

12

## Коммутация 100 kV импульсов в планарном „открытом“ разряде с генерацией встречных электронных пучков

© П.А. Бохан<sup>1</sup>, П.П. Гугин<sup>1</sup>, Дм.Э. Закревский<sup>1,2,†</sup>,  
М.А. Лаврухин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,  
Новосибирск

<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университет

<sup>†</sup> E-mail: zakrdm@isp.nsc.ru

Поступило в Редакцию 22 июня 2017 г.

Представлены результаты исследования планарного „открытого“ разряда с генерацией встречных электронных пучков при высоком напряжении и значительных, вплоть до атмосферного, давлениях рабочего газа. Продемонстрирована возможность его функционирования в гелии при напряжении свыше 100 kV, при этом повышение рабочего напряжения не препятствует быстрому пробую с характерными временами коммутации  $\sim 1$  ns. Особенностью этого типа разряда является существование области давлений газа, в которой наблюдается немонотонная зависимость времени задержки развития разряда от напряжения, связанная с конкуренцией эмиссионных процессов, приводящих к пробую.

DOI: 10.21883/PJTF.2017.20.45148.16930

Генерирование импульсов с наносекундным и субнаносекундным фронтами нарастания представляет собой активно развивающуюся область науки. Основным элементом в процессе генерации высоковольтных импульсов является коммутатор — устройство, способное перейти из непроводящего состояния в состояние высокой проводимости за минимальное время. Современная силовая электроника, лазерная физика, ускорительная техника и т. д. предъявляют жесткие требования к коммутационным устройствам, которые существующие приборы не могут обеспечить, и поэтому появление новых коммутирующих (обостряющих) устройств и разработка на их основе эффективных генераторов

(обострителей) высоковольтных импульсов нано- и субнаносекундного диапазона, особенно функционирующих в частотном диапазоне, крайне необходимы.

В настоящее время основное внимание направлено на исследование и разработку газоразрядных и твердотельных коммутационных элементов с нано- и субнаносекундными временами коммутации в нескольких направлениях: устройств с требованиями к форме и джиттеру генерируемого импульса; устройств, функционирующих в частотном режиме (десятки-сотни килогерц) с напряжением в десятки киловольт; высокоэнергетических устройств (коммутируемые напряжения свыше сотни киловольт).

В работах [1–4] представлены результаты экспериментальных исследований и физическая модель планарного высоковольтного „открытого“ разряда (ОР) в гелии с генерацией встречных электронных пучков (ЭП), продемонстрировавшие сверхбыстрый пробой разрядного промежутка. В устройствах на основе этого разряда — кивотронах — при приложении к промежутку напряжения  $U \approx 20 \text{ kV}$  генерируются электронные пучки с плотностью тока до  $1000 \text{ A/cm}^2$  [1] и скоростью нарастания  $500 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{ns}^{-1}$  [2]. Время коммутации может достигать  $100 \text{ ps}$  при  $U \approx 20 \text{ kV}$  [3], а само устройство работоспособно до частот следования импульсов  $f \approx 100 \text{ kHz}$  [1]. Указанные характеристики разряда являются уникальными и могут быть использованы для создания частотно-функционирующих источников электронных пучков или коммутаторов (обострителей) с большой мощностью с субнаносекундными характерными временами.

В [1–3] напряжение и рабочее давление газа не превышали  $30 \text{ kV}$  и  $100 \text{ Torr}$  соответственно, причем с их ростом время коммутации уменьшалось. С целью существенного расширения диапазона условий функционирования планарного ОР с генерацией встречных ЭП в работе проведено исследование генерационных и коммутационных характеристик разряда при значительно бóльших напряжениях ( $U > 30 \text{ kV}$ ) и давлениях (вплоть до атмосферного).

Эксперименты проводились с разрядной ячейкой, описание которой представлено в [1]. Устройство содержит два разрядных промежутка с длиной  $12 \text{ mm}$  и поперечным сечением  $6.2 \times 1.9 \text{ cm}$ , образованных двумя плоскими прямоугольными катодами и общей сеткой — анодом. Катоды изготавливались из реакционно-спеченного карбида кремния с удельным сопротивлением  $\sim 0.5 \Omega \cdot \text{cm}$ . Анодная сетка с геометри-

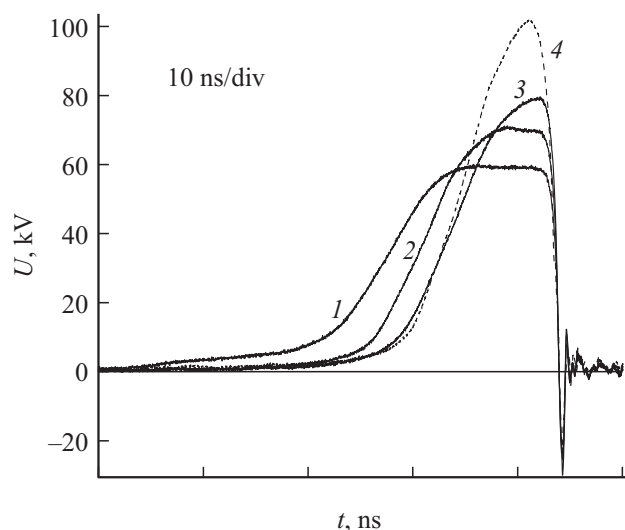
ческой прозрачностью  $\sim 95\%$  изготавливалась из молибденовой проволоки диаметром  $\sim 50 \mu\text{m}$ . Электроды разделялись диэлектрическим изолятором из набора пластин из оксида алюминия толщиной 1 mm, которые располагались со сдвигом друг относительно друга для затруднения поверхностного пробоя по внутренней и наружной поверхностям изолятора. Конструктивная собственная емкость ячейки составляла  $C_0 \approx 2 \times 13 \text{ pF}$ .

В схеме питания использовался принцип магнитной компрессии исходного импульса, формируемого разрядом накопительной емкости  $C = 6 \text{ nF}$  через первичный коммутатор — тиратрон с холодным катодом ТПИЗ-10к/25 — и импульсный трансформатор с коэффициентом трансформации 1:5. Нагрузкой служил набор малоиндуктивных сопротивлений ТВО-5 с номиналом  $R_L = 14\text{--}50 \Omega$ . Была выбрана положительная полярность импульса напряжения, соответственно катоды коммутатора были заземлены, а напряжение прикладывалось к анодной сетке. Максимальное напряжение зарядки собственной емкости кивотрона могло достигать 125 кV при длительности его фронта  $\tau \approx 20 \text{ ns}$  (по уровню 0.1–0.9). В качестве датчиков напряжения использовались малоиндуктивные сопротивления ТВО-5 с  $R = 10\text{--}100 \text{ k}\Omega$ . Высокий импеданс и меры, обеспечивающие электрическую изоляцию, сузили полосу пропускания датчиков, но тем не менее суммарная полоса пропускания системы регистрации с учетом подводных кабелей и аттенуаторов осциллографа была не хуже 300 МГц.

Эксперименты проводились в гелии при давлении  $p_{\text{He}} \approx 2\text{--}760 \text{ Torr}$  и  $f = 150 \text{ Hz}$ . В работе регистрировались импульсное напряжение  $U$ , время задержки пробоя на полувысоте  $\tau_d$  и время коммутации  $\tau_s$  — время разряда собственной емкости через разрядный промежуток.

Разряд зажигался при приложении импульсного напряжения между катодом и анодом при  $p_{\text{He}} > 2 \text{ Torr}$  и  $U > 5 \text{ kV}$ . В этом случае в разрядных промежутках появляется свечение, которое при  $U > 7 \text{ kV}$  заполняет весь объем. Осциллограммы импульсов напряжения  $U = 60, 70, 80$  и  $100 \text{ kV}$  при давлениях  $p_{\text{He}} = 2.4$  и  $4 \text{ Torr}$  приведены на рис. 1.

В типичных условиях функционирования ОР при постоянной скорости заряда собственной емкости  $C_0$  увеличение напряжения на разрядном промежутке сопровождается уменьшением времени задержки пробоя, что и наблюдалось в наших экспериментах при  $p_{\text{He}} \geq 6 \text{ Torr}$ . Вследствие преждевременного пробоя промежутка при таких давлениях

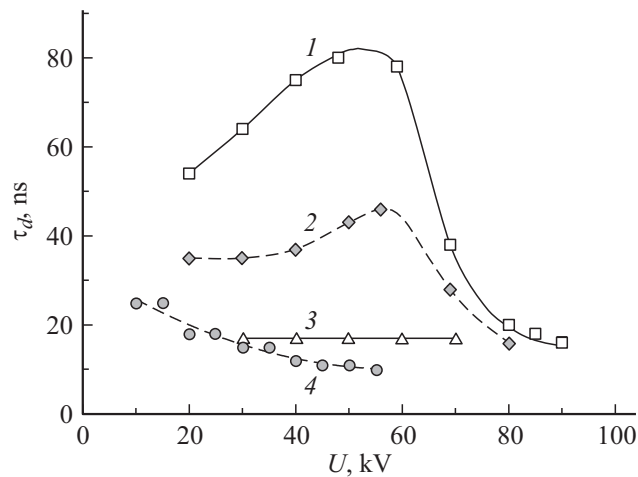


**Рис. 1.** Осциллограммы импульсов напряжения при  $p_{\text{He}} = 4$  (1–3) и 2.4 Торг (4). Осциллограммы 1–3 для давления  $p_{\text{He}} = 4$  Торг и осциллограмма 4 для  $p_{\text{He}} = 2.4$  Торг демонстрируют динамику изменения формы импульса при увеличении напряжения: 1 — 60 кВ, 2 — 70 кВ, 3 — 80 кВ, 4 — 100 кВ.

не удавалось поднять напряжение выше 65 кВ. Уменьшение времени заряда  $C_0$  и давления до  $p_{\text{He}} \approx 2.4$  Торг позволило достигнуть  $U = 100$  кВ, хотя и при этом напряжении  $C_0$  не успевала полностью заряжаться. По оценкам при  $U = 80$  кВ ток достигал  $\sim 1.6$  кА при его длительности, равной времени спада напряжения на разрядном промежутке ( $\sim 1$  нс).

Дальнейшее увеличение напряжения свыше  $U > 100$  кВ требовало значительного снижения давления рабочего газа  $p_{\text{He}} < 2$  Торг и сопровождалось развитием разряда по поверхности разделительного изолятора, что хорошо наблюдалось визуально, а само изменение характера разряда регистрировалось на осциллограммах. Обусловленное этим процессом наибольшее напряжение на аноде, достигнутое в работе, составило  $U \approx 120$  кВ.

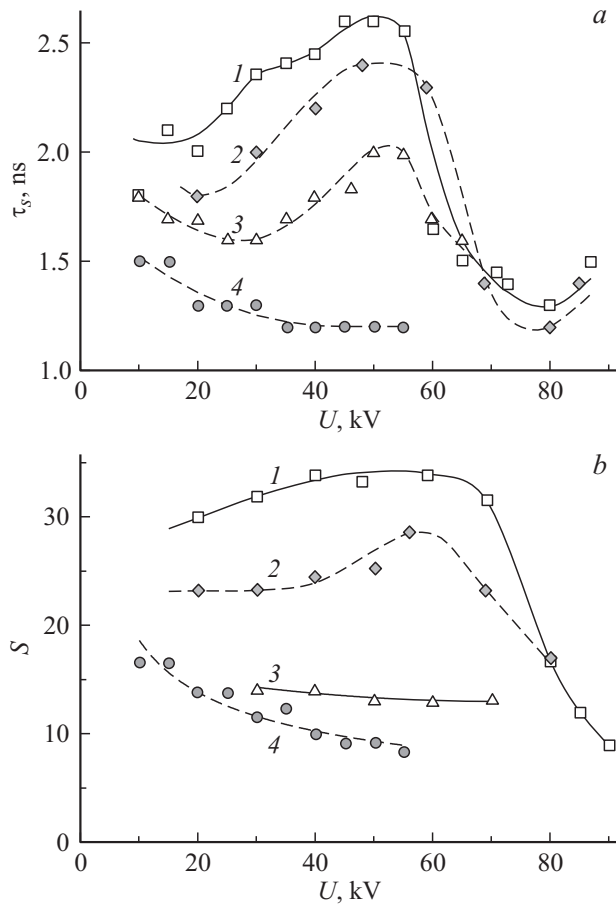
Особенностью данного типа разряда является существование области давлений рабочего газа, в которой наблюдается немонотонная зависимость задержки времени пробоя от приложенного напряжения



**Рис. 2.** Зависимость задержки времени пробоя  $\tau_d$  от  $U$  при  $p_{\text{He}} = 4.2$  (1), 5 (2), 6 (3) и 7.5 Торг (4).

$\tau_d(U)$ . В наших экспериментах при  $p_{\text{He}} < 6$  Торг с увеличением  $U$  величина  $\tau_d$  монотонно растет, а затем резко уменьшается (рис. 2).

Зависимости времени коммутации от напряжения на разрядном промежутке  $\tau_s(U)$  и степень обострения импульсов  $S(U)$ , где  $S = \tau_d/\tau_s$ , приведены на рис. 3. При  $U < 50$  кВ время коммутации для одинаковых напряжений меньше для больших давлений газа. В отличие от ранее полученных результатов для коаксиальных и планарных кивотронов, для которых  $\tau_s$  с ростом напряжения уменьшается (см., например, [1–4]) в рассматриваемом случае зависимость  $\tau_s(U)$  для  $p_{\text{He}} > 6$  Торг является немонотонной функцией, и только при напряжениях  $U > 50$  кВ для всех давлений газа  $\tau_s$  типично уменьшается с ростом напряжения, достигая  $\tau_s \approx 1$  ns (по уровню 0.1–0.9). При  $U > 85$  кВ время коммутации начинает расти из-за изменения характера протекания тока в разрядном промежутке. Оно состоит в том, что пробой осуществляется раньше, чем напряжение на аноде достигает максимума. Поэтому зарядный ток протекает через кивотрон, что увеличивает время спада на нем напряжения. В представленном масштабе осциллограмм остаточное напряжение на нагрузке  $U_{th}$  не фиксируется, что позволяет говорить



**Рис. 3.** *a* — зависимость времени пробоя  $\tau_s$  от  $U$  при  $p_{\text{He}} = 4$  (1), 4.2 (2), 5 (3) и 7.5 Torr (4). *b* — зависимость степени обострения  $S$  от  $U$  при  $p_{\text{He}} = 4.2$  (1), 5 (2), 6 (3) и 7.5 Torr (4).

о том, что при  $U > 10 \text{ kV}$  эффективность коммутации  $(U - U_{th})/U$  близка к единице. Величина  $S$  лежит в диапазоне  $S \approx 10-35$ , причем при относительно полной длительности импульса степень обострения

достигает  $S \approx 100$  и для  $p_{\text{He}} \geq 6 \text{ Torr}$  мало зависит от приложенного напряжения.

Как было упомянуто выше, повышение давления газа приводило к преждевременному пробое промежутка и требовало уменьшения времени подъема напряжения  $\tau$ . Добавление в электрическую схему дополнительного звена компрессии позволило уменьшить  $\tau$  до 10 ns. Несмотря на то что величина  $\tau$  и в этом случае оказалась недостаточной для полного заряда  $C_0$ , удалось обеспечить функционирование планарного ОР с однородным протеканием тока до  $p_{\text{He}} = 1 \text{ atm}$  с  $U \approx 32\text{--}35 \text{ kV}$  и длительностью импульса напряжения на полувывоте  $\sim 8 \text{ ns}$ .

Качественно полученные результаты можно объяснить следующим образом. В основе функционирования планарного ОР с общей анодной сеткой лежит развитие тока вследствие генерации встречных ЭП при совокупном действии фотоэмиссии, эмиссии под действием тяжелых частиц и вторичной электрон-электронной эмиссии [1,4]. Электроны, совершая осцилляции через разрядные промежутки от одного катода к другому, обеспечивают ионизацию газа. Образующиеся ионы дрейфуют к катодам, создавая быстрые атомы в реакциях резонансной перезарядки, которые в свою очередь оказываются возбужденными в резонансное состояние в реакции столкновительной передачи возбуждения. Первоначально эмиссия электронов обеспечивается фотоэмиссией под действием вакуумного ультрафиолетового (ВУФ) излучения от быстрых атомов, генерирующих сдвинутые по частоте из-за эффекта Доплера резонансные фотоны. На этой стадии происходит формирование структуры разряда с квазинейтральной областью и прикатодными слоями. По мере роста плотности плазмы толщина катодных слоев уменьшается и электрическое поле в них возрастает. В результате увеличивается поток ионов и быстрых атомов на поверхность катода, и ток, вызванный эмиссией под действием тяжелых частиц, становится заметным. Основной вклад в эмиссию под действием тяжелых частиц принадлежит быстрым атомам. Таким образом, быстрые тяжелые частицы обеспечивают эмиссию электронов как в процессе генерации ВУФ-фотонов с последующей фотоэмиссией, так и при их непосредственном воздействии на катод. Очевидно, что в зависимости от давления и приложенного напряжения роль различных эмиссионных процессов и их динамика будут различаться [4].

При обеспечении условий доминирования фотоэмиссионных механизмов генерации электронов скорость нарастания плотности тока под воздействием ВУФ-излучения от быстрых атомов выражается через соотношение [2]

$$dn_e/dt = \sigma_R v_a \gamma_{ph} R_s N N_{\text{He}}^f N_i^* / 2, \quad (1)$$

где  $\sigma_R$  — сечение возбуждения резонансного состояния атома гелия быстрым атомом [5],  $v_a = (2\bar{w}/M)^{0.5}$ ,  $\bar{w}$  — скорость и средняя энергия быстрых атомов,  $M$  — масса атома гелия,  $\gamma_{ph}$  — коэффициент фотоэмиссии,  $R_s$  — геометрический перехват излучения катодом,  $N$ ,  $N_{\text{He}}^f$  и  $N_i^*$  — концентрация атомов, количество возникших в разрядном промежутке быстрых атомов, появляющихся в результате перезарядки иона, и скорость генерации ионов. Величины  $\sigma_R$ ,  $v_a$  и  $N_i^*$  прямо зависят от рабочего напряжения. Увеличение напряжения при постоянном давлении газа позволяет достигать большей скорости ионов [4]. При этом вследствие возрастания  $\sigma_R$  (до  $\bar{w} \approx 600$  eV) [5] увеличивается количество фотонов, что приводит к возрастанию скорости развития тока и к более быстрой коммутации при высоких напряжениях. С другой стороны, с ростом напряжения баланс потерь энергии быстрых электронов между плазмой и сеткой смещается в пользу последней вследствие уменьшения вклада в плазму пропорционально  $(\ln w)/w$  [6]. Это приводит к уменьшению количества быстрых атомов, создаваемых на единицу энергии. Совокупность этих механизмов приводит к конкуренции механизмов эмиссии электронов и сложному характеру зависимостей  $\tau_d(U)$  и  $\tau_s(U)$ . При уменьшении давления газа увеличение рабочего напряжения приводит к относительному сокращению роли фотоэмиссии в доле тока разряда, а с определенного  $U$  — к преобладанию в процессе развития тока эмиссии электронов под действием тяжелых частиц.

Оценка по формуле (1) при  $U \approx 80$  kV дает величину нарастания концентрации электронов  $dn_e/dt \approx 0.4$  ns<sup>-1</sup>, что должно соответствовать значительно меньшим характерным временам развития пробоя, чем экспериментально наблюдаемые. Причиной такого несоответствия является наличие собственной емкости ячейки и индуктивности разрядного контура, которые увеличивают время сброса напряжения на разрядном промежутке [3], а также затягивание измеренных  $\tau_s$  вследствие ограничения полосы пропускания регистрирующих цепей.

Таким образом, продемонстрировано, что планарный „открытый“ разряд с генерацией встречных электронных пучков способен функ-



ционировать при напряжениях до 120 kV и значительных, вплоть до атмосферного, давлениях рабочего газа. Показано, что повышение рабочего напряжения не препятствует быстрому пробую с характерными временами коммутации менее  $\sim 1$  ns.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-19-00339).

## Список литературы

- [1] *Тарасенко В.Ф.* Генерация убегающих электронов и рентгеновского излучения в разрядах повышенного давления. Томск: STT, 2015. С. 75–110.
- [2] *Бохан П.А., Гугин П.П., Закревский Д.Э.* и др. // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. В. 17. С. 44–52.
- [3] *Бохан П.А., Гугин П.П., Закревский Д.Э.* и др. // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. В. 7. С. 73–80.
- [4] *Швейгерт И.В., Александров А.Л., Бохан П.А.* и др. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. № 7. С. 658–670.
- [5] *Kempton V., Veith F., Zehnle L.* // J. Phys. B: Atom. Mol. Phys. 1975. V. 8. N 7. P. 1041–1052.
- [6] *La Verne J.A., Mozumder A.* // J. Phys. Chem. 1985. V. 89. N 20. P. 4219–4225.