

04;12

## Коммутация импульсов мощностью 500 MW с субнаносекундным фронтом нарастания на основе открытого разряда

© П.А. Бохан, П.П. Гугин, Дм.Э. Закревский, М.А. Лаврухин

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,  
Новосибирск  
E-mail: zakrdm@isp.nsc.ru

Поступило в Редакцию 12 марта 2013 г.

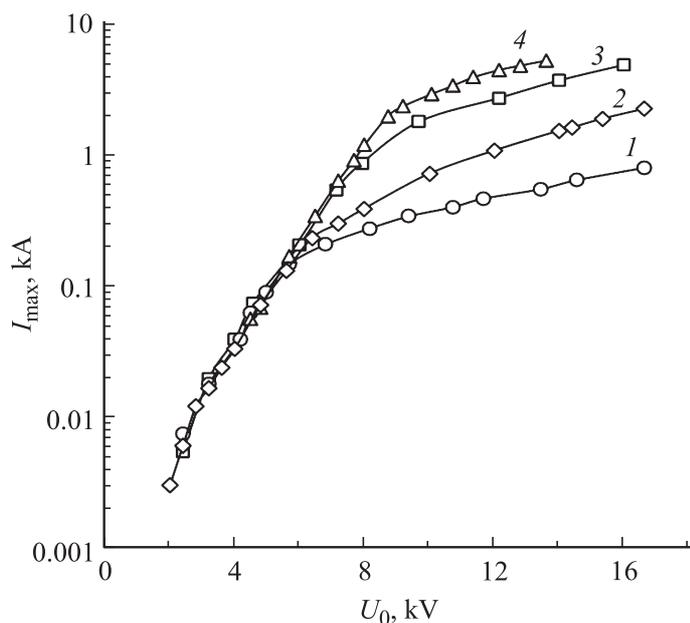
Исследованы коммутационные характеристики открытого разряда в плоской геометрии в кювете со встречными электронными пучками. В гелии получено время коммутации 400 ps при напряжении 20 kV. Достигнута амплитуда тока 28 kA при скорости его нарастания до  $3.7 \cdot 10^{13}$  A/s. Рассмотрен механизм перехода коммутатора в высокопроводящее состояние, в основе которого лежит фотоэмиссия под действием резонансного излучения быстрых атомов.

В работе [1] сообщалось о создании нового типа высоковольтного коммутатора для формирования электрических импульсов с субнаносекундным фронтом нарастания. В основе его работы лежит способность фотоэлектронного открытого разряда (ФОР) [2] генерировать электронный пучок (ЭП) в условиях, когда резонансное излучение (РИ) благородных газов без реабсорбции достигает катода. В гелии, время жизни резонансного состояния которого равно  $\tau = 0.53$  ns, появляется возможность получить времена коммутации  $t_s < 1$  ns при рабочем напряжении  $U > 10$  kV. Преимуществом коммутатора на основе ФОР перед другими [3] является простота его устройства и способность функционировать на частотах следования в десятки килогерц. В данной работе исследована возможность значительного расширения функциональных возможностей коммутатора [1], в частности получения токов в диапазоне десятков килоампер при сохранении субнаносекундного фронта нарастания.

Для достижения поставленной цели исследована возможность быстрой коммутации мощных импульсов в ФОР со встречными ЭП в плоской геометрии „сэндвич“ в двух вариантах устройств. В первом

случае коммутатор состоит из двух идентичных ускорительных зазоров (УЗ), типичных для ФОР, и содержит два катода и расположенную на одинаковом расстоянии от них  $d = 3$  mm общую сетку — анод с геометрической прозрачностью  $\mu = 98\%$  и характерным размером ячейки  $\delta = 1.5$  mm. Катоды имеют полированную прямоугольную рабочую поверхность размером  $168 \times 30$  mm и выполнены из карбида кремния SiC с удельным сопротивлением  $\rho = 0.5 \Omega \cdot \text{cm}$ . Расчетная индуктивность коммутатора при боковом введении напряжения составляла 0.23 нН. Во втором случае использованы полированные титановые катоды с диаметром рабочей части  $D = 50$  mm, а разрядные промежутки разделены дрейфовым пространством (ДП) длиной  $l = 8$  mm. Обе сетки с  $\mu = 98\%$  соединены гальванически и заземлялись через токовый шунт. Расчетная индуктивность прибора равна 0.35 нН. Схема подключения к источнику напряжения и регистрация параметров коммутируемых импульсов аналогичны описанным в работе [1]. В качестве обострительных емкостей использовались малоиндуктивные конденсаторы с майларовым изолятором [4] емкостью 8 нФ и индуктивностью 44 пН для коммутатора с SiC-катадами и 0.8 нФ и индуктивностью менее 15 пН для коммутатора с Ti-катадами. Собственная емкость коммутаторов составляла  $2 \times 90$  пФ с SiC-катадами и  $2 \times 50$  пФ с Ti-катадами.

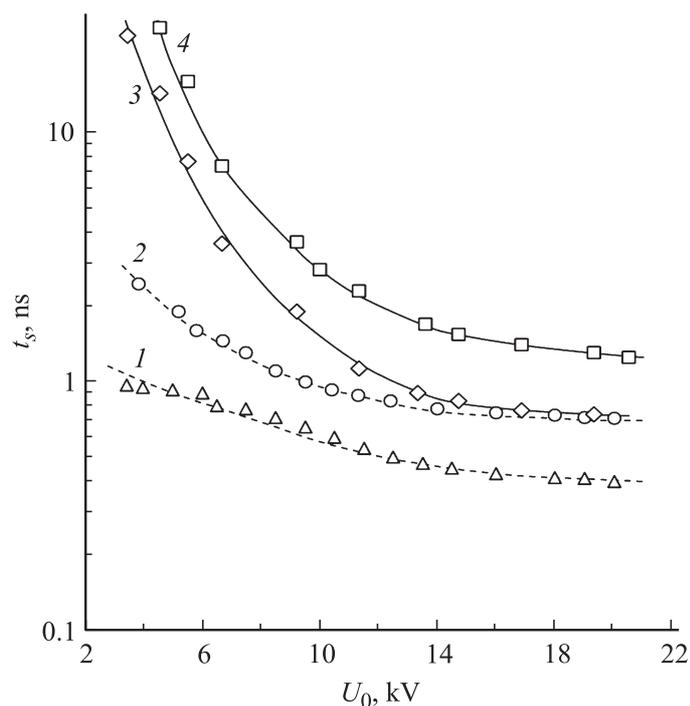
Так как описанные конструкции кювет с геометрией „сэндвич“ для ФОР ранее не использовались, то вначале исследовались зависимости амплитуды тока  $I_{\max}$  от исходного напряжения на обострительной емкости  $U_0$  (т.е.  $I_{\max}(U_0)$ ), генерация в них ЭП и генерация лазерного излучения в кювете с SiC-катадами, служащая для идентификации возникновения пучка. В качестве примера на рис. 1 показаны  $I_{\max}(U_0)$  для прибора с Ti-катадами для различных давлений гелия  $p_{\text{He}}$ . Для обоих типов приборов эти зависимости подобны и содержат 2 характерных участка. Первый участок характеризуется быстрым ростом зависимости  $I_{\max} \sim U_0^5$ . При этом  $I_{\max}(U_0)$  практически не зависят от давления, как и для коаксиального варианта в [4]. Затем, при определенном  $U_0$ , зависящем от давления, наблюдаются замедление роста тока и дифференциация зависимостей  $I_{\max}(U_0)$  по давлению. За переходной областью они подчиняются закону  $I_{\max} \sim U_0^3$ . Исследование генерации He-лазера на самоограниченном переходе  $2^1P_1^0 - 2^1S_0$  с  $\lambda = 2.056 \mu\text{m}$  в конструкции с SiC-катадами показало, что она начинается при малых токах 50–60 А и напряжении  $\sim 1.5$  kV, быстро растет с увеличением  $U_0$  и при  $U_0 > 4$  kV лазер работает без всяких зеркал. Максимальная



**Рис. 1.** Зависимость  $I_{\max}(U_0)$  для коммутатора с Ti-катодами при различных давлениях гелия  $p_{\text{He}}$ : 3.5 (1); 5 (2); 10 (3); 20 (4) Торг.

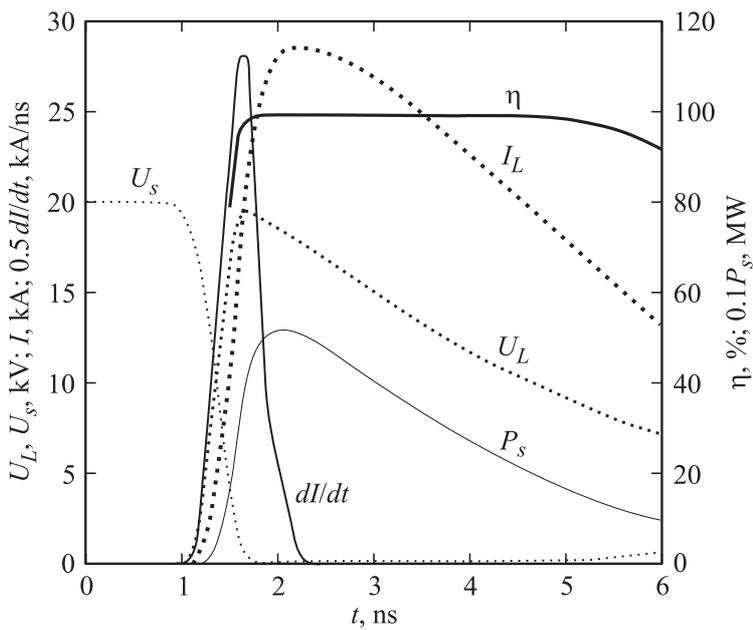
удельная энергия генерации в несколько раз выше, чем в работе [5]. Максимальная достигнутая плотность тока с Ti-катодами превышает  $j > 150 \text{ A/cm}^2$  и с SiC-катодами  $j > 200 \text{ A/cm}^2$  и реализуется при  $U(t) \sim 0.6U_0$ .

Коммутационные характеристики приборов исследовались при установке в цепи разряда со стороны катодов омической нагрузки с индуктивностью 0.11 нГн. На рис. 2 в качестве примера приведены зависимости времени подъема напряжения на нагрузке  $U_L$  (по уровню 0.1–0.9) — время коммутации  $t_s$  от величины  $U_0$  (кривые 1, 2). Для сравнения кривыми 3, 4 приведены коммутационные характеристики прибора из [1]. Данные получены с помощью двухканального стробоскопического осциллографа С 1-70 с полосой пропускания 3 ГГц. Графики рис. 2 характеризуют реально измеренные в эксперименте  $t_s$  без учета затягивания за счет ограниченной полосы пропуска-



**Рис. 2.** Зависимость времени коммутации  $t_s$  от  $U_0$  для гелия (1, 2, 4) и смеси гелия с водородом (3): 1, 2 — планарная конструкция; 1 — SiC-катоды; 2 — Ti-катоды ( $p_{\text{He}} = 6 \text{ Torr}$ ); 3, 4 — коаксиальная конструкция (3 —  $p_{\text{He}} = 8 \text{ Torr}$ , 4 —  $p_{\text{He}} = 6 \text{ Torr}$  и  $p_{\text{H}_2} = 0.3 \text{ Torr}$ , результаты [1]).

ния осциллографа, подводящих кабелей и делителей напряжения. По оценкам авторов это затягивание составляет  $\sim 100 \text{ ps}$ . Минимальное регистрируемое  $t_s$  достигнуто в устройстве с SiC-катодами и составляет  $t_s = 400 \text{ ps}$  при нагрузке  $R_L = 2 \Omega$ . Максимальная усредненная по времени коммутации скорость роста тока при  $U_0 = 20 \text{ kV}$  на нагрузке  $R_L = 0.5 \Omega$  составила  $dI/dt = 3.7 \cdot 10^{13} \text{ A/s}$ , а величина коммутируемого тока  $I = 28 \text{ kA}$  при  $t_s = 0.5 \text{ ns}$  и импульсной мощности  $P_s > 500 \text{ MW}$  (рис. 3). Осциллограмма напряжения, снятая с катодов обоих устройств, характеризуется быстрым спадом до остаточной величины  $U_{res} \approx 100 \text{ V}$



**Рис. 3.** Осциллограммы напряжения на коммутаторе ( $U_s$ ), на нагрузке  $0.5 \Omega$  ( $U_L$ ), тока через нее  $I_L$  и зависимости от времени величин  $dI/dt$ ,  $\eta$  и  $P_s$ .

за время, практически равным  $t_s$ . В течение  $5\text{--}10\text{ ns}$   $U_{res}$  остается на этом уровне, а затем возрастает за  $2\text{--}3\text{ ns}$  до уровня  $\sim 1\text{ kV}$ . Величина  $\eta = (U(t) - U_{res}(t))/U(t)$ , характеризующая эффективность коммутации, составляет  $\sim 0.99$  в первые  $5\text{--}10\text{ ns}$  и затем постепенно уменьшается. Однако вплоть до величины  $U_L \sim 0.5U_0$  она превышает  $0.9$ .

Как следует из полученных данных, ФОР в геометрии „сэндвич“ со встречными ЭП демонстрирует более быстрые времена коммутации, чем в коаксиальной, в которой время  $t_s < 1\text{ ns}$  достигается в [1] только в смесях  $\text{He} + \text{H}_2$  при  $U_0 > 11\text{ kV}$ , в то время как в данной работе  $t_s < 1\text{ ns}$  уже при  $U_0 \approx 4\text{ kV}$  в чистом гелии (рис. 2). Значительно выше по сравнению с работой [1] получены величины  $dI/dt$  и  $I_{\max}$ . Поэтому

представляется важным определить отличия механизмов коммутации в плоской геометрии по сравнению с коаксиальной.

Ячейки в данной работе и публикации [1] отличаются двумя важными параметрами: а) прозрачностью сетки, соответственно 98 и 90%; б) — соотношением  $\Theta$  между длиной ускорительных зазоров  $2d$  и расстоянием между катодами. Для ячейки с SiC-катадами  $\Theta = 1$ , для Ti-катодов  $\Theta = 0.43$  и  $\Theta = 0.12$  в [1].

Высокая прозрачность сетки и величина  $\Theta = 1$  приводят к тому, что значительная часть энергии ускоренного электрона выделяется в ускорительных зазорах, приводя к интенсивной ионизации. Ионы дрейфуют в сильном поле и в результате резонансной перезарядки приводят к появлению большого числа быстрых атомов. В свою очередь, быстрые атомы, сталкиваясь с атомами с тепловой энергией, передают ему часть импульса и одновременно возбуждают его. С одинаковой вероятностью возбуждается и налетающий атом. Вследствие эффекта Доплера излучение быстрых атомов без реабсорбции [1], т. е. в условиях данной работы, практически мгновенно достигает катода, вызывая эмиссию новых электронов. Процесс развивается экспоненциально, и зазор переходит в высокопроводящее состояние. Оценим время этого перехода.

После эмиссии из катода и до достижения сетки электрон теряет в процессе ускорения энергию  $\Delta w$ , равную

$$\Delta w = \int_0^d \rho(w(x)) dx,$$

где  $\rho(w)$  — энергетические потери быстрого электрона при движении в материальной среде. Для гелия, согласно данным [5–7], величина  $\rho(w) = 8.2 \cdot 10^3 [1 - \exp(-(w - 41.3)/299.5)] \ln w/w$ , (eV/(cm · Torr)) при  $T = 293$  К. Рассмотрим конкретный пример с  $U_0 = 10$  kV в конструкции с SiC-катадами. В этом случае после ускорения и последующего торможения электрон при  $p_{He} \approx 6$  Torr теряет энергию  $\Delta w = 82$  eV. В результате он не достигает катода на противоположной стороне и начинает осцилляцию. При каждой последующей осцилляции он теряет все большую долю энергии и наконец окончательно тормозится в районе сетки. Время, затрачиваемое электроном на первую полуосцилляцию, равно  $t_n = 4d/v_f$ , где  $v_f \sim (2eU_0/m)^{1/2}$  — скорость электрона

при достижении им сетки,  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона. При  $U_0 = 10 \text{ kV}$   $t_n = 202 \text{ ps}$ . Торможение до уровня  $w \approx 40 \text{ eV}$  осуществляется за  $t \sim 9.75 \text{ ns}$ . Так как  $\sim 60\%$  энергии электронов тратится на ионизацию [8], то после торможения одного электрона образуется  $N_i = 244$  ионов.

Однако кроме неупругих потерь значительную долю энергии, равную условно  $\Delta w_c = w(1 - \mu)$ , электрон теряет при каждом прохождении через сетку. Полный расчет показывает, что с учетом потерь на сетке в рабочую среду вкладывается  $w_{\text{He}} = 4.62 \cdot 10^3 \text{ eV}$ . В итоге при торможении одного электрона в зазоре за время  $t = 9.75 \text{ ns}$  образуется  $N_i = 113$  ионов или  $N'_i = 11.6 \text{ ns}^{-1}$  при почти равномерном распределении во времени и в пространстве между катодами.

Образующиеся ионы дрейфуют к катодам, образуя при этом в результате резонансной перезарядки быстрые атомы. Скорость дрейфа ионов  $\text{He}^+$ , вычисленная в соответствии с данными [9,10],  $v_d = 4.3 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$ . Пересекая зазор за время  $t = d/v_d = 70 \text{ ns}$ , они образуют на своем пути  $N_f = 66$  быстрых атомов со средней энергией  $\bar{w} = 150 \text{ eV}$ . Время  $t = 70 \text{ ns}$  является типичной величиной задержки развития разряда в обсуждаемых условиях. После того как зазор заполнится ионами и быстрыми атомами, скорость эмиссии из катода новых электронов, обусловленную ВУФ-излучением быстрых атомов, можно оценить по формуле  $dn_e/dt = N_a \sigma v_a \gamma_{ph} R_s N'_i N_f / 2$ , где  $N_a = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  — концентрация атомов гелия;  $\sigma$  — сечение возбуждения атома гелия  $\text{He}$  быстрым атомом  $\text{He}$  [11,12];  $v_a = (2\bar{w}/m)^{1/2}$  — скорость атомов;  $\gamma_{ph} = 0.3$  — коэффициент фотоэмиссии в разряде в гелии под действием РИ гелия [13–15];  $R_s$  — степень перехвата катодом резонансного излучения;  $N_f/2$  означает среднее число перезарядок от ионов, появившихся на разных расстояниях от катода. Расчет по вышеприведенной формуле дает  $dn_e/dt = 4.5 \text{ electrons/ns}$ . Это приводит к времени коммутации по уровню  $0.1 - 0.9 t_s = \ln 9/n_e = 0.49 \text{ ns}$ , которое близко к измеренному в конструкции с SiC-катодами ( $\sim 0.6 \text{ ns}$ , рис. 2).

В том случае, когда ускорительные зазоры разделены ДП, количество образующихся в зазорах ионов и быстрых атомов уменьшается из-за потерь в ДП и на второй сетке. Соответственно в конструкции с Ti-катодами время коммутации больше, чем с SiC-катодами, а в коаксиальной геометрии из работы [1], в которой длина ДП больше, а  $\mu$  меньше, время коммутации еще больше. К некоторому увеличению

времени коммутации приводит и угловое рассеяние электронов при их движении в материальной среде [5].

Быстрая коммутация и сброс напряжения с УЗ прекращают осцилляции электрона, но не означают остановку генерации фотонов. Время торможения быстрых атомов (до энергии  $\sim 50$  eV, при котором сечение возбуждения резонансных состояний уменьшается примерно в 6 раз), рассчитанное согласно данным работы [16], составляет  $\sim 10$  ns. В этот период эмитируется больше электронов, чем потребляет электрическая цепь. Кроме того, во время фазы коммутации поле в зазоре спадает быстрее, чем электрон теряет свою энергию. Амплитуда осцилляций электрона начинает увеличиваться, и он сталкивается с катодом, вызывая вторичную эмиссию. Поэтому напряжение на коммутаторе падает до практически нерегистрируемой величины и остается таковым, в зависимости от  $R_L$ , в течение  $\sim 5-10$  ns (рис. 3). Затем напряжение на зазоре возрастает и устанавливается на таком уровне, при котором генерируется достаточное количество фотонов для поддержания соответствующего тока в цепи.

Таким образом, проведенные исследования показали возможность коммутации токов в десятки килоампер с временем коммутации меньше 0.5 ns при напряжении до 20 kV в фотоэлектронном открытом разряде в плоской геометрии „сэндвич“.

Работа выполнена при финансовой поддержке государственного контракта № 11.519.11.6037.

## Список литературы

- [1] Бохан П.А., Гугин П.П., Закревский Дм.Э., Лаврухин М.А. // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. В. 8. С. 63.
- [2] Bokhan P.A., Zakrevsky Dm.E. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97. P. 091 502.
- [3] Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004. 704 с.
- [4] Bokhan P.A., Zakrevsky Dm.E., Gugin P.P. // Physics of Plasmas. 2011. V. 18. P. 103 112.
- [5] Бельская Е.В., Бохан П.А., Закревский Дм.Э. // Квантовая электроника. 2008. Т. 38. С. 823.
- [6] La Verne J.A., Mozumder A. // J. Phys. Chem. 1985. V. 89. P. 4219.
- [7] Бохан А.П., Бохан П.А., Закревский Д.Э. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 599.
- [8] Сыцко Ю.Н., Яковленко С.И. // Физика плазмы. 1976. Т. 2. № 1. С. 63.

- [9] *Мак-Даниель И.* Процессы столкновений в ионизированных газах. М.: Мир, 1967. 832 с.
- [10] *Rundel R.D., Nitz D.E., Smith K.A., Geis M.W., Stebbins R.F.* // Phys. Rev. A. 1979. V. 19. P. 33.
- [11] *Kempter V., Veith F., Zehnle L.* // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1975. V. 8. P. 1041.
- [12] *Kempter V., Riecke G., Veith F., Zehnle L.* // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1976. V. 9. P. 3081.
- [13] *Jones F.L., Morgan C.G., Davies D.K.* // Proc. Phys. Soc. 1965. V. 85. P. 351.
- [14] *Бохан П.А., Закревский Д.Э.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. С. 109.
- [15] *Бохан П.А., Закревский Д.Э.* // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 96. В. 2. С. 139.
- [16] *Wilson W.D., Haggmark L.G., Biersack J.P.* // Phys. Rev. B. 1977. V. 15. P. 2458.