

УДК 537.52

АНАЛОГ КРИВОЙ ПАШЕНА ДЛЯ ИМПУЛЬСНОГО ПРОБОЯ В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

С. И. Яковленко

Показано, что при однородном пробое газового промежутка, в случае как прямоугольного, так и треугольного импульса напряжения имеют место соотношения подобия (кривые пробоя), связывающие напряженность поля, отнесенную к давлению, с произведением давления на характерное время импульса напряжения. При этом критерий пробоя описывается двухзначной кривой пробоя такой, что эффективное размножение электронов в газе становится невозможным не только в слабых, но и в очень сильных полях, а также при малых произведениях давления на время импульса. Характерное время нарастания плотности электронов в момент пробоя значительно меньше времени от начала импульса до пробоя.

В работе [1] и ряде других работ, подытоженных в обзорах [2 – 5], было установлено, что понятие коэффициента размножения электронов в газе, находящемся в стационарном электрическом поле (коэффициента Таунсенда), не теряет смысл даже в очень сильных полях. Точнее говоря, даже в случае очень сильных полей коэффициент Таунсенда остается функцией напряженности поля и давления и не является явной функцией координаты и времени. Речь идет о столь сильных полях, при которых энергия, набираемая любым электроном в ходе движения от одного акта ионизации до другого, превышает энергию, теряемую на этом пути в столкновениях. В таких сильных полях коэффициент Таунсенда начинает падать с ростом напряженности поля.

Кроме того, в работах [1 – 5] было введено понятие двухзначных кривых ухода, разграничивающих область параметров, при которых происходит интенсивное размножение

электронов, от областей, в которых электроны покидают разрядный промежуток, не успев размножиться.

Аналогичные двузначные кривые должны иметь место и для режима импульсной ионизации газа. Поэтому представляет интерес рассмотрение вопроса о том, как результаты [1 – 5] сказываются на известных законах подобия (см., например, недавнюю работу [6]) для импульсного режима.

Законы подобия для импульсного пробоя. Однородная модель ионизации. Как известно, 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 данным табуляции некоторых параметров, являющихся функцией E/p (см., например, [1 – 5, 7]), вычислить определяющие пробой величины как функцию времени t при заданной зависимости $E(t)$. В частности табулируют дрейфовую скорость электронов $v_{ed}(E/p)$ и коэффициент Таунсенда $\alpha_i(p, E/p)$, откуда следует частота ионизации $\nu_i = \alpha_i \cdot v_{ed}$. Как известно, коэффициент Таунсенда и частота ионизации пропорциональны давлению и могут быть представлены в виде $\alpha_i = p \cdot \xi(E/p)$, $\nu_i = \alpha_i \cdot v_{ed} = p \cdot \psi(E/p)$, где $\xi(x)$ и $\psi(x)$ – некоторые табулируемые функции, характеризующие данный газ.

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

$$dN_e(t)/dt = \nu_i(E(t)/p, p) \cdot N_e(t). \quad (1)$$

Уравнение (1) справедливо, если обратное время ухода электронов из объема много меньше частоты ионизации. Кроме того, необходимо, чтобы длительность импульса поля τ_{imp} была больше $1/\nu_i$. Решение уравнения (1) имеет вид:

$$N_e(t) = N_{e0} \exp \left(\int_0^t \nu_i(E(t')/p, p) dt' \right), \quad (2)$$

где N_{e0} – начальная плотность электронов. Как будет видно из дальнейшего, величина N_{e0} слабо влияет на результаты рассмотрения. Однако при определении времени запаздывания пробоя следует помнить, что выражение (2) не учитывает так называемое статистическое запаздывание зажигания разряда, обусловленное запаздыванием появления первого электрона (см., например, [8]).

Применимость выражения (2) ограничена также критическим значением плотности электронов $N_{еср}$, которое определяется из равенства пикового значения напряженности поля E_{peak} заряду электронов в плазме на единицу поверхности:

$$N_{еср} = E_{peak}/(4\pi ed). \quad (3)$$

Например, при $E_{peak} = 10^5 \text{ V/cm}$, $d = 1 \text{ cm}$, имеем $N_{еср} \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Для более поздних моментов времени, когда $N_e(t) > N_{еср}$, подход, основанный на задании напряженности внешнего поля $E(t)$ в среде, утрачивает силу. Впрочем, при рассмотрении инициирования высоковольтного импульсного пробоя представляет интерес именно начальная стадия, когда плотность электронов еще меньше критической. Далее будем считать, что пробой имеет место, когда плотность электронов достигла критического значения $N_{еср}$.

Прямоугольный импульс. Рассмотрим ионизацию под воздействием прямоугольного импульса (ср. с [6]) пиковой напряженностью поля E_{peak} и длительностью $\tau_{имп}$, мгновенно включенного в момент времени $t = 0$ и мгновенно выключенного в момент времени $t = \tau_{имп}$. Из (2) имеем

$$N_e(t) = N_{e0} \exp\left(p \int_0^t \psi(E(t')/p) dt'\right) = N_{e0} \exp(pt \cdot \psi(E_{peak}/p)), \quad t \leq \tau_{имп}. \quad (4)$$

Критическое значение пиковой напряженности поля $E_{peak} = E_{cr}$, при которой возникает пробой, т.е. достигается критическая плотность электронов $N_{еср}$, определяется условием:

$$\psi(E_{cr}/p) = \frac{Ln}{p\tau_{имп}}, \quad Ln \equiv \ln(N_{cr}/N_0) \approx 15 - 25. \quad (5)$$

Равенство (5) определяет зависимость приведенного критического поля E_{cr}/p от параметра $p\tau_{имп}/Ln$. Эта связь является универсальной для данного газа и прямоугольного импульса поля (рис. 1, 2).

При $E_{peak} = E_{cr}$ критическая плотность электронов достигается к моменту времени $t = \tau_{имп}$. Характерное время нарастания плотности электронов при пиковом поле $E_{peak} = E_{cr}$ определяется выражением:

$$\tau_{Ne} = [d\ln(N_e(t))/dt|_{t=\tau_{имп}}]^{-1} = [p \cdot \psi(E_{cr}/p)]^{-1}. \quad (6)$$

Используя равенство (5), получаем

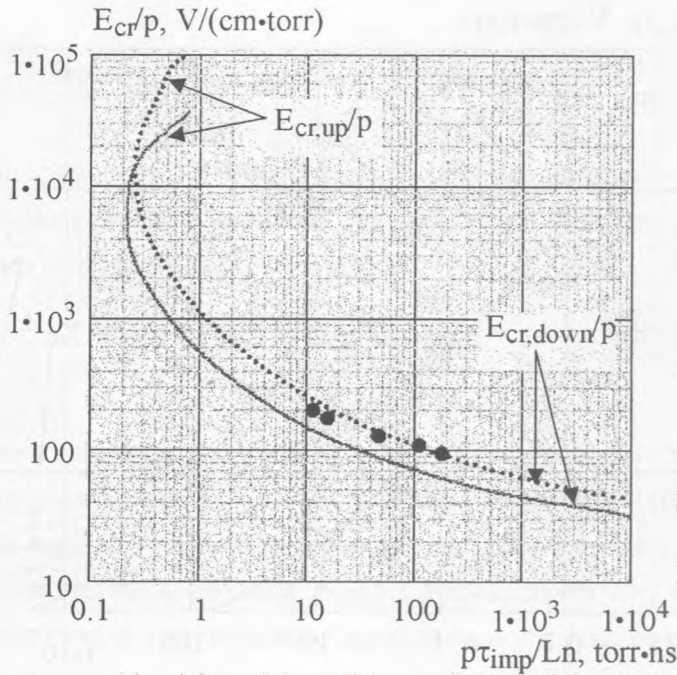


Рис. 1. Кривые импульсного пробоя азота в случае прямоугольного (сплошная кривая) и треугольного (пунктирная кривая) импульса. Кривые построены с помощью функции $\psi(E_{cr}/p)$, вычисленной в работе [7]. Точки – экспериментальные данные для униполярного и СВЧ пробоя в воздухе, приведенные в работе [6]. При нанесении экспериментальных точек положено $Ln = 15$.

$$\tau_{imp}/\tau_{Ne} = Ln. \tag{7}$$

Ввиду того, что величина Ln много больше единицы, время размножения электронов τ_{Ne} намного короче длительности импульса поля τ_{imp} . Поэтому, чтобы импульс можно было считать прямоугольным, необходим достаточно короткий фронт длительностью, существенно меньшей времени размножения электронов $\tau_{Ne} = \tau_{imp}/Ln \ll \tau_{imp}$.

Треугольный импульс. В случае недостаточно быстрого нарастания напряженности поля пробой может достигаться на фронте импульса. В некоторый момент времени $t = t_{cr}$, когда приведенное значение поля достигает критической величины $E/p = (E/p)_{cr}$, происходит крайне быстрый (экспонента от экспоненты) рост плотности электронов. При этом плотность электронов достигает критического значения N_{ecr} в течение времени, много меньшего характерного времени изменения поля $\tau_{imp} = ((d \ln(E)/dt)_{t=t_{cr}})^{-1}$. В связи с этим, рассмотрим треугольный импульс зависимости напряженности поля от

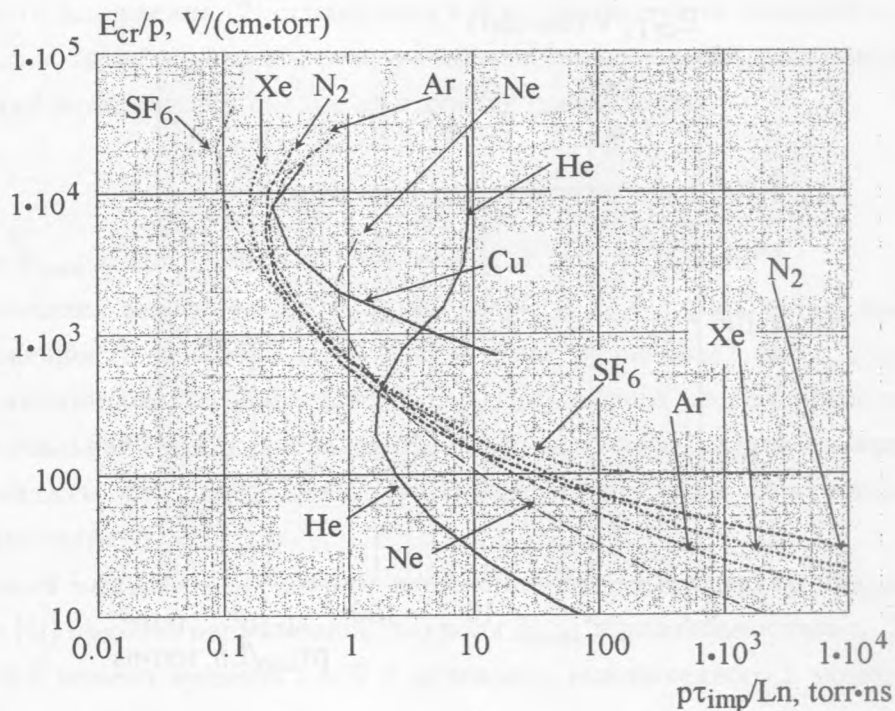


Рис. 2. Кривые импульсного пробоя различных газов в случае прямоугольного импульса. Кривые построены с помощью функций $\psi(E_{cr}/p)$ по данным работ, подытоженных в обзорах [2 - 5].

времени:

$$E(t) = \begin{cases} E_{reak}t/\tau_{imp}, & \text{если } t \leq \tau_{imp}, \\ 0, & \text{если } t > \tau_{imp}. \end{cases}$$

При этом

$$N_e(t) = N_{e0} \exp \left(\int_0^t p \cdot \psi(E(t')/p) dt' \right) = N_{e0} \exp \left(\int_0^{E(t)/p} \frac{p \cdot \psi(x)}{d(E/p)/dt} dx \right)$$

или

$$N_e(t) = N_{e0} \exp \left(\frac{p\tau_{imp}}{E_{reak}/p} \eta(E_{reak}t/\tau_{imp}p) \right), \quad t \leq \tau_{imp}, \quad (8)$$

где

$$\eta(y) = \int_0^y \psi(x) dx. \quad (9)$$

Критическая напряженность поля E_{cr} , т.е. значение напряженности пикового поля E_{peak} , при которой достигается критическая плотность электронов $N_{есr}$, определяется условием, несколько отличающимся от условия (5):

$$\frac{\eta(E_{cr}/p)}{E_{cr}/p} = \frac{Ln}{p\tau_{imp}}. \quad (10)$$

При $E_{peak} = E_{cr}$ критическая плотность электронов, как и в случае прямоугольного импульса, достигается к моменту времени $t = \tau_{imp}$. Равенство (10), как и равенство (5), задает зависимость приведенного критического поля E_{cr}/p от параметра $p\tau_{imp}/Ln$. Эта связь приведенного критического поля E_{cr}/p с параметром $Ln/p\tau_{imp}$ является универсальной для данного газа и треугольного импульса поля (см. рис. 1).

Характерное время скачка плотности электронов τ_{Ne} по-прежнему определяется выражением (6). Отношение момента достижения критической плотности $t_{cr} = \tau_{imp}$ к характерному времени скачка плотности электронов в этот момент времени τ_{Ne} можно представить в виде:

$$t_{cr}/\tau_{Ne} = \psi(E_{cr}/p) \cdot p\tau_{imp} = Ln \cdot (E_{cr}/p) \cdot \psi(E_{cr}/p)/\eta(E_{cr}/p). \quad (12)$$

Отсюда следует, что в случае треугольного импульса, как и в случае прямоугольного импульса, время размножения электронов τ_{Ne} намного короче длительности импульса поля τ_{imp} .

Кривые импульсного пробоя и кривые ухода. Кривые пробоя. Пробой имеет место в области параметров, ограничиваемой зависимостью E_{cr}/p , от параметра $p\tau_{imp}/Ln$, которую обычно называют кривой импульсного пробоя. Как следует из проведенного рассмотрения, кривые импульсного пробоя, вообще говоря, двузначны, они имеют нижнюю и верхнюю ветви (см. рис. 1, 2). Как известно, размножение электронов в газовом промежутке до критического значения плотности $N_{есr}$ невозможно в слабых полях $E < E_{cr,down}$, лежащих ниже нижней ветви зависимости $E_{cr,down}/p$ от $Ln/p\tau_{imp}$. Новым является то, что пробой оказывается невозможным и в очень сильных полях, лежащих выше верхней ветви зависимости $E_{cr,up}/p$ от $Ln/p\tau_{imp}$, а также при малых значениях

параметра $p\tau_{imp} < 0.2 \cdot Ln \cdot torr \cdot ns$ для азота. Разумеется, здесь речь идет не о вакуумном, а газоразрядном пробое, при котором основной ток возникает за счет размножения электронов в газоразрядном промежутке.

Наличие верхней ветви зависимости $E_{cr,up}/p$ от $p\tau_{imp}/Ln$ обусловлено падением сечения ионизации с ростом энергии электрона. С падением сечения ионизации растет время, необходимое для размножения электронов, и за время импульса они не успевают размножиться до критической плотности. Наличие точек поворота у кривых импульсного пробоя для прямоугольного и треугольного импульсов связано с наличием максимума у функций $\psi(x)$ и $\eta(x)/x$. Эти максимумы, как и максимум коэффициента Таунсенда [1 – 5], связаны с падением сечений ионизации с ростом энергии электрона.

Эффект двузначности критерия пробоя существенно опирается на применимость понятия коэффициента Таунсенда и частоты ионизации как функции напряженности поля и давления при высоких значениях напряженности поля. До работы [1] полагали, что эти понятия теряют физический смысл в сильном поле и поэтому расчеты этих величин для сильных полей не проводились (подробнее см. [9, с. 1078]). Однако в работах [1 – 5] и позднее, в [10 – 12], было показано, что классические представления остаются справедливыми и в сильных полях.

В случае неоднородного поля ионизация происходит не сразу во всем разрядном промежутке, а имеет место волна размножения электронов малой фоновой плотности,двигающаяся в направлении против градиента модуля напряженности электрического поля с конечной скоростью [2 – 5, 13 – 15]. Эта волна размножения и определяет момент пробоя газа в неоднородном поле (см. [2 – 5, 15]).

Сопоставление со стационарным случаем. Двузначные характеристики размножения электронов имеют место и для стационарного поля. В работе [1] для стационарного случая был введен критерий, определяющий значения напряженности поля E_{cr} , разграничивающие области значений напряженности поля E , при которых начинается экспоненциальное размножение электронов, и области значений E , при которых большинство электронов уходит из разрядного промежутка, не успев размножиться. Этот критерий имеет простой вид:

$$\alpha_i(E_{cr}, p) \cdot d = 1 \quad \text{или} \quad pd \cdot \xi(E_{cr}/p) = 1. \quad (13)$$

Для критического напряжения $U_{cr} = E_{cr} \cdot d$ критерий (13) переписывается в виде:

$$pd \cdot \xi(U_{cr}/pd) = 1. \quad (14)$$

Формула (14) дает неявную зависимость критического напряжения U_{cr} от pd , т.е. кривую, называемую кривой ухода $U_{cr}(pd)$ [1 – 5]. Кривая ухода имеет подковообразную форму и разграничивает на плоскости (U, pd) область размножения электронов и область, в которой электроны покидают разрядный промежуток, не успев существенно размножиться (рис. 2). Она двузначна ввиду немонотонности $\xi(E/p)$.

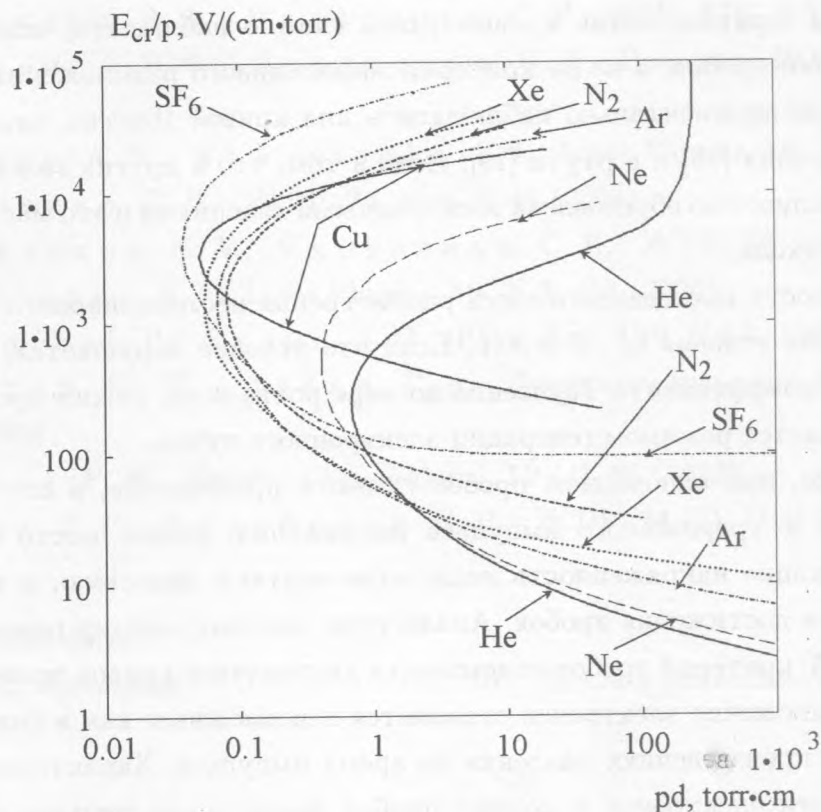


Рис. 3. Кривые ухода для приведенной к давлению напряженности поля в стационарном случае, построенные по данным работ, подытоженных в обзорах [2 – 5].

Разумеется, аналогичные двузначные зависимости для различных газов имеют место и для приведенной напряженности поля $E_{cr}/p = U_{cr}/(pd)$, поскольку, как видно из (13), величина E_{cr}/p , как и U_{cr} , является функцией pd (рис. 3). Для нестационарного случая можно так же, как и в стационарном случае, ввести кривые ухода, положив в приведенных выше формулах $Ln = 1$.

Известно (см., например, [6, 16, 17]), что в случае импульсного поля роль параметра pd часто играет параметр pt_{imp} . Поэтому вид кривых пробоя газа в нестационарном

случае (см. рис. 1, 2) качественно близок к виду кривых ухода для величины E_{cr}/p в стационарном случае (ср. рис. 2 и 3).

Отметим существенное отличие кривых пробоя от кривых ухода. В стационарном случае кривые пробоя принято называть кривыми Пашена. Кривые ухода, в отличие от кривых Пашена, являются не характеристикой зажигания разряда, а характеристикой размножения электронов в газоразрядном промежутке. Это важно в связи с тем, что точку поворота и верхнюю ветвь кривых ухода сложно наблюдать, если ориентироваться на критерий пробоя, а не на критерий эффективного размножения электронов. Точка поворота экспериментально наблюдалась для кривой Пашена лишь при зажигании разряда в гелии [18] и в ртути [19]. Дело в том, что в других газах левая ветвь кривой Пашена полностью обусловлена электродными явлениями и это маскирует точку поворота кривой ухода.

Для применимости проведенного здесь рассмотрения нестационарного пробоя необходимо выполнение условия $\alpha_i \cdot d \gg 1$. Если это условие нарушается, например, в связи с падением коэффициента Таунсенда по мере роста поля, режим пробоя газового промежутка сменяется режимом генерации электронного пучка.

Таким образом, при однородном пробое газового промежутка, в случае как прямоугольного, так и треугольного импульса напряжения, имеют место соотношения подобия, связывающие напряженность поля, отнесенную к давлению, и произведение давления на время достижения пробоя. Аналогично рассмотренному ранее стационарному случаю [1 – 5] критерий пробоя описывается двухзначной кривой пробоя. При этом эффективное размножение электронов становится невозможным как в сильных полях, так и при малых произведениях давления на время импульса. Характерное время нарастания плотности электронов в момент пробоя значительно меньше характерного времени достижения пробоя.

Работа поддержана МНТЦ, проект N 2706.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Письма в ЖЭТФ, **77**, вып. 5, 264 (2003).
- [2] Тарасенко В. Ф., Яковленко С. И. УФН, **174**, N 9, 953 (2004).
- [3] Tkachev A. N., Yakovlenko S. I. Central European Journal of Physics (CEJP), **2(4)**, 579 (2004) (www.cesj.com/physics.html)
- [4] Tarasenko V. F., Yakovlenko S. I. Physica Scripta, **72**, N 1, 41 (2005).

- [5] Tarasenko V.F. and Yakovlenko S.I. Plasma Devices and Operations, **13**, N 4, 231 (2005).
- [6] Месяц Г. А. Письма в ЖЭТФ, **83**, вып. 1, 21 (2006).
- [7] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Письма в ЖТФ, **30**, вып. 7, 14 (2004).
- [8] Капцов П. А. Электроника. М., ГИТТЛ, 1954.
- [9] Бабич Л. П. УФН, **175**(10), 1069 (2005).
- [10] Тарасенко В. Ф., Яковленко С. И. УФН, **176**, N 7, 793 (2006).
- [11] Тарасенко В. Ф., Яковленко С. И. Препринт ИОФ РАН N 43, М., 2006.
- [12] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Laser Physics, **16**, N 9, 1308 (2006).
- [13] Яковленко С. И. ЖТФ, **74**, вып. 9, 47 (2004).
- [14] Гундиенков В. А., Яковленко С. И. ЖТФ, **76**, вып. 9, 130 (2006).
- [15] Yakovlenko S.I. Laser Physics, **16**, N 3, 403 (2006).
- [16] Felsenthal P., Proud J.M. Phys. Rev. **139**, N 6A, 1965.
- [17] Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Физика импульсного пробоя газов. М., Наука, 1991.
- [18] Penning F.M. Physica (Amsterdam), **12** (4), 65 (1932).
- [19] Гусева Л. Г., Клярфельд Б. Н. ЖТФ, **24** (7), 1169 (1955).

Институт общей физики
РАН им. А.М. Прохорова

Поступила в редакцию 5 сентября 2006 г.