

УДК 537.52;03;04

ОБ ОПТИМАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ ГЕНЕРАЦИИ ПУЧКА УБЕГАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ОДНОРОДНОМ ПРОБОЕ ГАЗА

С. И. Яковленко

Показано, что при однородном пробое газового промежутка должен иметь место аналог эффекта Столетова, т.е. максимум тока по давлению при заданном импульсе напряжения. Вычислены аналоги константы Столетова для импульсного несамостоятельного разряда в различных газах. Эти константы определяют также минимальное значение времени запаздывания момента пробоя. Показано, что при давлении, соответствующем максимуму тока, и при расстоянии между электродами, соответствующем длине дрейфа электрона за время импульса, должен достигаться максимальный ток электронного пучка, генерируемого в газонаполненном диоде.

За последние годы имело место существенное продвижение как теории, так и эксперимента в области генерации мощных субнаносекундных пучков электронов в газах атмосферного давления [1 – 4]. Генерация пучка происходит при превышении напряженностью поля некоторого критического значения, определяемого нелокальным критерием убегания электронов [5, 1 – 4]. Нелокальный критерий выполняется, когда плазма, образующаяся на катоде, подходит к аноду на близкое расстояние, сравнимое с обратным коэффициентом ионизации Таунсенда. Плазма как бы приближает катод к аноду, что приводит к выполнению нелокального критерия убегания электронов. Соответственно, использовался разряд в неоднородном электрическом поле [6, 1 – 4]. В этом разряде распространение ионизации происходит не за счет переноса электронов в ходе пробоя, а за счет размножения уже имеющихся фоновых электронов малой плотности в неоднородном поле [7 – 9, 1 – 4]. При этом очень важно достигнуть согласования момента времени, когда плазма подходит к аноду (фольге или сетке), с моментом достижения максимума импульса напряжения.

В данной работе рассмотрен вопрос об оптимальных условиях генерации пучка в однородном поле, когда нет волны размножения электронов фона, и ионизация происходит сразу во всем объеме. При этом будут существенно использоваться результаты работ [10, 11].

Законы подобия для импульсного пробоя. Начальная стадия импульсного пробоя. В начальной стадии размножения электронов, когда плазма еще не искажает напряженность приложенного электрического поля E , основные параметры, характеризующие скорость ионизации среды, являются функциями приведенной к давлению p (или к плотности газа N) напряженности электрического поля E/p (или E/N). Это позволяет по табулированным данным для некоторых параметров, являющихся функцией E/p , вычислить определяющие пробой величины как функцию времени t при заданной зависимости $E(t)$. Как известно, коэффициент Таунсенда α_i и частота ионизации $\nu_i = \alpha_i \cdot u_{ed}$ пропорциональны давлению и могут быть представлены в виде $\alpha_i = p \cdot \xi(E/p)$, $\nu_i = \alpha_i \cdot u_{ed} = p \cdot \psi(E/p)$. Здесь $u_{ed}(x)$ – дрейфовая скорость; $\xi(x)$ и $\psi(x) = u_{ed}(x) \cdot \xi(x)$ – некоторые табулируемые функции, характеризующие данный газ ($x = E/p$).

Зная частоту ионизации $\nu_i(E/p, p)$, просто найти плотность электронов:

$$N_e(t) = N_{e0} \exp \left(\int_0^t \nu_i(E(t')/p, p) dt' \right), \quad (1)$$

где N_{e0} – начальная плотность электронов.

Применимость выражения (1) ограничена критическим значением плотности электронов N_{ecr} , которое оценивается из равенства пикового значения напряженности поля E_{peak} заряду электронов в плазме на единицу поверхности: $N_{ecr} = E_{peak}/(4\pi ed)$, где d – расстояние между электродами. Например, при $E_{peak} = 10^5 \text{ V/cm}$, $d = 1 \text{ cm}$, имеем $N_{ecr} \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Пробой при прямоугольном и треугольном импульсе. В работе [11] рассмотрена ионизация под воздействием двух типов импульса напряжения: прямоугольного импульса с пиковой напряженностью поля E_{peak} и с длительностью τ_{imp} , мгновенно включенного в момент времени $t = 0$; а также треугольного импульса такой же длительности, линейно растущего при $0 < t \leq \tau_{imp}$ до значения $E = E_{peak}$.

Из интегрирования (1) следует, что критическое значение пиковой напряженности поля $E_{peak} = E_{br}$, при которой возникает пробой (т.е. достигается критическая плотность электронов N_{ecr}) определяется следующими условиями:

$$\psi(E_{br}/p) = \frac{Ln}{p\tau_{imp}}, \quad \zeta(E_{br}/p) = \frac{Ln}{p\tau_{imp}}, \quad Ln \equiv \ln(N_{cr}/N_0) \approx 15-30, \quad \zeta(y) \equiv \frac{1}{y} \int_0^y \psi(x) dx. \quad (2)$$

При этом длительность пробоя мала: $\tau_{Ne} \equiv [d\ln(N_e(t))/dt|_{t=\tau_{imp}}]^{-1} \sim \tau_{imp}/Ln \ll \tau_{imp}$.

Равенства (2) определяют кривые импульсного пробоя, т.е. зависимость приведенного к давлению поля пробоя E_{br}/p от параметра $p\tau_{imp}/Ln$, где τ_{imp} определяет момент пробоя.

Эффект Столетова и его аналоги. В стационарном несамостоятельном разряде максимум плотности тока соответствует максимуму коэффициента Таунсенда. Коэффициент Таунсенда как функция давления p при заданном значении напряженности поля имеет максимум, если выполнено условие:

$$\left. \frac{\partial \alpha_i}{\partial p} \right|_{E=const} = \xi - x \frac{d\xi}{dx} = 0 \quad \text{или} \quad \xi/x = \xi'(x). \quad (3)$$

Уравнение (3) определяет величину $x_{Stoletov} = (E/p)_{Stoletov}$, называемую константой Столетова. Константа Столетова определяет, в частности, минимум кривой Пашена (см., например, [12, 13]). При этом, чтобы не происходил пробой, расстояние между электродами должно быть небольшим $pd < L/\xi(x_{Stoletov})$. Здесь $L \equiv \ln(1 + 1/\gamma)$, где γ – коэффициент вторичной эмиссии электронов.

Рассмотрим импульсный разряд, когда пиковая напряженность поля и длительность импульса не обеспечивают пробой. В этом случае при заданном импульсе поля должен наблюдаться эффект, аналогичный эффекту Столетова, т.е. иметь место максимальный ток при некотором отношении E_{peak}/p , универсальном для данного газа. Этот ток достигается при максимальном значении величины $\int_0^{\tau_{imp}} \nu_i(E(t')/p, p) dt'$. Соответственно, для прямоугольного и треугольного импульсов максимум тока должен достигаться при максимальном значении величин $p\tau_{imp} \cdot \psi(E_{peak}/p)$ или $p\tau_{imp} \cdot \zeta(E_{peak}/p)$, рассматриваемых как функции давления p при заданных значениях E_{peak} и τ_{imp} . Взяв производную от этих выражений, получаем, что аналогично условию нахождения точки Столетова (3), условия максимума тока несамостоятельного импульсного разряда для прямоугольного и треугольного импульса имеют вид:

$$\psi(x)/x = \psi'(x) \quad \text{и} \quad \zeta(x)/x = \zeta'(x), \quad \text{где} \quad x = E_{peak}/p. \quad (4)$$

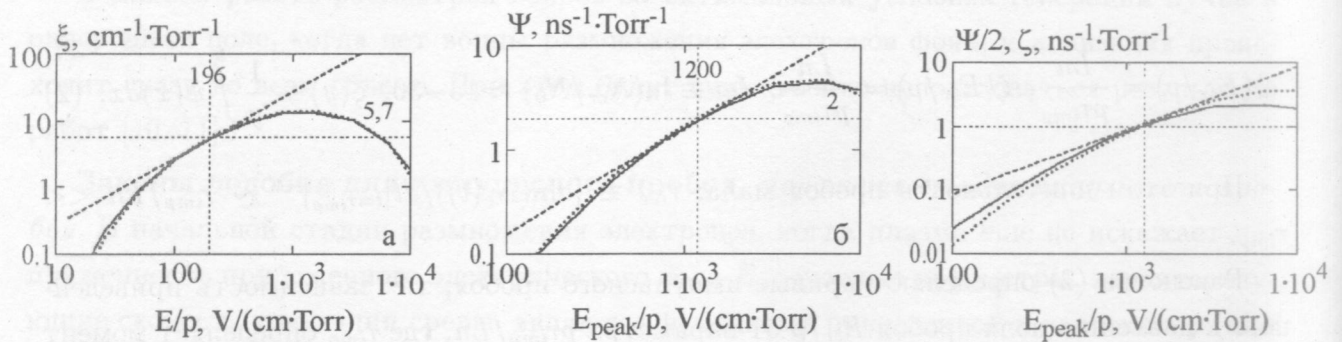


Рис. 1. Нахождение точки Столетова для стационарного режима (а) и аналогов точки Столетова для прямоугольного (б) и треугольного импульса (в) в аргоне. а) сплошная кривая – деленный на давление коэффициент Таунсенда (ξ); пунктирная кривая – деленный на давление коэффициент Таунсенда согласно аппроксимации, $\xi(x) = 45 \cdot \exp(-28x^{-1/2} - 3 \cdot 10^{-4}x) \cdot (\text{cm} \cdot \text{Torr})^{-1}$ (при этом $x_{\text{Stoletov}} = (28/2)^2 = 196$); штриховая прямая – линейная зависимость $2.7 \cdot 10^{-2} \cdot (E/p)$; б) сплошная кривая – деленная на давление частота ионизации (ψ); пунктирная кривая – деленная на давление частота ионизации согласно аппроксимации $\psi(x) = 2 \cdot 10^{-2}x^{0.8} \exp(-28x^{-1/2} - 1.9 \cdot 10^{-4}x) \cdot (\text{ns} \cdot \text{Torr})^{-1}$; штриховая прямая – линейная зависимость $1.55 \cdot 10^{-3} \cdot (E/p)$; в) сплошная кривая – функция $\psi(E/p)/2$; пунктирная кривая – функция $\zeta(E/p)$; штриховая прямая – линейная зависимость $8.5 \cdot 10^{-4} \cdot (E/p)$. Точка пересечения функций $\psi(E/p)/2$ и $\zeta(E/p)$ дают аналог точки Столетова для треугольного импульса при линейной аппроксимации дрейфовой скорости.

Определяемые из условий (4) значения $x = x_{\text{rect}}$ и $x = x_{\text{tria}}$ (для прямоугольного и треугольного импульса соответственно) аналогичны константе Столетова x_{Stoletov} , имеющей место для стационарного режима. Величины x_{rect} и x_{tria} , как и константу Столетова, можно находить графически, путем построения касательной к функциям $\psi(x)$, $\zeta(x)$, проводимой из начала координат (рис. 1) или непосредственно путем построения функций $p\tau_{\text{imp}} \cdot \psi(E_{\text{peak}}/p)$ и $p\tau_{\text{imp}} \cdot \zeta(E_{\text{peak}}/p)$.

В точках x_{rect} и x_{tria} величина τ_{imp} при пробое имеет минимальное значение: $\tau_{\text{min}} = Ln/(p \cdot \psi(x_{\text{rect}}))$ или $\tau_{\text{min}} = Ln/(p \cdot \zeta(x_{\text{tria}}))$. Поэтому величины, приводимые в табл. 1, могут быть использованы для вычисления минимального времени пробоя.

Важно отметить, что при использовании традиционных аппроксимаций коэффициента Таунсенда, не учитывающих его падение с ростом напряженности поля, уравнения (4), как правило, не имеют разумных решений. Однако наличие спада не только у коэффициента Таунсенда, но и у частоты ионизации, обнаруженное в [5], делает кривые $\psi(x)$ и $\zeta(x)$ существенно выпуклыми и уравнения (4) разумные решения имеют.

Т а б л и ц а 1

Константы Столетова и их аналоги в случае прямоугольного и треугольного импульса поля для различных газов

Газ	$x_{Stoletov}, V/(cm \cdot Torr);$ $1/\xi(x_{Stoletov}), cm \cdot Torr$ $u_{ed}(x_{Stoletov}), 10^7 cm/sec$	$x_{rect}, V/(cm \cdot Torr);$ $1/\psi(x_{rect}), ns \cdot Torr$ $u_{ed}(x_{rect}), 10^7 cm/sec$	$x_{tria}, V/(cm \cdot Torr);$ $1/\zeta(x_{tria}), ns \cdot Torr$ $u_{ed}(x_{tria}), 10^7 cm/sec$
He	50	260	370
	1.5	3	4
	5	25	35
Ne	100	400	700
	0.8	1.5	2
	8.5	20	30
Ar	200	1200	1300
	0.2	0.5	1
	3	15	16
Xe	300	2000	3000
	0.1	0.16	0.22
	1.5	5	10
Cu	2000	4000	7000
	0.05	0.3	0.8
	7	18	60
N ₂	350	800	1200
	0.14	0.7	0.8
	8	14	18
SF ₆	550	1700	3000
	0.1	0.3	0.4
	8	13	22

В связи с этим обратим внимание на следующее. При рассмотрении импульсной ионизации аргона прямоугольным импульсом в работе [14] использована традиционная аппроксимация $\alpha_i(E/p) = A \cdot p \cdot \exp(-B \cdot (E/p)^{-1/2})$, где $A = 33 \cdot (cm \cdot Torr)^{-1}$, $B = 22.7 \cdot (V/(cm \cdot Torr))^{1/2}$. Для дрейфовой скорости использовано выражение $u_{ed}(x) \sim x^n$, где m и n – некоторые константы для данного газа, конкретное значение которых в [14] не указано. В [14] утверждается, что имеет место минимальное значение τ_{min} при $E/p = B^2 \approx 515 \cdot V/(cm \cdot Torr)$. Однако вычисление производной дает в отличие от [14]

другое условие минимума: $E/p = B^2/[2(1-n)]^2$ (при $n < 1$). Результат [14] может иметь место только в случае корневой аппроксимации дрейфовой скорости $u_{ed} \propto (E/p)^{0.5}$ ($n = 1/2$), что не соответствует реальной зависимости u_{ed} от E/p в аргоне. При более точной аппроксимации $u_{ed} \propto (E/p)^{0.8}$ для точки минимума τ_{imp} получается большое значение $E/p = 6.25 \cdot B^2 \approx 3200 \cdot V/(cm \cdot Torr)$, при котором заведомо нельзя не учитывать падение коэффициента Таунсенда.

Оценка τ_{min} по табл. 1 для треугольного импульса в аргоне дает $p\tau_{min} \approx Ln \cdot ns \cdot Torr$, что при $Ln \approx 25$ совпадает с экспериментальным результатом [15], приведенным в [14].

Максимальный по давлению пучок убегающих электронов. Рассмотрим, при каком давлении можно ожидать наибольшего тока электронного пучка в случае пробоя газового промежутка в однородном поле.

В разрядном промежутке нарабатывается максимальное количество электронов, когда отношение напряженности поля к давлению соответствует аналогу условия Столетова для максимального тока в импульсном режиме $E_{peak}/p = x_{rect}$ или $E_{peak}/p = x_{tria}$ соответственно для прямоугольного и треугольного импульса. При выполнении аналога условия Столетова время импульса соответствует минимальному времени, соответствующему моменту времени пробоя $\tau_{imp} = \tau_{min}$. За время τ_{min} электрон успевает пройти расстояние $d_e = \tau_{min}(x_{rect}) \cdot u_{ed}(x_{rect})$ или $d_e = \tau_{min}(x_{tria}) \cdot u_{ed}(x_{tria})$.

Пучок с током, близким к максимальному, формируется, когда расстояние, проходимое электроном за время импульса, равно расстоянию между электродами $d = d_e$. Это приводит к условию

$$d = \tau_{imp} \cdot u_{ed}(x_{rect}) \text{ или } d = \tau_{imp} \cdot u_{ed}(x_{tria}).$$

Итак, для четырех параметров p , E_{peak} , τ_{imp} , d , которые характеризуют задачу о генерации пучка, имеем следующие три условия:

$$E_{peak}/p = x_{rect} \text{ или } E_{peak}/p = x_{tria};$$

$$\tau_{imp} = \tau_{min}(x_{rect}) \text{ или } \tau_{imp} = \tau_{min}(x_{tria});$$

$$\tau_{min}(x_{rect}) = Ln/(p \cdot \psi(x_{rect})) \text{ или } \tau_{min}(x_{tria}) = Ln/(p \cdot \zeta(x_{tria})).$$

Задавшись, например, величиной d , и, зная также из табл. 1 величины x_{rect} или x_{tria} , $u_{ed}(x_{rect})$ или $u_{ed}(x_{tria})$, $1/\psi(x_{rect})$ или $1/\zeta(x_{tria})$, мы можем вычислить длительность импульса

$$\tau_{imp} = d/u_{ed}(x_{rect}) \text{ или } \tau_{imp} = d/u_{ed}(x_{tria})$$

и давление

$$p = Ln/((\tau_{imp} \cdot \psi(x_{rect})) \text{ или } p = Ln/(\tau_{imp} \cdot \zeta(x_{tria})), \quad (5)$$

соответствующее максимальному току пучка при заданных значениях d , τ_{imp} , E_{peak} . Иначе говоря, при давлении p , определяемом из (5), ток пучка будет максимальным для заданных значений d , τ_{imp} , E_{peak} .

Для примера проведем оценки для гелия и азота. Положим $d = 1 \text{ mm}$, $Ln = 20$. При этом имеем:

для гелия $x_{rect} \sim x_{tria} \approx 300V/(cm \cdot Torr)$, $p \approx 0.3 \text{ atm}$, $\tau_{imp} \approx 0.3 \text{ ns}$, $U_{peak} = E_{peak}d \approx 6 \text{ kV}$;

для азота $x_{rect} \sim x_{tria} \approx 1000V/(cm \cdot Torr)$, $p \approx 20 \text{ Torr}$, $\tau_{imp} \approx 0.7 \text{ ns}$, $U_{peak} = E_{peak}d \approx 20 \text{ kV}$;

При $d = 1 \text{ cm}$ уменьшаются оптимальные давления и увеличиваются времена импульса: для гелия $p \approx 0.03 \text{ atm}$, $\tau_{imp} \approx 3 \text{ ns}$; для азота $p \approx 2 \text{ Torr}$, $\tau_{imp} \approx 7 \text{ ns}$.

Если ориентироваться на высокие давления, необходимо уменьшать как расстояние между электродами, так и время импульса.

Отметим, что изложенные выше соображения нельзя, вообще говоря, применять к случаю сильно неоднородного поля. В неоднородном поле важную роль играет время, за которое волна размножения электронов фона подходит к аноду. Тем не менее ясно, что и в случае неоднородного поля тоже должно иметь место такое значение давления, при котором ток пучка электронов, генерируемого в газонаполненном диоде, достигает максимума. Этот максимум наблюдался в работе [16].

Заключение. Итак, в данной работе показано, что при однородном пробое газового промежутка должен иметь место аналог эффекта Столетова. Он состоит в том, что существует максимум тока разряда по давлению при заданном импульсе напряжения. Наличие этого максимума обусловлено обнаруженным в [5] спадом частоты ионизации с ростом напряженности поля. Вычислены аналоги константы Столетова для импульсного несамостоятельного разряда в различных газах. Эти константы определяют также минимальное значение времени запаздывания момента пробоя. Показано, что при давлении, соответствующем максимуму тока, и при расстоянии между электродами, соответствующем длине дрейфа электрона за время импульса, должен достигаться максимальный ток электронного пучка, генерируемого в газонаполненном диоде.

Работа поддержана МНТЦ, проект N 2706.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Тарасенко В. Ф., Яковленко С. И. УФН, **174**, N 9, 953 (2004).
- [2] Tkachev A. N., Yakovlenko S. I. Central European Journal of Physics (CEJP), **2(4)**, 579 (2004); www.cesj.com/physics.html
- [3] Tarasenko V. F., Yakovlenko S. I. Physica Scripta, **72**, No 1, 41 (2005).
- [4] Tarasenko V.F. and Yakovlenko S.I. Plasma Devices and Operations, **13(4)**, 231 (2005).
- [5] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Письма в ЖЭТФ, **77(5)**, 264 (2003).
- [6] Тарасенко В. Ф., Яковленко С. И., Орловский В. М. и др. Письма в ЖЭТФ, **77(11)**, 737 (2003).
- [7] Яковленко С. И. ЖТФ, **74(9)**, 47 (2004).
- [8] Гундиенков В. А., Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 2, 17 (2006).
- [9] Гундиенков В. А., Яковленко С. И. ЖТФ, **76**, вып. 9, 130 (2006).
- [10] Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, **34(1)**, 19 (2007).
- [11] Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 12, 28 (2006).
- [12] Капцов П. А. Электроника. М., ГИТТЛ, 1954.
- [13] Энгель А. Ионизованные газы. М., ГИФМЛ, 1959.
- [14] Месяц Г. А. Письма в ЖЭТФ, **83(1)**, 21 (2006).
- [15] Krompholtz H., Hatfield L. L., Neuber A., et al. Subnanjsecond Breakdown in Argon at High Overvoltages, Proc. XVth Intern. Pulsed Power Conf., June 13-17, Monteray, 2005.
- [16] Бакшт Е. Х., Ломаев М. И., Рыбка Д. В., Тарасенко В. Ф. Письма в ЖТФ, **32(21)**, 69 (2006).

Институт общей физики
им. А.М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 13 ноября 2006 г.