

Смещение минимума пробивного напряжения $U(Pd)$ с уменьшением длительности фронта импульса высокого напряжения и ростом перенапряжения*

Л. П. Бабич, Т. В. Лойко

Анализируются кривые Пашена $U_{st}(Pd)$ с точки зрения убегания электронов. На основании полученных результатов предсказано смещение в область больших Pd напряжения пробоя U_{min} с увеличением крутизны фронта импульса высокого напряжения. Смещение наблюдалось в экспериментах с использованием импульсов с микросекундными и субнаносекундными фронтами. Предсказана новая зависимость $U_{min} \sim const (Pd)_{min}$, где $(Pd)_{min}$ определяется длительностью фронта импульса напряжения конкретного генератора в режиме холостого хода. Отмечена необходимость дальнейших экспериментов с целью наблюдения смещения в диапазоне времен нарастания импульса напряжения в области между микросекундами и субнаносекундами.

Введение

В физике электрического пробоя в газах кривые Пашена $U_{st}(Pd)$ (рис. 1) неявно выражают интенсивность элементарных взаимодействий, отвечающих за рост проводимости, вследствие множественной генерации *электронов низких энергий*. Кривые являются наиболее фундаментальными зависимостями, связывающими три основные макроскопические величины, а именно: так называемое «статическое» напряжение самостоятельного пробоя U_{st} , т. е. амплитуду импульса напряжения с крайне продолжительным временем нарастания, начальное давление газа P (или, точнее, плотность числа атомарных частиц N) и межэлектродное расстояние d [1–5].

С другой стороны, начиная с пионерских работ [6–10] общепризнано участие *убегающих электронов (УЭ) высоких энергий* в пробое плотных газов в сильных электрических полях [11–24], в частности при высоких перенапряжениях относительно U_{st} :

$$\Delta = (U(Pd) - U_{st}(Pd)) / U_{st}(Pd), \quad (1)$$

где $U(Pd)$ – максимальная амплитуда импульса напряжения, реализующаяся во время пробоя в конкретном газе при использовании конкретного генератора импульса высокого напряжения, характеризуемого временем нарастания τ_{idle} и амплитудой U_{idle} импульса в режиме холостого хода (режим с нагрузкой с незначительной проводимостью). Таким образом, мы различаем клас-

*IEEE Transactions on Plasma Science. 2016. Vol. 44, N 12. P. 3243–3248.

сические кривые Пашена $U_{st}(Pd)$ и кривые $U(Pd)$ для пробоя в общем случае, в частности, в условиях множественной генерации УЭ, включая давления вплоть до 1 атм и выше. Участие УЭ в пробое должно проявляться на макроскопическом уровне в соответствующем поведении кривых $U(Pd)$, что продемонстрировано ранее на крайне ограниченном материале [11, 15, 16]. В предлагаемой работе дан анализ этой гипотезы на более богатом материале.

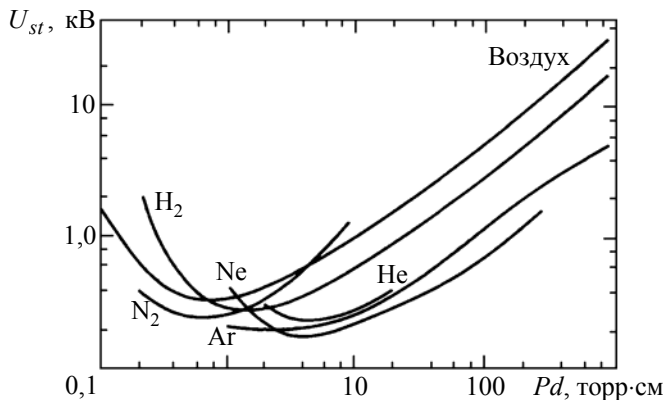


Рис. 1. Кривые Пашена $U_{st}(Pd)$ [3]

Элементарное (детерминистическое) представление об убегании электронов

Двигаясь в плотном газе, электрон испытывает торможение, являющееся усредненным результатом элементарных взаимодействий электронов с атомарными частицами. Традиционно торможение описывается функцией потерь энергии $L(\epsilon)/N$ или силой трения $F(\epsilon)$, которые иллюстрируются соответственно рис. 2 [25] и 3 [16, 26, 27]. Следует отметить, что в диапазоне энергий электронов ϵ ниже приблизительно 100 эВ широко используемая замена дифференциальных

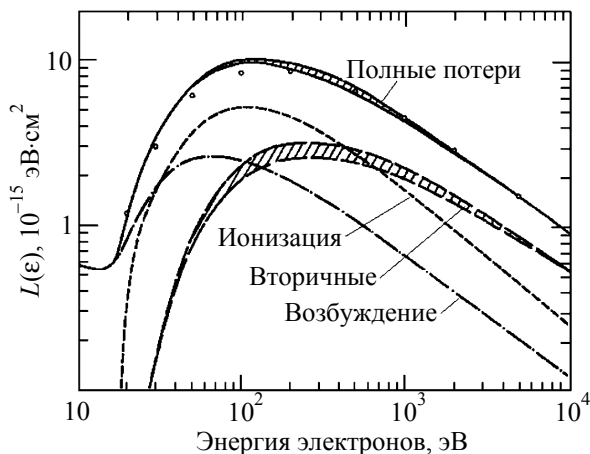


Рис. 2. Неупругие потери энергии на единице пути в азоте, приведенные к плотности числа нейтралов N [25, 16]

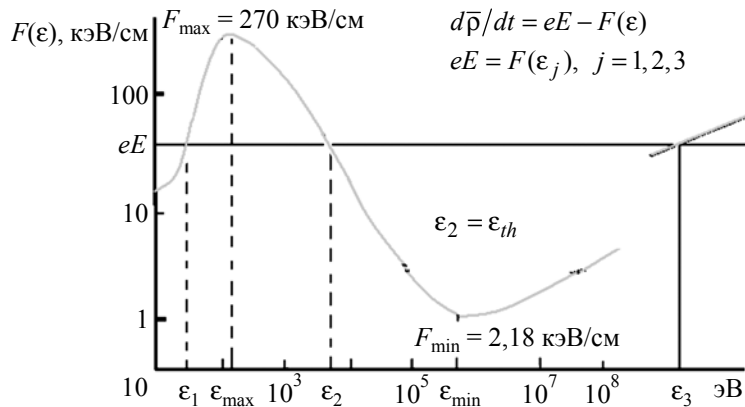


Рис. 3. Электронная сила трения в воздухе в 1 атм [16, 26, 27]

потерь энергии в ступенчатых элементарных взаимодействиях непрерывными функциями $L(\epsilon)$ или $F(\epsilon)$ не является строгой [16]. Сила $F(\epsilon)$ в воздухе достигает максимальной величины F_{\max} приблизительно при энергии $\epsilon_{\max} \approx 150$ эВ (рис. 3). Если электрическая сила $eE < F_{\max}(P)$, уравнение $eE = F(\epsilon, P)$ имеет три корня: ϵ_1, ϵ_2 и ϵ_3 , – из которых второй является порогом убегания, $\epsilon_2 = \epsilon_{th}(E)$ [15, 16, 26, 27], поэтому простейший критерий убегания $\epsilon > \epsilon_{th}(E)$ [10, 13, 15–17]. В процессе обычного пробоя электроны генерируются в диапазоне низких энергий ($\epsilon \ll \epsilon_{\max}$), в этом случае простейший критерий убегания можно записать [10, 15–17] следующим образом:

$$eE \geq F_{\max} / \mu = L_{1,\max} P / \mu, \quad (2)$$

где $L_{1,\max}$ – максимальная величина энергетических потерь электронов на единице пути при $P = 1$ торр, μ – средний косинус угла рассеяния электронов. Так, для убегания электронов низких энергий в воздухе при $P = 1$ атм eE должна превышать $270/\mu$ кВ/см (рис. 3). Напряженность статического самостоятельного пробоя в воздухе при 1 атм на порядок ниже, ~ 30 кВ/см [1–5]. Известно, что с уменьшением времени нарастания импульса высокого напряжения в режиме холостого хода τ_{idle} амплитуда пробивного напряжения U увеличивается. Рис. 4 иллюстрирует фронты импульсов с различными временами нарастания. Таким образом, для генерации в воздухе поля с напряженностью $270/\mu$ кВ/см требуются импульсы высокого напряжения с достаточно короткими фронтами, чтобы предотвратить преждевременный пробой и коллапс напряжения [7–18].

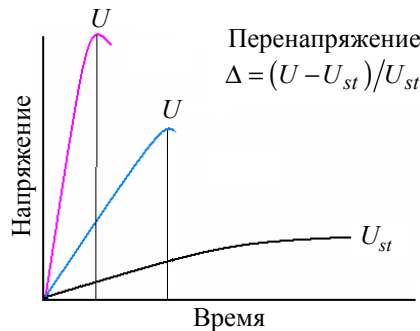


Рис. 4. Иллюстрация роста амплитуды пробивного напряжения U с уменьшением длительности фронта импульса

Убегание электронов на левой «ветви» кривой Пашена (малые Pd). Возможная связь минимума кривой Пашена с критерием убегания

Известно, что самостоятельный пробой на левой «ветви» кривой Пашена $U_{st}(Pd)$ в области значений параметра Pd ниже $(Pd)_{st,min}$, при котором $U_{st}(Pd)$ достигает минимальной величины $U_{st,min}$, развивается в режиме убегания электронов [28, 29]. Здесь электрон испытывает немного столкновений либо из-за слишком низкого P (малая концентрация N) и (или) слишком малого расстояния d . Объемная диффузная начальная стадия пробоя типична для этого диапазона Pd из-за довольно слабого взаимодействия УЭ с атомарными частицами. Напомним, что с уменьшением Pd постепенно достигается вакуумный режим пробоя.

Проанализируем возможности выполнения критерия убегания при статическом пробое. Рассмотрим на основании критерия (2) с $\mu = 1$ кривые Пашена $U_{st}(Pd)$. В таблице собраны значения $U_{st,min}$ для некоторых газов и соответствующие $(Pd)_{st,min}$, на основании которых вычислены отношения $(E/P)_{st,min} = U_{st,min} / (Pd)_{st,min}$ и $U_{st,min}$ необходимо сравнивать с $L_{1,max}$ и соответствующими ϵ_{max} , которые частично доступны в статье [25], другие вычислены нами по известной формуле для максимума функции потерь энергии $L(\epsilon)$ [30], приведенной к следующему виду:

$$\frac{L_{1,max}}{P} \left(\frac{\text{эВ}}{\text{торр} \cdot \text{см}} \right) = \frac{4\pi}{2,72} r_e^2 mc^2 \frac{mc^2}{I} N_1 Z \approx 6,64 \cdot \frac{511Z}{I(\text{эВ})}, \quad (3)$$

где r_e – классический радиус электрона, mc^2 – энергия электрона в покое, $N_1 \approx 3,54 \cdot 10^{16} \text{ 1}/(\text{см}^3 \cdot \text{торр})$ – плотность числа нейтралов при $P = 1$ торр, I – средняя энергия ионизации, для которой используем данные [31]. Заметим, что известная формула $I(\text{эВ}) \approx 13,5Z$ [30] дает одинаковую величину $L_{1,max} = 251 \text{ эВ}/(\text{торр} \cdot \text{см})$ для всех газов.

Делая выводы из данных таблицы, следует иметь в виду, что кривые $U_{st}(Pd)$ меняются крайне слабо в окрестности минимумов, так что последние выражены слабо (см. рис. 1). Кроме того, для измерений кривых $U_{st}(Pd)$, как правило, использовались коммерческие, не слишком чистые, газы. Поэтому значения $U_{st,min}$ и $Pd_{st,min}$ в различных источниках сильно отличаются друг от друга. Данные по $U_{st}(Pd)$ в благородных газах существенно включают реакции ассоциативной ионизации возбужденных атомов с примесными частицами. Так, реакция $\text{He}^* + A \rightarrow \text{He} + A^+ + e^-$ сильно снижает напряжение самостоятельного пробоя U_{st} в гелии, поскольку энергия первого возбужденного состояния гелия 19,8 эВ намного выше энергии ионизации ϵ_i любой возможной примеси A . Для иллюстрации эффекта примесей в таблице приведена величина $U_{st,min}$ для смеси $\text{Ne} + 0,1\% \text{ Ar}$. Видно, что крайне малая примесь аргона ($\epsilon_i = 16,62$ эВ) к неону ($\epsilon_i = 11,55$ эВ) сильно уменьшает $U_{st,min}$ из-за реакции $\text{Ne}^* + \text{Ar} \rightarrow \text{Ne} + \text{Ar}^+ + e^-$.

Данные, характеризующие соотношение между экстремумами кривых Пашена $U_{st}(Pd)$ и кривых энергетических потерь электронов $L(\epsilon)$

Газ	Z	$U_{st,min}$, В	$(Pd)_{st,min}$, торр·см	$U_{st,min}/Pd_{st,min}$, В/(торр·см)	$L_{1,max}$, эВ/(торр·см)	ϵ_{max} , эВ
He	2	222 [2]	4 [2]	56	67 [25]; 162	151 [25]; 57
		275 [2]	$P \approx 3$ торр	–		
		230 [3]	4 [3]	57,5		
		220 [4]	3,75 [4]	59		
		155 [5]	3,9 [5]	40		
H ₂	2	252 [2]	1,43 [2]	176	120 [25]; 352	20–200 [25]; 26
		240 [2]	1,1 [2]	218		
		300 [2]	0,7–1,5 [2]	429–200		
		300 [3]	1,0 [3]	300		
		270 [4]	1,13 [4]	239		
		230 [5]	1,01 [5]	230		
Ne	10	240 [2]	2–3 [2]	120–80	248	186
		180 [3]	4 [3]	45		
		180 [4]	2,25 [4]	80		
		245 [5]	3,9 [5]	63		
Ne+0,1% Ar		180 [2]	20–30 [2]	9–6		
N ₂	14	265 [2]	0,5–0,7 [2]	530–379	356 [25]; 579	150 [25]; 112
		240 [3]	0,6 [3]	400		
		240 [4]	0,45 [4]	533		
		240 [5]	0,62 [5]	387		
N ₂ + 25 % H ₂		220 [2]	0,55	400		
O ₂	16	440 [2]	0,44 [2]	1000	354 [25]; 571	150 [25]; 129
		450 [5]	0,67 [5]	671		
Воздух	14,4	327 [2]	0,567 [2]	578	356 [25]; 570	150 [25]; 117
		350 [3]	0,4–0,6 [3]	875–583		
		320 [4]	0,45 [4]	711		
		352 [5]	0,53 [5]	664		
NO	15	410 [3]	0,35 [3]	1171	599	116
Ar	18	280 [2]	1 [2]	280	324	256
		200 [3]	1,5–2 [3]	133–100		
CO ₂	22	410 [3]	0,45 [3]	911	878	116
		420 [5]	0,49 [5]	857		
SO ₂	32	450 [3]	0,33 [3]	1364	731	245
Kr	36	310 [2]	3,9 [2]	80	347	479
		250 [4]	1,4 [4]	179		
Xe	54	250 [29]	0,8 [29]	312	380	656
SF ₆	64	800 [4]	0,75 [4]	1067	1716	156
		507 [5]	0,25 [5]	2028		

Несмотря на эти трудности, из данных таблицы можно сделать выводы, позволяющие предсказать новые фундаментальные зависимости, которые мы доказываем прямым экспериментом:

а) для большинства газов выполняется неравенство $eU_{st,min} > \epsilon_{max,L}$, означающее, что, по крайней мере, часть электронов низких энергий может стохастически преодолеть максимум $L(\epsilon)$ и оказаться в режиме убегания;

б) за исключением благородных газов выполняется неравенство в минимуме кривых Пашена

$$e(E/P)_{st,min} > L_{1,max}, \quad (4)$$

т. е. даже в пренебрежении усиления поля пространственными зарядами на левых ветвях $U_{st}(Pd)$ вплоть до минимумов выполняется критерий убегания с типичным для пробоя нулевым порогом ($\epsilon_{th} = 0$);

в) за исключением благородных газов значения $e(E_{st}/P)_{min}$ довольно близки к соответствующим максимумам $L_{1,max}$. Этот вывод допускает справедливость равенства

$$e(E_{st}/P)_{min} = e(U_{st}/Pd)_{min} \approx L_{1,max}. \quad (5)$$

В диапазоне низких энергий, что верно в рамках анализируемой проблемы, формула Бете сильно завывает $L_{1,max}$ и занижает ϵ_{max} (ср. в таблице величины $L_{1,max}$ и ϵ_{max} для He, H₂, N₂, O₂ и воздуха, вычисленные по формуле (3), с данными [25]). Следовательно, можно ожидать, что соотношения (4) и (5) лучше выполняются для всех газов, включая благородные, нежели получается с использованием $L_{1,max}$, вычисленных по формуле (3).

Существенно, что $L_{1,max}$ является фундаментальной константой конкретного газа, определяемой его квантовой структурой. Возможно, минимум кривых Пашена обязан своим происхождением этому равенству. К сожалению, не только кривые $U_{st}(Pd)$ являются очень гладкими в широкой области Pd в окрестности минимумов, но кривые $L_1(\epsilon)$ также очень гладкие в довольно широкой области энергий ϵ в окрестности максимумов, так что не только минимумы U_{st} (рис. 1), но и максимумы L_1 (рис. 2) слабо выражены. То, что $U_{st}(Pd)$ и $L_1(\epsilon)$ являются слабо меняющимися функциями их аргументов в окрестности экстремумов, сильно сказывается на точности наших оценок. Использование $\mu = 1$ вносит дополнительную ошибку. Величины $e(E_{st}/P)_{min}$ были бы ближе к $L_{1,max}/\mu$, если учесть $\mu < 1$. Так, довольно разумное значение $\mu \approx 0,55$ приводит к равенству значений обеих величин в воздухе.

На рис. 5 иллюстрируются кривые $U_{st}(Pd)$ в воздухе и гелии [1–5] наряду с кривой для приведенной напряженности поля $E_{st}(Pd)/P = U_{st}(Pd)/Pd$ в воздухе. Точки с ошибками для гелия измерены Г. В. Лойко. Обозначены величины $E_{st}/P = L_{1,max}/e$ и $(E_{st}/P)_{min}$. В отличие от напряжения $U_{st}(Pd)$ соответствующая напряженность E_{st}/P является монотонно уменьшающейся функцией Pd . Такое поведение E_{st}/P означает, что для ускорения электронов в области $Pd > (Pd)_{min}$ требуется локальное усиление поля за счет пространственных зарядов.

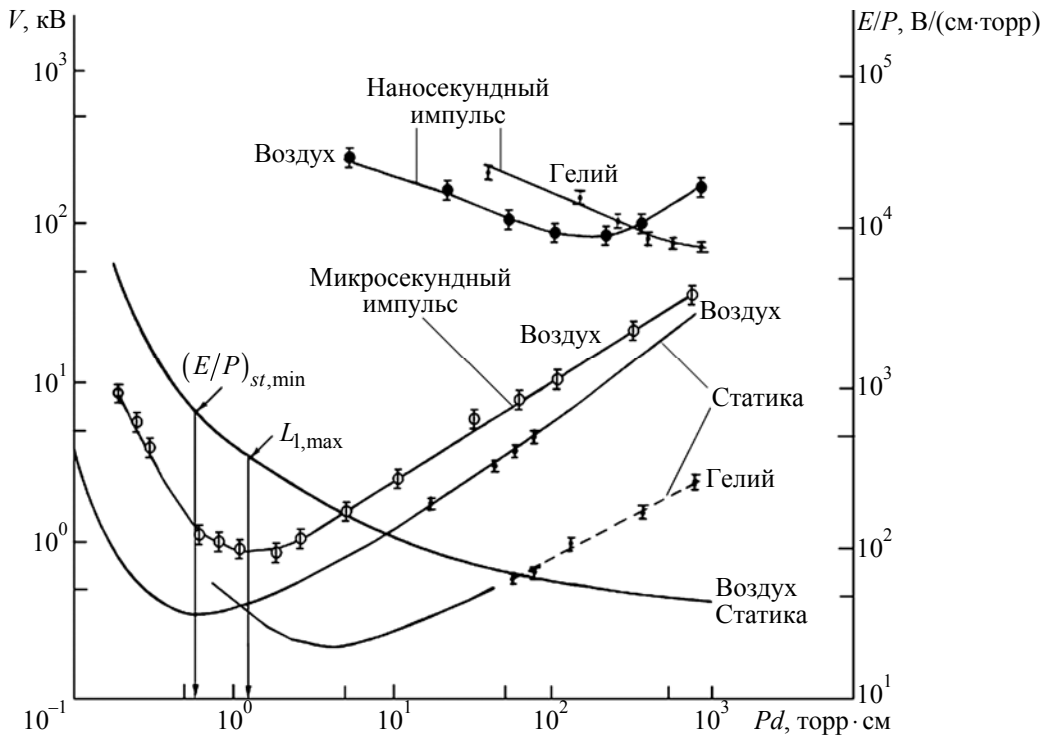


Рис. 5. Кривые $U(Pd)$: статика ($\tau_{idle} \rightarrow \infty$), 4 – микросекундный импульс напряжения ($\tau_{idle} \approx 1$ мкс), наносекундный импульс напряжения ($\tau_{idle} < 0,6$ нс)

Смещение минимума $U(Pd)$ с уменьшением времени нарастания напряжения

В этом разделе мы попытаемся ответить на два вопроса:

1. Сохраняется ли с уменьшением величины τ_{idle} (рост перенапряжения Δ) характерная форма кривых Пашена с одним минимумом?

2. Если сохраняется, тогда что происходит с минимумом $U(Pd)$ конкретного газа?

Очевиден, как увидим ниже, неверный ответ: кривая, сохраняя форму, перемещается вверх так, чтобы положение минимума $(Pd)_{min}$ не менялось для всех τ_{idle} или Δ (рис. 6). Другой ответ следует из предположения, что для произвольных времен τ_{idle} справедливо соотношение, аналогичное (5),

$$e(U/Pd)_{min} \approx L_{1,max} / \mu. \tag{6}$$

Поскольку $L_{1,max} / \mu$ является фундаментальной константой конкретных атомарных частиц, на основании этого уравнения можно сделать далеко идущий вывод о справедливости равенства

$$U_{min} \approx \text{const} \times (Pd)_{min}, \tag{7}$$

из которого следует, что уменьшение τ_{idle} (увеличение Δ) должно сопровождаться смещением вправо минимума $U(Pd)$: $(Pd)_{min}$ растет, потому что растет U_{min} . Эта гипотеза коррелирована с наблюдаемым смещением границы убегания в область высоких давлений с ростом Δ [15, 16].

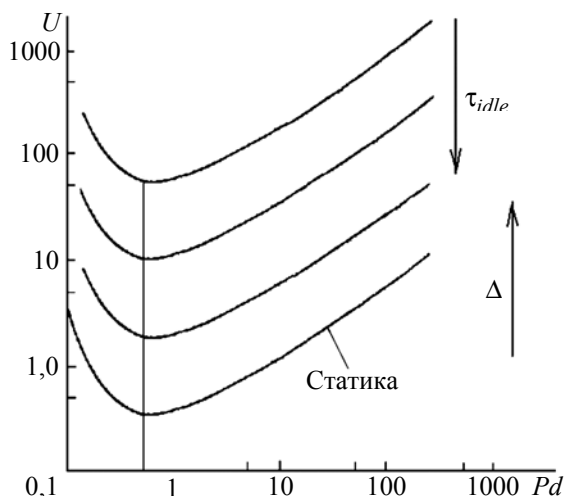


Рис. 6. Ожидаемое (неверное) поведение кривых $U(Pd)$ с уменьшением времени нарастания импульса напряжения

Для доказательства предсказанного смещения минимума выполнены измерения зависимости от Pd максимального значения (амплитуды) напряжения U для двух видов импульсов напряжения, позволяющих получать перенапряжения Δ , принадлежащие к сильно отличающимся областям. Разряды осуществлялись в камере с приблизительно плоско-параллельной геометрией электродов. Использован стальной катод с полусферической рабочей поверхностью радиусом $r_{cath} = 2$ см. Межэлектродное расстояние фиксировано: $d = 1$ см. Анод был изготовлен из сетки, благодаря чему УЭ регистрировались в пространстве за анодом. Измерения проводились в воздухе (самый распространенный на Земле газ) и гелии (газ с простейшей квантовой структурой). Для генерации импульса высокого напряжения с субнаносекундным фронтом длительностью $\tau_{idle} < 0,6$ нс и максимальным значением $U_{idle} = 250$ кВ использован генератор с разрядником-обострителем, который позволял достигать во время пробоя очень высоких перенапряжений Δ . Чтобы иметь возможность измерять $U(Pd)$ в области средних Δ , разрядник удалялся из генератора. В результате генерировался импульс напряжения с микросекундным фронтом ($\tau_{idle} \approx 1$ мкс) и длительностью по основанию $\Delta t_{idle} \approx 2,4$ мкс. В этом случае пробивное напряжение на исследуемом промежутке стабилизировалось слабой ультрафиолетовой подсветкой катода. В воздухе при $P = 1$ атм перенапряжение составляло $\Delta \approx 0,3$ относительно как литературных данных по U_{st} , так и амплитуды U , измеренной в принятой конфигурации в условиях интенсивного УФ облучения катода. Для исключения пробоев по длинному пути при пониженных давлениях подсветка локализовалась на вершине катода, т. е. точке, ближайшей к аноду.

Результаты измерений $U(Pd)$ приведены на рис. 5. В случае наносекундного импульса пробой реализуется на его фронте. Только для крайних слева точек, как в гелии, так и в воздухе достигалось максимальное значение импульса холостого хода U_{idle} . Во всем исследуемом диапазоне Pd

разряды генерировали интенсивные потоки УЭ, которые регистрировались в пространстве за анодом. В случае микросекундного импульса напряжение холостого хода U_{idle} не достигалось. Импульсы УЭ, генерируемые микросекундным импульсом, зарегистрированы только в воздухе при 1 атм [12, 18]. При пониженных P и, следовательно, низких U_{max} , УЭ, скорее всего, генерируются, но регистрация их затруднена из-за слишком низких энергий.

Мы видим, что ответ на первый вопрос, поставленный в начале раздела, положителен: три кривые, измеренные в воздухе: статика ($\tau_{idle} \rightarrow \infty$), микросекундный ($\tau_{idle} \approx 1$ мкс) и наносекундный ($\tau_{idle} < 0,6$ нс) импульсы, – имеют вид, типичный для кривых Пашена с четко выраженным минимумом. Слева от минимумов наблюдались объемные диффузные формы разрядов. Справа от них по мере роста Pd постепенно развивался яркий контрагированный канал. После превышения некоторого Pd разряды вновь развивались как объемные диффузные свечения.

В соответствии с равенством (7) положение минимума сильно смещается вправо, причем следует отметить замечательную близость значений $(U/Pd)_{min}$ кривых ($\tau_{idle} \rightarrow \infty$), ($\tau_{idle} \approx 1$ мкс) и ($\tau_{idle} < 0,6$ нс), измеренных в воздухе, друг к другу и, что важно, к величине $L_{1,max}$. Последнее означает, что справа от минимумов кривых, измеренных с использованием микросекундного и наносекундного импульсов, для ускорения электронов в плотном газе необходимо локальное усиление поля пространственными зарядами так же, как для статического случая.

Смещение минимума $U(Pd)$, предсказанное на основании гипотезы об участии УЭ в пробое плотных газов, действительно, имеет место. В общем случае электрическую прочность газов следует характеризовать не одной кривой $U(Pd)$, а однопараметрическим семейством кривых $U(Pd, \tau_{idle})$, где τ_{idle} – параметр, характеризующий импульс напряжения, используемый в конкретной редакции эксперимента. Фактически кривая Пашена $U_{st}(Pd)$ является вырожденным случаем семейства $U(Pd, \tau_{idle})$, присущего конкретному газу и генератору. Более того, этот результат свидетельствует о том, что наряду с $U_{st}(Pd)$ существует еще одна фундаментальная зависимость,

$$U_{min} = f((Pd)_{min}) \approx L_{1,max} \times (Pd)_{min}, \quad (8)$$

где $(Pd)_{min}$ определяется величиной τ_{idle} , являющейся характеристикой генератора.

Заключение

Анализируя «статические» кривые Пашена с точки зрения убегания электронов на левой ветви кривых, мы предсказали смещение вправо минимума U_{min} напряжения пробоя $U(Pd)$ с уменьшением времени нарастания τ_{idle} импульса высокого напряжения. Гипотеза проверена в экспериментах с разрядами в воздухе и гелии с помощью двух импульсов напряжения с τ_{idle} в микросекундном и субнаносекундном диапазонах. Полученные кривые $U(Pd)$ сохраняют свою форму с одним минимумом при определенной величине $(Pd)_{min}$ газоразрядного параметра Pd . С уменьшением τ_{idle} минимум смещается в сторону больших Pd . Кроме того, мы предсказываем, что U_{min} растет прямо пропорционально Pd .

Мы выполнили экспериментальную проверку смещения $U(Pd)$, используя доступные импульсы напряжения с микросекундным и субнаносекундным фронтами. Остается огромный промежуток. Для повышения достоверности гипотезы необходимо заполнить его и выполнить эксперименты, варьируя не только P , но и d . Последнее позволило бы проверить, адекватно ли описание пробоя в терминах газоразрядного параметра Pd вне статического режима, включая высокие перенапряжения. Мы обращаемся к исследовательским группам, обладающим генераторами с τ_{idle} в диапазоне между микро- и субнаносекундами, с предложением выполнить дальнейшие эксперименты, чтобы подтвердить или отклонить нашу гипотезу.

Список литературы

1. Капцов Н. А. Электрические явления в газах и вакууме. – Москва–Ленинград: ОГИЗ. 1947.
2. Meek J. M., Craggs J. D. Electrical breakdown of gases. – Oxford: Clarendon Press. 1953.
3. Raizer Yu. P. Gas Discharge Physics. – Berlin: Springer. 1991.
4. Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника. – М.: Наука. 2004.
5. Beyer M., Boeck W., Möller K., Zaengl W. Hochspannungstechnik. Theoretische und Praktische Grundlagen. – Berlin. Springer-Verlag. 1986.
6. Stankevich Yu. L., Kalinin V. G. Fast electrons and X-rays in the initial stage of pulsed spark discharge // Sov. Phys. Dokl. 1967. Vol. 12. P. 1042. ДАН СССР. 1967. Т. 117. С. 72–73.
7. Noggle R. C., Krider E. P., Wayland J. R. A search for X-rays from helium and air discharges at atmospheric pressure // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39. P. 4746–4748.
8. Tarasova L. V., Khudyakova L. N. X-rays of pulsed discharges in air // Sov. Tech. Phys. 1969. Vol. 14. P. 1148. ЖТФ. 1969. Т. 39. С. 1530.
9. Babich L. P., Stankevich Yu. L. Transition from streamers to continuous electron acceleration // Sov. Phys. Tech. Phys. 1972. Vol. 17. P. 1333–1336. ЖТФ. 1972. Т. 42, № 8. С. 1669–1673.
10. Tarasova L. V., Khudyakova L. N., Loiko T. V., Tsukerman V. A. Fast electrons and X-rays from nanosecond pulsed discharges at pressures 0.1–760 Torr // Sov. Phys. Tech. Phys. 1975. Vol. 19. P. 351. ЖТФ. 1974. Т. 44. С. 564–568.
11. Павловский А. И., Бабич Л. П., Лойко Т. В., Тарасова Л. В. Убегание электронов и происхождение минимума $U(Pd)$ // ДАН СССР. 1985. Т. 281, № 6. С. 1359–1363. Sov. Phys. Dokl. 1985. Vol. 30, N 4. P. 303–305.
12. Лойко Т. В. Регистрация энергичных электронов в электрических разрядах микросекундной длительности в воздухе атмосферной плотности // ЖТФ. 1980. Т. 50, № 2. С. 392–393.
13. Kunhardt E. E., Byszewski W. W. Development of overvoltage breakdown in high gas pressure // Phys. Rev. 1980. Vol. 21A, N 6. P. 2069–2077.
14. Byszewski W. W., Reinhold G. X-ray diagnostics of runaway electrons in fast gas discharges // Phys. Rev. 1982. Vol. 26A, N 5. P. 2826–2831.

15. Babich L. P., Loïko T. V., Tsukerman V. A. High-Voltage nanosecond discharges in a dense gas at a high overvoltage with runaway electrons // *Sov. Phys. Usp.* 1990. Vol. 33, N 7. P. 521–540. УФН. 1990. Т. 160. С. 49–82.
16. Babich L. P. High energy phenomena in electric discharges in dense gases: theory, experiment and natural phenomena. – Arlington. Virginia. USA. Futurepast Inc. 2003.
17. Babich L. P. Analysis of a new electron-runaway mechanism and record-high runaway-electron currents achieved in dense-gas discharges // *Physics – Uspekhi.* 2005. Vol. 48 (10). P. 1015–1037. Doi: 10.1070/PU2005v048n10ABEH002805. УФН. 2005. Т. 175. С. 1069–1091.
18. Babich L. P. and Loïko T. V. Subnanosecond pulses of runaway electrons generated in atmosphere by high-voltage pulses of microsecond duration // *Doklady Physics.* 2009. Vol. 54. Issue 11. P. 479–482. Doi: 10.1134/S1028335809110019. ДАН. 2009. Т. 429, № 1. С. 35–39.
19. Kochkin P. O., Nguyen C. V., van Deursen A. P. J., Ebert U. Experimental study of hard X-rays emitted from meter-scale positive discharges in air // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2012. Vol. 45. P. 425202. Doi:10.1088/0022-3727/45/42/425202.
20. Babich L. P., Loïko T. V., Rodigin A. V. Calibration of detectors of ionizing emissions by means of subnanosecond runaway electron beam generated by discharge in open atmosphere at high overvoltages // *Instruments and Experimental Techniques.* 2014. Vol. 57, N 3. P. 248–254. ИТЭ. 2014, № 3. С. 21–27.
21. Babich L. P., Loïko T. V., Rodigin A. V. The first observations of Cherenkov’s radiation of runaway electrons produced by discharge in dense gas // *IEEE Trans. on Plasma Science.* 2014. Vol. 42, N 4. P. 948–952. Doi: 10.1109/TPS.2014.23085292014b.
22. Mesyats G. A., Yalandin M. I. On the nature of picosecond runaway electron beams in air // *IEEE Trans. on Plasma Science.* 2009. Vol. 37, N 6. P. 785–789.
23. Tarasenko V. F., Yakovlenko S. I. Electron runaway mechanism of in dense gases and production of high-power subnanosecond electron beams // *Physics-Uspekhi.* 2004. Vol. 47. P. 887. УФН. 2004. Т. 174, N 9. P. 953–971.
24. Yalandin M. I., Mesyats G. A., Reutova A. G., Sharypov K. A., Shpak V. G., Shunailov S. A. Picosecond runaway electrons beams in air // *Plasma Physics Reports.* 2012. Vol. 38. Issue 1. P. 29–45. Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 34–51.
25. Peterson L. R., Green A. E. S. The relation between ionization yields, cross sections and loss functions // *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* 1968. Vol. 1, N 6. P. 1131–1140.
26. Babich L. P. Breakdown and discharges in dense gases governed by runaway electrons // *Proceedings of XXII Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases / Ed. by K. H. Becker, W. E. Carr and E. E. Kunhardt.* – Hoboken. N.J. USA. 1995. P. 156–165.
27. Babich L. P. Bistability of electron ensemble interacting with a dense gas of neutral particles in electric field. Application to thundercloud fields // *High Temperature.* 1995. Vol. 33. P. 190–197. ТВТ. 1995. Т. 33. С. 659–662.
28. Lauer E. J., Yu S. S., Cox D. M. Onset of self-breakdown in a low-pressure spark gap // *Phys. Rev. A.* V. 1981. 23. P. 2250–2259.
29. Schönhuber M. J. Breakdown below $(Pd)_{\min}$ // *Proceedings of VII Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases.* – Beograd: Gradnevaska Kniga. 1966. Vol. 1. P. 316–326.

30. Bethe H. A., Ashkin J. Penetration of beta-rays through matter // Experimental Nuclear Physics. Vol. 1 / Ed. by E. Segre. – New York: John Wiley and Sons. 1953.
31. Sternheimer R. M., Berger M. J., Zeltser S. M. Density effect for ionization loss of charged particles in various substances // Atomic data and nuclear data tables. 1984. Vol. 30. P. 261–271.

Displacement of the breakdown voltage $U(Pd)$ minimum with high-voltage pulse rise-time decrease and overvoltage increase

L. P. Babich, T. V. Loïko

The Paschen curves $U_{st}(Pd)$ are analyzed from a point of view of the electron runaway and a rightward shift is predicted of the breakdown voltage minimum U_{min} with increasing steepness of a high-voltage waveform (HVW) front. The shift was observed in experiments using HVWs with microsecond and subnanosecond fronts. New dependence is predicted $U_{min} \sim \text{const}(Pd)_{min}$, where $(Pd)_{min}$ is determined by a duration of high-voltage pulse front of particular generator. An increase in U_{min} with increasing $(Pd)_{min}$ is predicted. Further experiments are required for observing the shift in the range of the front rise-times between microseconds and subnanoseconds.