

04

Коммутация высоковольтных импульсов с субнаносекундным фронтом нарастания с обострителем 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 28 ноября 2011 г.

Приведены результаты исследования нового принципа коммутации высоковольтных импульсов с фронтом нарастания менее 1 ns. В качестве обострителя использовано устройство на основе открытого разряда. Показано, что в коаксиальной геометрии на активной нагрузке $R_L = 50 \Omega$ при напряжении $U = 20 \text{ kV}$ достижимы минимальные времена коммутации $\sim 0.65 \text{ ns}$. Продемонстрирована возможность функционирования обострителя в частотном режиме до 30 kHz.

Генерирование высоковольтных импульсов с коротким ($\sim 1 \text{ ns}$) фронтом нарастания является актуальной задачей современной науки и техники благодаря разнообразным применениям. Основным элементом в этом процессе является коммутатор — устройство, способное перейти из непроводящего состояния в состояние высокой проводимости за минимальное время. Достаточно полный их обзор дан в монографии [1], из которой следует, что к числу нерешенных проблем относится формирование высоковольтных импульсов с коротким фронтом с высокой $f > 10 \text{ kHz}$ частотой следования. Прогресс в этой области обеспечивается в основном за счет разработки новых видов твердотельных ключей — полупроводниковых дрейфовых диодов с резким восстановлением проводимости [2,3].

В данной работе приведены результаты исследования возможности коммутации импульсов с фронтом нарастания менее 1 ns с помощью открытого разряда (ОР) [4], первоначально использованного для генерации интенсивных электронных пучков (ЭП) keV-диапазона энергий в газе среднего давления [5]. Успехи в этой области позволили в компакт-

ных устройствах получать ЭП с энергией ~ 10 keV и током ~ 25 kA в наносекундном диапазоне длительностей [6], что перспективно для возбуждения разнообразных лазеров [4,7] и других применений [8–10]. Открытый разряд осуществляется в узком (ускорительном) зазоре 0.2–10 mm между сплошным катодом и сетчатым анодом, за которым расположено протяженное дрейфовое пространство. Основным отличием ОР от других типов разрядов является функционирование в таких условиях, когда преобладающим видом эмиссии электронов с катода является фотоэмиссия под действием ВУФ-резонансного излучения рабочих газов [6,11], что автоматически обеспечивает большую долговечность катода и высокую эффективность генерации ЭП. Обычно ОР функционирует в области давлений в единицы–десятки Торг в зависимости от сорта газа [11]. В этих условиях развитие пробоя зазора происходит по экспоненциальному закону и со значительной задержкой t_d относительно приложения к нему напряжения, а время пробоя t_{sw} намного меньше t_d [12]. Малый межэлектродный зазор обеспечивает быструю деионизацию плазмы, что позволяет генерировать импульсы ЭП с частотой следования до 10^6 Hz [13]. Следовательно, ОР может служить основой для создания обострителей импульсов тока и напряжения с высокой рабочей частотой следования.

В данной работе исследования проведены в ячейке с коаксиальной геометрией электродов, аналогичной использованной в работе [6]. Внутренний диаметр катода из SiC составлял 50 mm, диаметр анода–сетки 44 mm (длина зазора 3 mm) при ее длине 20 mm и геометрической прозрачности $\mu = 0.9$. Схема возбуждения обострителя представлена на рис. 1, *a*, а соответствующие осциллограммы, характеризующие работу устройства, на рис. 1, *b*. Накопительная емкость C через псевдоискровой тиратрон ТР1 3-10k/25 перезаряжается на рабочую емкость C_p ($C = C_p = 680$ pF) по цепи с диодом D и индуктивностью L . Одновременно с емкостью C_p через регулируемую индуктивность L_p заряжается собственная (паразитная) емкость ячейки C_k , образованная коаксиально расположенными катодом и сеткой. Применение такой схемы позволяет минимизировать до нерегистрируемой величины напряжение на нагрузке $R_L = 50–200 \Omega$ (предымпульсный пьедестал) во время его подъема на C_p , измеряемого по разности сигналов с делителей напряжения VD_1 и VD_2 . Сигналы с делителей, а также резистивного токового шунта R_{sh} подавались на вход четырехканального осциллографа TDS 2024B с полосой пропускания 200 MHz. Система математической обработки сигналов осциллографа позволяет из разности сигналов с

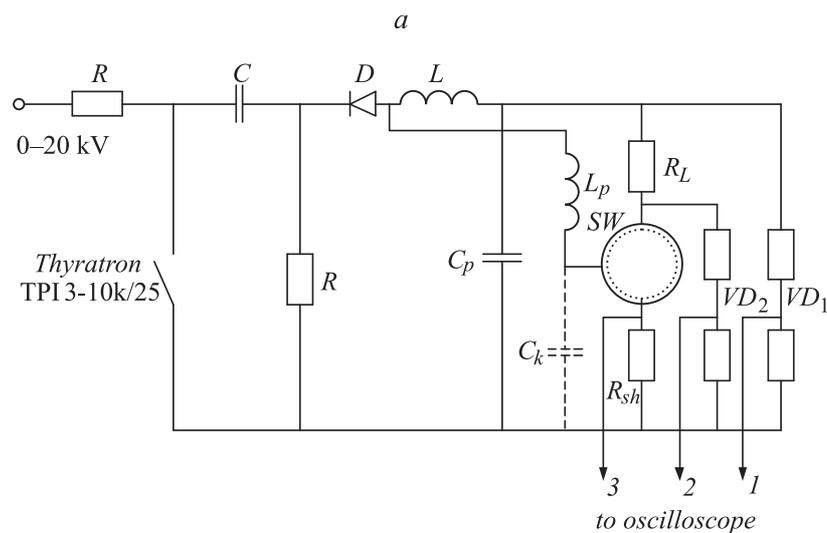


Рис. 1. *a* — схема включения обострителя; *b* — осциллограммы сигналов U_{VD_1} , U_{VD_2} , U_L и I при $p_{He} = 6 \text{ Torr}$.

делителей VD_1 и VD_2 регистрировать напряжение на нагрузке U_L . Вполне очевидно, что форма токового сигнала, снимаемая с $R_{sh} = 1 \Omega$, совпадает с формой импульса U_L . При рабочем напряжении источника $U = 20 \text{ kV}$ (паспортная величина для тиратрона) и зарядке C через сопротивление схема работоспособна до $f \sim 1 \text{ kHz}$. Это позволило также осциллографировать сигналы с делителя VD_2 и шунта R_{sh} , характеризующие время перехода ячейки в высокопроводящее состояние, и падение напряжения на ней во время коммутации, с помощью двухканального стробоскопического осциллографа С1-70 с полосой пропускания 3 GHz .

Для измерения времени восстановления электрической прочности ячейки использовался второй генератор на тиратроне, заряжающий C_p с временным сдвигом относительно первого генератора в пределах $\Delta T = 10^{-3} - 3.5 \text{ ms}$. Для ускорения деионизации плазмы в зазоре на катод подавался отрицательный потенциал от постоянного источника питания (на схеме не показан), регулируемый в пределах $0 - 180 \text{ V}$ (напряжение горения самостоятельного разряда в ячейке $\sim 200 \text{ V}$). В качестве рабочих газов использовался гелий и его смесь с водородом.

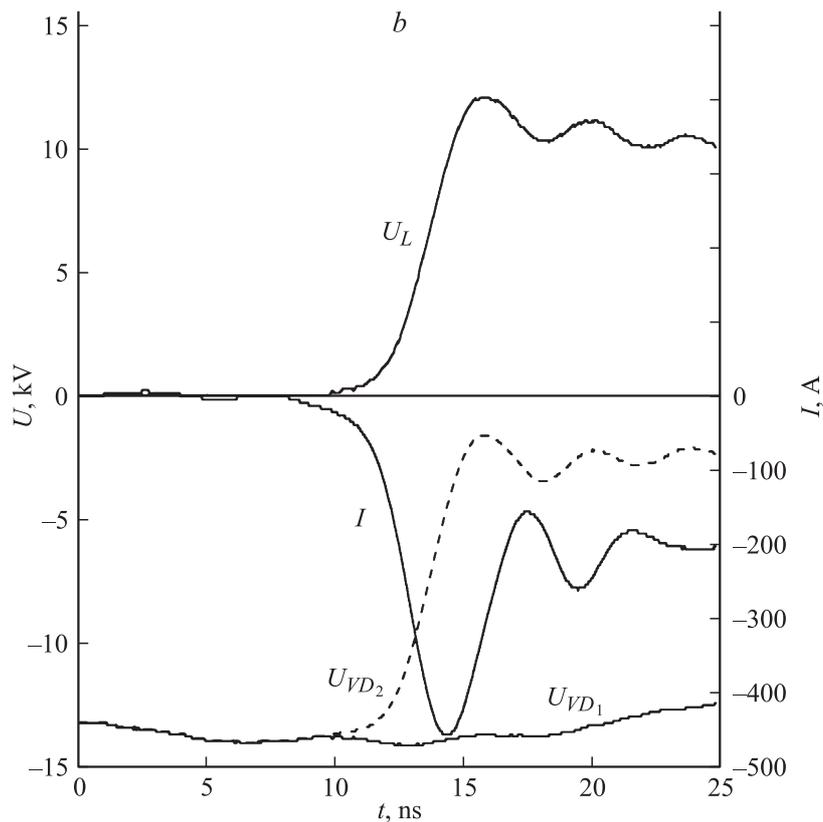


Рис. 1 (продолжение).

На рис. 1, *b* в качестве примера показаны сигналы: с делителя $VD_1 - U_{VD_1}$ (напряжение на C_p); с делителя $VD_2 - U_{VD_2}$ (напряжение на обстрителе); напряжение на нагрузке $R_L = 50 \Omega$ $U_L = U_{VD_1} - U_{VD_2}$, и тока I через токовый шунт R_{sh} . Хорошо виден передний выброс на осциллограмме тока, возникающий в результате разряда собственной емкости обстрителя C_k через токовый шунт. Через ~ 10 ns колебания затухают, и ток определяется величиной $I = U_L/R_L = (U_{VD_1} - U_{VD_2})/R_L$. При $U > 4$ kV фиксируемое время подъема по уровню 0.1–0.9 совпадает со временем сброса потенциала на ячейке (время коммутации t_{sw}).

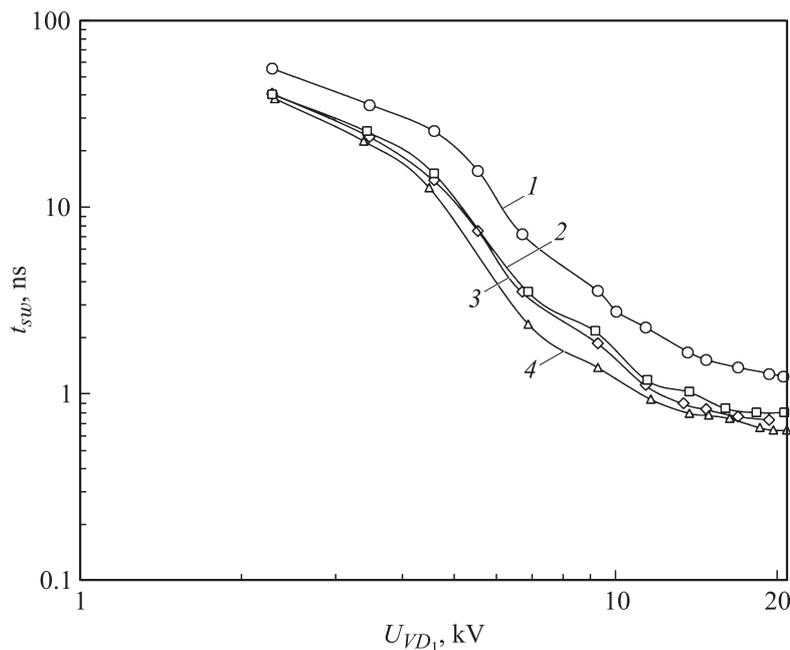


Рис. 2. Зависимость времени пробоя t_{sw} от U_{VD1} для чистого гелия (1) при $p_{He} = 8 \text{ Torr}$ и для смесей с водородом с давлением соответственно 6 и 0.1 Torr (2); 6 и 0.3 Torr (3, 4) ($R_L = 200 \Omega$ (1, 2); 100Ω (3) и 50Ω (4)).

При $U > 10 \text{ kV}$ разрешающей способности осциллографа TDS 2024B недостаточно для точного измерения t_{sw} , что проявляется в усилении выбросов и последующих колебаний на всех осциллограммах. Поэтому для $U > 10 \text{ kV}$ время коммутации определялось из осциллограммы с делителя VD_1 и VD_2 с временным разрешением $\sim 100 \text{ ps}$ (осциллограф C1-70 также имеет режим работы $U = U_{VD1} - U_{VD2}$ — аналоговое вычитание сигналов, поступающих на разные каналы). Определение фронта нарастания на TDS 2024B проводилось при одновременной подаче сигнала и на C1-70. Оно оказалось равным 1.6 ns (по уровню 0.1–0.9).

С учетом этого на рис. 2 показана зависимость t_{sw} от амплитудного значения U_{VD1} для чистого гелия (1) при $p_{He} = 8 \text{ Torr}$ и для

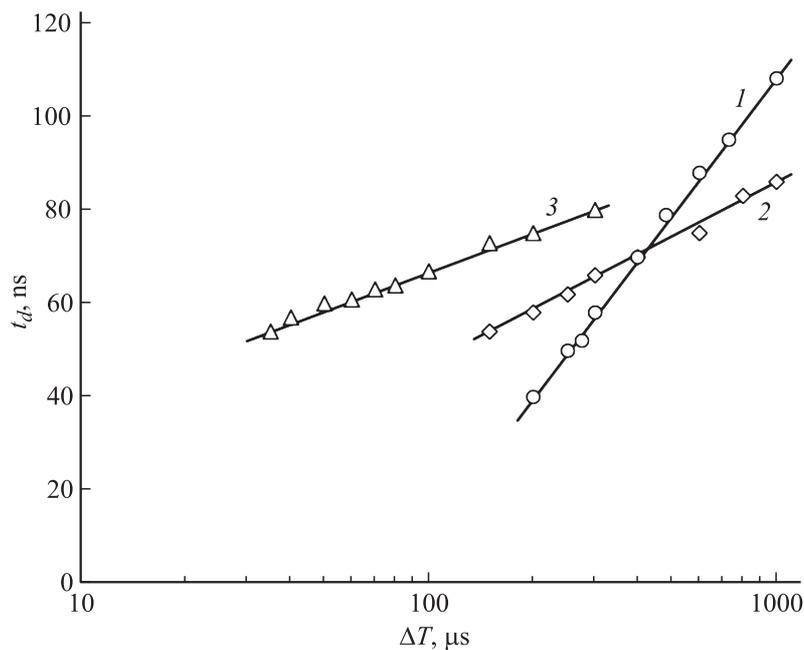


Рис. 3. Зависимости времени задержки развития пробоя t_d от времени задержки второго импульса напряжения относительно первого ΔT : $p_{\text{He}} = 6 \text{ Torr}$ (1), $p_{\text{He}} = 6 \text{ Torr}$ и $p_{\text{H}_2} = 0.25 \text{ Torr}$ (2, 3); $U = 0$ (2), $U = -180 \text{ V}$ (3).

смесей гелия с водородом (2–4). Как видно из рис. 2, введение водорода и уменьшение R_L сокращает время коммутации. Минимальное время, полученное в условиях данной работы, при $U_{VD_1} = 20 \text{ kV}$ и $R_L = 50 \Omega$ составляет $t_{sw} = 0.65 \text{ ns}$. Введение H_2 и повышение U_{VD_1} также приводит к относительному уменьшению остаточного напряжения на ячейке U_t , характеризующего эффективность коммутации $\eta = (U_{VD_1} - U_t)/(U_{VD_1} - IR_{sh})$. При $U > 10 \text{ kV}$ $\eta \sim 0.9$. Более точному измерению η при $U > 12 \text{ kV}$ препятствуют наводки на измерительные делители VD_1 и VD_2 .

На рис. 3 показана зависимость задержки развития пробоя t_d (на уровне подъема напряжения 0.1–0.95) от времени задержки второго импульса относительно первого ΔT . Видно, что чистый гелий имеет

более высокую электрическую прочность, чем смесь $\text{He} + \text{H}_2$ (соответственно кривые 1 и 2 при $\Delta T = 1 \text{ ms}$). Однако при меньших задержках более высокой электрической прочностью обладает смесь $\text{He} + \text{H}_2$. Приложение отрицательного потенциала к катоду, вытягивающего ионы из разрядного промежутка, способствует более быстрому восстановлению электрической прочности. Предполагая приемлемым время подъема напряжения на C_p равным 50 ns , можно рассчитывать, согласно зависимости 3 рис. 3, на достижение частоты следования $\sim 30 \text{ kHz}$ в смеси $\text{He} + \text{H}_2$ при постоянной разности потенциалов между катодом и сеткой -180 V . Достижимая степень обострения, определяемая как отношение t_d/t_{sw} , составляет ~ 80 .

Кратко рассмотрим механизм перехода обострителя на основе ОР в высокопроводящее состояние. Хорошо известно, что скорость нарастания тока в ОР резко увеличивается при повышении напряжения [14], причем основную роль начинают играть процессы возбуждения в самом ускорительном зазоре [15] вследствие возбуждения резонансных состояний быстрыми тяжелыми частицами [16]. В этом процессе с одинаковой вероятностью возбуждаются как покоящийся, так и быстрый атом. При $U = 20 \text{ kV}$ и $p_{\text{He}} = 6 \text{ Torr}$ средняя энергия быстрого атома составляет $\sim 250 \text{ eV}$. Вследствие эффекта Доплера частота излучения сдвигается на величину $\Delta\nu = \nu_0(\nu/c) = 1.9 \cdot 10^{12} \text{ Hz}$ (ν_0 — частота излучения на резонансном переходе на длине волны $\lambda_0 = 58.4 \text{ nm}$; c — скорость света, ν — скорость атома гелия). Поэтому излучение достигает катода без самопоглощения рабочим газом. В результате при $U = 70 \text{ kV}$ время перехода ячейки с ОР в высокопроводящее состояние составляет $3-4 \text{ ns}$ [17] в плоской геометрии электродов. Как видно из рис. 2, в коаксиальной геометрии $t_{sw} < 4 \text{ ns}$ реализуются уже при $U = 6.5-8 \text{ kV}$ и уменьшается до $t_{sw} < 1 \text{ ns}$ при $U = 13 \text{ kV}$. Отличие коаксиальной геометрии от планарной состоит в том, что в ней (при условии высокой прозрачности сетки) электроны совершают множество осцилляций внутри катода, тем самым усиливая фотоподсветку. Кроме того, в коаксиальной геометрии значительно выше степень перехвата катодом излучения плазмы. В условиях данной работы возрастание числа эмитированных электронов за счет возбуждения в самом зазоре можно оценить из выражения $n_e/n_{e0} = (1 + 2\mu^2 + 2\mu^4 + \dots + 2\mu^n)(R_{sk}/R_{sn})$, где $2\mu^2$ — соответствует прохождению электрона через сетку с противоположной от старта стороны катода, замедленного в поле ускорительного зазора и вновь ускоренного. При $\mu = 0.9$ $n_e/n_{e0} = 21$ (здесь n_{e0} — количество

электронов, рожденных на катоде под воздействием однократного прохождения электронов через ускорительный зазор; $R_{sk}/R_{sn} \sim 3$ — соответственно степень перехвата катодом излучения в коаксиальной (R_{sk}) и планарной геометрии (R_{sn}). Поэтому показатель в экспоненте [12], характеризующей скорость развития разряда, увеличивается в 21 раз, что соответствует времени коммутации, в 21 раз меньшем, чем в плоской геометрии.

Таким образом, на основе ОР можно построить высоковольтный обостритель напряжения со времени коммутации $t_{sw} < 1$ ns, работоспособный до частоты следования импульсов ~ 30 kHz с эффективностью не хуже 0.9. Сокращение времени коммутации происходит вследствие усиления фотоподсветки за счет многочисленных осцилляций электрона в коаксиальной геометрии электродов и увеличения степени перехвата катодом резонансного ВУФ-излучения рабочих атомов.

Список литературы

- [1] Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004. 704 с.
- [2] Тучкевич В.М., Грехов И.В. Новые принципы коммутации больших мощностей полупроводниковыми приборами. Л.: Наука, 1988.
- [3] Коротков С.В., Аристов Ю.В., Воронков В.Б. // Приборы и техника эксперимента. 2010. № 2. С. 80.
- [4] Бохан П.А., Сорокин А.Р. // ЖТФ. 1985. Т. 55. В. 1. С. 88.
- [5] Бохан П.А., Колбычев Г.В. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. В. 7. С. 418.
- [6] Bokhan P.A., Zakrevsky Dm., E., Gugin P. P. // Phys. Plasmas. 2011, V. 18. P. 103112.
- [7] Батенин В.М., Бохан П.А., Бучанов В.В., Евтушенко Г.С., Казарян М.А., Карпунин В.Т., Климовский И.И., Маликов М.М. Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов-2. Т. II. М.: Физматлит, 2011. 608 с.
- [8] Муратов Е.А., Рахимов А.Т., Суетин Н.В. // ЖТФ. 2004. Т. 74. В. 5. С. 121.
- [9] Kovalev A.S., Mankelevich Yu.A., Muratov E.A., Rakhimov A.T., Suetin N.V. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1992. V. 10. P. 1086.
- [10] Karelin A.V. // Laser Physics. 2004. V. 14. P. 1.
- [11] Bokhan P.A., Zakrevsky Dm.E. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97. P. 091502.
- [12] Бельская Е.В., Бохан П.А., Закревский Дм.Э. // Квантовая электроника. 2008. Т. 38. С. 823.

- [13] *Бохан П.А.* // ЖТФ. 1991. Т. 61. В. 6. С. 61.
- [14] *Колбычев Г.В., Пташник И.В.* // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 55. В. 1. С. 673.
- [15] *Бохан А.П., Бохан П.А., Закревский Д.Э.* // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 599.
- [16] *Бохан П.А., Закревский Д.Э.* // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 786.
- [17] *Сорокин А.Р., Бохан П.А.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 17. С. 86.