1$ и, следовательно, $g < 1$. Тогда ряд в скобке выражения (3) представляет собой бесконечную геометрическую прогрессию со знаменателем g и первым членом, равным единице, и поэтому:

$$N = \frac{e^{\alpha_1 d}}{1 - g} + \frac{S(dn_1/dt)t}{\alpha_1} (e^{\alpha_1 d} - 1).$$

Если число первичных (эмитируемых катодом) электронов равно n_0 , то вследствие ионизации газа электронами (эмитированным электроном и созданными внешним ионизатором) и вторичной электронной эмиссии с катода под действием положительных

ионов коэффициент размножения на аноде равен:

$$\frac{J_1}{J_0} = \frac{N}{n_0} = \frac{e^{\alpha_1 d} + \frac{Sd(dn_1/dt)t}{n_0 \alpha_1 d} (e^{\alpha_1 d} - 1)(1 - g)}{1 - \gamma \left(1 + \frac{Sd(dn_1/dt)t}{\alpha_1 d}\right) (e^{\alpha_1 d} - 1)}, \quad (4)$$

где J_0 – электрический ток, созданный электронами n_0 , эмитируемыми катодом, J_1 – суммарный электрический ток. Из (4) видно, что со временем величина тока J_1 растет и к моменту времени $t = \tau_B$ после начала работы внешнего ионизатора знаменатель выражения (4) станет равным нулю:

$$1 - \gamma \left(1 + \frac{Sd(dn_1/dt)\tau_B}{\alpha_1 d}\right) (e^{\alpha_1 d} - 1) = 0, \quad (5)$$

т.е. суммарный ток становится бесконечно большим – происходит пробой газа. Поэтому соотношение (5) представляет собой условие электрического пробоя газа при наличии постоянного внешнего ионизатора. Как видно из структуры выражения (5), условие пробоя при наличии внешнего ионизатора отличается от известного условия пробоя без ионизатора [5–10] дополнительным безразмерным членом $\left(\frac{Sd(dn_1/dt)\tau_B}{\alpha_1 d}\right)$, где $n_B = Sd(dn_1/dt)\tau_B$ – количество электронов, возникающих под действием внешнего ионизатора в объеме Sd между анодом и катодом за время пробоя τ_B , $\alpha_1 d$ – количество актов размножения, совершаемых электроном на длине промежутка между электродами в электрическом поле при наличии внешнего ионизатора.

Решение уравнения (5) относительно переменной $z = \alpha_1 d$ в зависимости от количества электронов n_B позволяет получить формулу для напряжения пробоя U_{B1} , если известна зависимость $\alpha_1 = f(U_{B1})$. В качестве таковой возьмем эмпирическую формулу Таунсенда [5–10]:

$$\frac{\alpha_1}{p} = A \exp\left(\frac{-Bpd}{U_{B1}}\right), \quad (6)$$

где $A \left[\frac{1}{\text{м} \cdot \text{Па}}\right]$ и $B \left[\frac{B}{\text{м} \cdot \text{Па}}\right]$ – размерные эмпирические постоянные, величины которых для различных газов можно найти в работах [5–10]. Определим теперь условие пробоя путем решения трансцендентного уравнения (5). Результаты численного решения этого уравнения относительно $z_0 = f(n_B)$ для $\gamma = 10^{-2}$ представлены на рис. 1. При известной величине z_0 из (6) для напряжения пробоя U_{B1} получим следующую формулу:

$$U_{B1} = \frac{B(pd)}{\ln \left[A(pd) / \ln \left\langle 1 + \frac{1}{\gamma \left(1 + \frac{Sd(dn_1/dt)\tau_B}{z_0}\right)} \right\rangle \right]}. \quad (7)$$

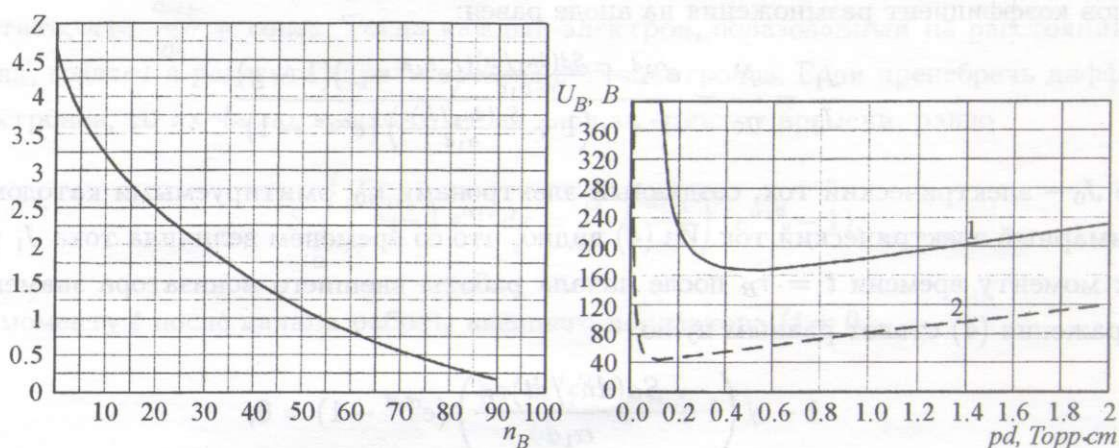


Рис. 1. Зависимость среднего числа электронов z_0 , размноженных одним первичным электроном в пространстве между катодом и анодом, от числа электронов n_B , созданных внешним ионизатором в том же пространстве при $\gamma = 10^{-2}$.

Рис. 2. Зависимость напряжения электрического пробоя U_{B1} в ксеноне от величины (pd) при двух значениях числа электронов n_B , созданных в разрядном промежутке внешним ионизатором. Кривая 1 соответствует $n_B = 0$ (отсутствие ионизатора), кривая 2 - $n_B = 30$.

Отсюда видим, что величина U_{B1} , помимо величин (pd) , A и B , зависит от количества электронов, возникающих под действием внешнего ионизатора в разрядном объеме Sd между анодом и катодом за время пробоя τ_B . При отсутствии внешнего ионизатора ($dn_1/dt = 0$) выражение (7) сводится к известному выражению напряжения пробоя газа (закону Пашена) [5-10]:

$$U_{B1} = \frac{Bpd}{\ln \left[\frac{A}{1+1/\gamma} \right] + \ln pd}. \quad (8)$$

На рис. 2 приведены кривая 1 и кривая 2, построенные по формулам (8) и (7) соответственно для ксенона при $\gamma = 10^{-2}$ и $n_B = 30$ ($z_0 = 1.25$). Видно, что при таких параметрах в разрядном объеме снижение величины напряжения пробоя составляет почти 2 раза.

Из (5) и (7) следует, что чем выше интенсивность внешнего ионизатора (больше величина (dn_1/dt)), тем быстрее достигается условие пробоя и меньше величина U_{B1} . Таким образом, наличие внешнего ионизатора одновременно приводит к снижению порога напряжения пробоя U_{B1} и сокращению длительности пробоя τ_B . Тем самым становится понятным экспериментальный факт формирования коротких высоковольтных импульсов напряжения с помощью УФ подсветки.

Считаем своим долгом выразить благодарность А. А. Рухадзе за помощь в работе и ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Электрический взрыв проводников, Т.1-2, под ред. А.А Рухадзе и И.С. Шпигеля, М., Мир, 1965.
- [2] А. Ф. Александров, А. А. Рухадзе, Физика высоковольтных электроразрядных источников света, М., Атомиздат, 1976.
- [3] А. А. Воробьев, Г. А. Воробьев, Г. А. Месяц, Использование некоторых свойств газового разряда для получения высоковольтных наносекундных импульсов. В сб. Успехи научной фотографии, Т.9, 142, 1964.
- [4] H. S. Kwok, E. Yablonovitch, Appl. Phys. Lett., **30**(3), 158 (1977).
- [5] Н. А. Капцов, Электроника (М., ГИТЛ, 1953).
- [6] J. M. Meek, J. D. Craggs, Electrical Breakdown of Gases (Oxford, Clarendon Press, 1953).
- [7] A. von Engel, Ionized Gases (Oxford, Clarendon Press, 1955).
- [8] Ю. П. Райзер, Физика газового разряда (М., Наука, 1987).
- [9] Ю. Д. Королев, Г. А. Месяц, Физика импульсного пробоя газов (М., Наука, 1991).
- [10] Г. А. Месяц, УФН **176**(10), 1069 (2006).

Институт общей физики
им. А. М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 20 декабря 2007 г.