

Каскадное ускорение субнаносекундного электронного пучка

Л.Н. Лобанов^{1,*}, К.А. Шарытов¹, В.Г. Шнак¹, С.А. Шунайлов¹, М.Р. Ульмаскулов¹,
М.И. Яландин^{1,2}

¹Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

*lobanov@ier.uran.ru

Аннотация. Рассматривается каскадное ускорение субнаносекундных электронных пучков. Исследован диод, где функции эмиссии и ускорения разделены в двух последовательных промежутках. Эксперимент по эмиссии убегающих электронов в газовом диоде такой конфигурации дал основания для изучения вакуумного магнитоизолированного взрывоэмиссионного диода, где удалось снизить разброс энергий электронов, инжектируемых на фронте ускоряющего импульса. В численной модели демонстрируется увеличение энергии сильноточного пучка, ускоряемого в промежутках, образованных дрейфовой трубкой, запитанной синхронизированным импульсом напряжения независимого источника.

Ключевые слова: эмиссия, пучок, диод, ускоряющий промежуток, убегающие электроны.

1. Введение

Формирование субнаносекундных сильноточных электронных пучков повышенной энергии представляет интерес для генерации коротковолновых СВЧ импульсов сверхизлучения [1–5]. Кроме того, с увеличением энергии электронов в убитронах и скаттронах [6–8] частота излучения растёт пропорционально квадрату релятивистского Лоренц-фактора. Также актуальна задача снижения доли низкоэнергетических электронов на фронте пучка, которые «выпадают» из синхронизма с электромагнитной волной в замедляющих структурах черенковских СВЧ приборов и снижают эффективность генерации.

Сокращение диапазона энергий электронов на фронте взрывоэмиссионного пучка (без увеличения максимальной энергии) демонстрируется для вакуумного коаксиального диода с магнитной изоляцией (КДМИ), где функции эмиссии и ускорения электронов разделены в двух последовательных промежутках. Эти эксперименты [9] стали возможны после обоснования методики расщепления ускоряющего импульса на два параллельных, один из которых задержан. Мы воспользовались тем фактом, что автоэлектронная эмиссия (АЭЭ) с катода предшествует не только взрывной электронной эмиссии (ВЭЭ) в вакууме, но возникает и при заполнении промежутка газом, инициируя появление убегающих электронов (УЭ) в сильном электрическом поле (см. [10] и цитированное там).

Кратно увеличить энергию пучка можно в последовательных ускоряющих промежутках, разделённых дрейфовой трубкой. Этот метод известен из работ Р. Видероз [11]. Мы, однако, планируем применить питание трубки не гармоническим сигналом, а импульсом синхронизированного высоковольтного драйвера. Такая возможность имеется для драйверов РАДАН [12] с двойной формирующей линией.

2. Ускорение пучка в двухззорном диоде

Как известно, при быстром перенапряжении, АЭЭ на графитовом катоде переходит в стадию ВЭЭ с разбросом в единицы пикосекунд [13]. Это же характеризует появление УЭ в газе при привязке эмиссии к крутому участку фронта катодного напряжения, так как именно автоэмиссионные электроны инициируют ионизацию газа и появление плазменных образований – источников УЭ. В обоих случаях для появления электронных потоков требуется электрическое поле определённой напряжённости. Условия её достижения на нарастающем (здесь и ниже – по модулю) фронте катодного напряжения U_c не изменятся, если между катодом и анодом расположить третий тонкий электрод под плавающим потенциалом

(рис. 1а), повторяющий по форме одну из эквипотенциалей двухэлектродного промежутка. Этому случаю, как и двухэлектродному варианту диода, соответствует режим эмиссии и ускорения УЭ, представленный на рис. 1б.

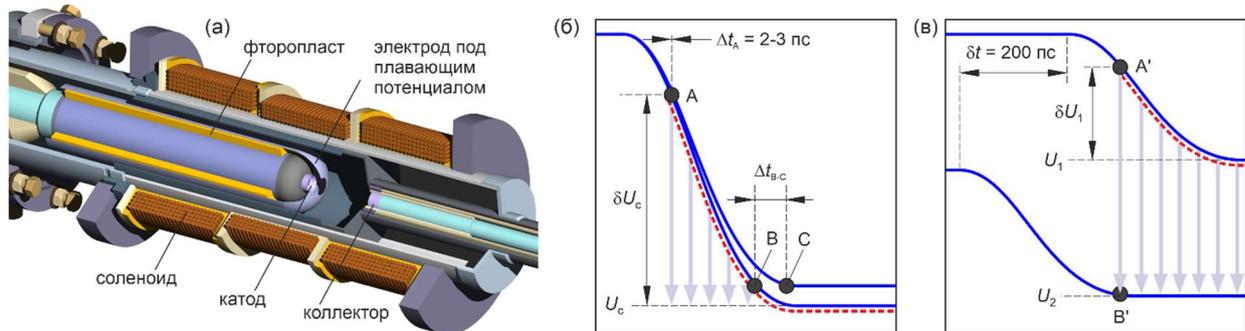


Рис. 1. (а) КДМИ с третьим электродом под плавающим потенциалом, диэлектрической вставкой во внутренней связанной коаксиальной линии и двумя промежутками. (б) Область эмиссии взрывоэмиссионного пучка (пунктир) и сгустков УЭ (точки) в варианте диода с одним промежутком. (в) То же для диода с двумя промежутками и задержкой эмиссии в первом из них.

Если короткий сгусток УЭ [14, 15] возникает в точке А по достижении критического поля E_c у катода [16, 17], то он имеет пикосекундную привязку по времени Δt_A к фронту напряжения U_c и ускоряется (в упрощённой интерпретации) пока напряжение на промежутке нарастает до амплитуды. Когда за счёт профилирования катодного электрода (заглубления катода [18]) поле E_c обеспечивается при большом напряжении (в точках В или С, в зависимости от вариаций амплитуды U_c) сгусток появляется со значительным разбросом по времени Δt_{B-C} . Разброс удаётся радикально снизить, если с помощью диэлектрической вставки во внутренней коаксиальной линии, образованной катодным электродом и дополнительным, задержать импульс U_1 на время δt (рис. 1в). Этот электрод образует две связанные линии, делящие импульс питания U_{in} так, что $U_c \approx U_1 + U_2$. Важно, во-первых, что полевые условия эмиссии на фронте U_1 в точке А' не меняются, и УЭ возникают с той же стабильностью, как в случае на рис. 1б. Во-вторых, фронт напряжения на второй промежуток диода приходит раньше, и сгусток УЭ оказывается здесь, когда напряжение U_2 уже достигло амплитуды. Эффективность такого метода разделения функций эмиссии и ускорения была показана в работе [10], где максимальная энергия УЭ ≈ 390 кэВ оказалась не меньше, чем задаваемая напряжением холостого хода $U_c = 2U_{in} \approx 320$ кВ. Последнее связано с дополнительным ускорением электронов электрическим полем, сжимаемым к аноду фронтом волны ионизации [19–21]. Между тем, временная стабильность тока УЭ, ускоренных до максимальных энергий в точке В' была пикосекундной.

В отличие от режима формирования сгустка УЭ, взрывная эмиссия с катода в вакууме не прекращается за единицы-десятки пикосекунд после момента А (рис. 1б), а продолжается до перехода напряжения с фронта на полку и далее (пунктирная кривая на рис. 1б). Диапазон нарастающих напряжений эмиссии, показанный полутоновыми стрелками, при относительно медленном фронте приводит к перепаду энергий электронов на аноде $\delta W \approx e\delta U_c$ (e – элементарный заряд), который велик. Напротив, в случае на рис. 1в аналогичный разброс $\delta W' \approx e\delta U_1$ оказывается меньше и не нарастает при ускорении во втором промежутке, то есть, значительно снижается по отношению к U_c . Такой эффект наблюдался в численной модели (код КАРАТ [22]) двухззорного диода с геометрией как на рис. 1а и в натурном эксперименте [9]. Магнитное поле в КДМИ составляло 2 Тл.

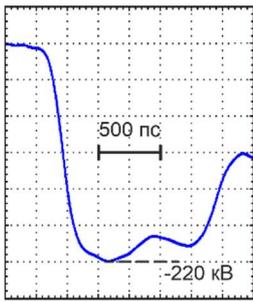


Рис.2. Импульс U_{in} , подаваемый на катод диодов.

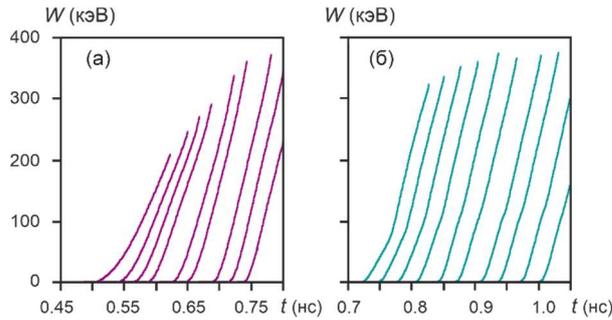


Рис.3. Расчёт набора энергии пробными электронами, стартовавшими в 2-х (а) и 3-х (б) электродном КДМИ.

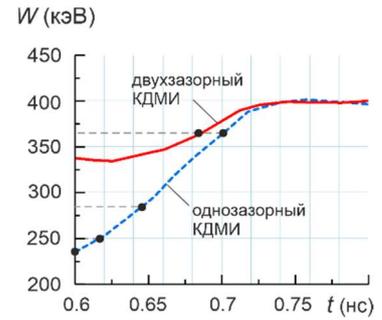


Рис.4. Набор энергии (расчёт) и моменты (точки) появления тока за фильтрами-отсечками.

На рис. 2 показан импульс напряжения U_{in} , обеспечивавший ток пучка ≈ 1 кА. На рис. 3а приведён расчёт набора энергии пробными частицами, эмитированными на фронте импульса U_c на катоде, трансформированного из U_{in} с учётом свойств КДМИ с одним промежутком. Время ускорения и динамика фронта U_c определяют тот факт, что самые ранние электроны набирают на аноде не более 60% от максимальной энергии по сравнению с частицами, которые эмитированы позже, при амплитудном напряжении. То есть, разброс энергий электронов на фронте пучка составляет $\approx 40\%$ от максимальной, что соответствует перепаду по вертикальной шкале W пунктирной кривой на рис. 4. На этом рисунке шкала « t » – это диапазон времён прибытия частиц на анод (коллектор). В двухзачорном диоде с диэлектрической вставкой относительный перепад энергий на фронте снизился до $\approx 15\%$ (рис. 3б). Для сравнения с предыдущим случаем, сплошная кривая для двухзачорного КДМИ на рис. 4 смещена по времени на ≈ 200 пс, что соответствует задержке сигнала в линии с диэлектриком. В экспериментах с помощью алюминиевых фильтров определены моменты появления на коллекторе фракций тока с энергиями выше некоторых значений. Таким методом с точностью не хуже 10 пс подтверждено совпадение данных измерений (точки на рис. 4) с расчётными кривыми набора энергии в зависимости от времени (рис. 4).

3. Ускорение пучка синхронизированными импульсами напряжения

Кратно повысить энергию субнаносекундного сильноточного электронного пучка можно с помощью ускорения в промежутках, разделённых дрейфовой трубкой. Этот принцип был реализован Р. Видероз [11] для ускорения протонов, что связано с медленным темпом роста их энергии и малой скоростью дрейфа в трубке. Для смены полярности питания трубки за время пролёта, было достаточно источника мегагерцового диапазона. Такой метод ускорения применим для электронов с переходом к гигагерцовым частотам, что эквивалентно субнаносекундным временам ускорения, дрейфа и смены полярности питания.

При дополнительном ускорении сильноточного пучка, уже набравшего в КДМИ с зазором D_1 энергию ≈ 250 кэВ (при $|U_{in}|^{\max} \approx 170$ кВ и $|U_c|^{\max} \approx 250$ кВ), с помощью зазоров D_2 и D_3 , разделённых дрейфовой трубкой (рис. 5а), можно получить «утроение» энергии. Для этого требуется биполярное питание трубки с перепадом ≈ 500 кВ. Расчёты на рис. 5б и рис. 5в [22] показывают изменение продольного импульса $p_z(z)$ и кинетической энергии $W(t)$ пробных частиц, стартующих с интервалом 20 пс на «полке» тока пучка. Положительный потенциал на трубке нарастает до амплитуды к моменту, когда первые электроны пучка из КДМИ оказываются на входе зазора D_2 . Следующие за фронтом тока частицы увеличивают в этом зазоре энергию до ≈ 500 кэВ и после пролёта трубки длиной 8 см приблизительно через 300 пс оказываются на входе D_3 . К этому моменту полярность потенциала трубки меняется. В результате, энергия пучка с длительностью ≈ 300 пс после D_3 возрастает до ≈ 750 кэВ.

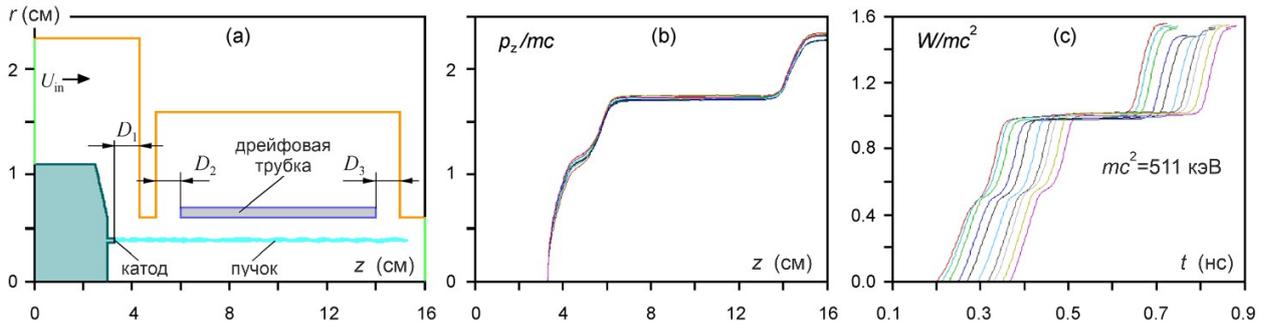


Рис. 5. (а) Геометрия задачи ускорения в двух зазорах D_2 и D_3 при биполярном питании дрейфовой трубки. (б), (в) Рост нормированного продольного импульса и кинетической энергии пробных электронов.

В описанной схеме первый лепесток напряжения на трубке положительный. Однако планируемый для эксперимента драйвер РАДАН с прецизионной синхронизацией [12] формирует отрицательный импульс. Поэтому на первом этапе планируемых экспериментов будет применена схема (рис. 6а) с одним дополнительным ускоряющим промежутком D_2 и отрицательным потенциалом на дрейфовой трубке. Трубка на «катодном» конце закорочена, но имеет длину, достаточную для поддержания ускоряющего потенциала в течение времени до возврата к зазору D_2 отражения импульса питания U_2 , подаваемого справа налево и инвертированного в области КЗ. В численной « r - z » модели [22] мы заменяем такое питание положительным потенциалом на коллекторе и наблюдаем близкое к двукратному увеличению энергии пробных электронов (рис. 6б).

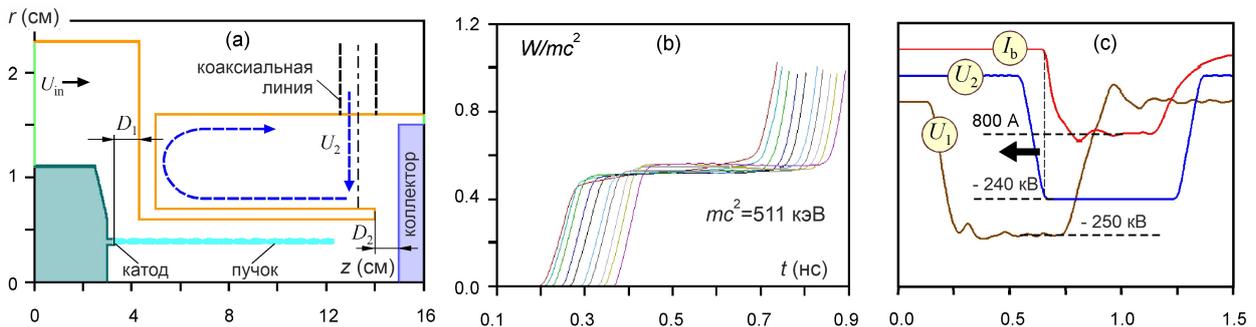


Рис. 6. (а) Геометрия задачи каскадного ускорения при отрицательном потенциале на промежутке D_2 . (б) Набор энергии пробных электронов. (в) Напряжение на катоде U_1 и синхронизация в точке $z = 14$ см напряжения U_2 на промежутке D_2 , заданного потенциалом коллектора, с током пучка I_b .

4. Заключение

В заключение укажем особенности эксперимента, планируемого по схеме на рис. 6а. Импульс U_2 (рис. 6в) будет подаваться на дрейфовую трубку со стороны промежутка D_2 по ортогональной коаксиальной линии (пунктиры на рис. 6а), расположенной в зазоре между обмотками импульсного соленоида. Здесь продольное магнитное поле спадает ($\approx 10\%$), но это не препятствует проводке пучка от кромочного катода диаметром 8 мм в трубке с пролётным каналом диаметром 12 мм.

Существует проблема паразитной эмиссии с торца трубки, который выступает катодом в зазоре D_2 . Однако здесь можно установить градиентный экран из нержавеющей стали (в виде полутора) с радиусом кромки 1.5 мм. В этом случае, при $|U_2|_{\max} \approx 250$ кВ и расстоянии до коллектора 10 мм, электрическое поле достигает ≈ 1000 кВ/см. Как показали исследования [23], при такой напряженности нескольких десятков коротких тренировочных

импульсов достаточно для роста задержки взрывной электронной эмиссии до ≈ 1 нс, что уже приемлемо.

Схема на рис. 6а характеризуется «провисанием» потенциала пучка в области промежутка D_2 , где диаметр анода скачкообразно возрастает. Здесь планируемый ток пучка ≈ 0.8 кА немногим меньше критического [24], но снижение его энергии $\approx 10\%$ может компенсироваться увеличением амплитуды U_2 .

Согласно расчётам, если использовать синхронизацию, как показано на рис. 6в, разброс энергий на фронте тока после зазора D_2 будет снижен относительно максимальной энергии, что обеспечивается ускорением на полке U_2 , как и в случае на рис. 3б.

Обратим внимание, что смещение синхронизации U_2 в направлении, указанном стрелкой на рис. 6в, уменьшает время до возврата инвертированного на КЗ отражения импульса питания U_2 и, следовательно, длительность тока пучка I_b с удвоенной энергией.

Благодарности

Представленное исследование поддержано Российским научным фондом, грант № 24-19-00407, <https://rscf.ru/project/24-19-00407/>.

5. Литература

- [1] S. Korovin, et al., Subnanosecond 1-GW Pulsed 38-GHz Radiation Source, *Tech. Phys. Lett.*, vol. **30**, 117, 2004, doi: 10.1134/1.1666957
- [2] N. Ginzburg, et al., Generation of Sub-Terahertz Superradiance Pulses Based on Excitation of a Surface Wave by Relativistic Electron Bunches Moving in Oversized Corrugated Waveguides, *Phys. Rev. Lett.*, vol. **117**(30) 204801, 2016, doi: 10.1103/PhysRevLett.117.204801
- [3] N. Ginzburg, et al., Generation of intense spatially coherent superradiant pulses in strongly oversized 2D periodical surface-wave structure, *Appl. Phys. Lett.*, vol. **117**, (18), 183505, 2020, doi: 10.1063/5.0026814
- [4] A. Rostuntsova, N. Ryskin, and N. Ginzburg, Self-similar amplification and self-compression of short microwave pulses during Cherenkov-type interaction with relativistic electron beams, *Phys. Plasmas*, vol. **27**(5), 053108, 2020, doi: 10.1063/5.0008252
- [5] L. Yurovskiy, et al., Production of Multi-Gigawatt Sub-Nanosecond Microwave Pulses by the Method of Chirped-Pulse-Amplification, *IEEE Electron Device Lett.*, vol. **42**(3), 426, 2021, doi: 10.1109/LED.2021.3053131
- [6] N. Ginzburg, et al., Experimental observation of superradiance in millimeter-wave band, *Nuclear Instrum. Methods in Phys. Res. A*, vol. **393**(1–3), 393, 1997, doi: 10.1016/S0168-9002(97)00509-3
- [7] V. Bratman, et al., Stimulated scattering of waves in microwave generators with high-current relativistic electron beams: simulation of two-stage free-electron lasers, *Int. J. Electronics*, vol. **59**(3), 247, 1985, doi: 10.1080/00207218508920700
- [8] A. Reutova, et al., Experimental observation of superradiance in the stimulated scattering of an intense microwave pump wave by a counterpropagating subnanosecond high-current relativistic electron bunch, *JETP Lett.*, vol. **82**, 263, 2005, doi: 10.1134/1.2130909
- [9] L. Lobanov, et al., A magnetically insulated coaxial vacuum diode providing a reduced energy spread in the leading edge of a high-current electron beam, *Phys. Plasmas*, vol. **30**, no. 9, p. 093101, 2023, doi: 10.1063/5.0161097
- [10] G. Mesyats, et al., Control and Stabilization of Runaway Electron Emission at the Delay Stage of Pulsed Breakdown in an Overvolted Atmospheric Gap, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. **41**, no. 10, p. 2863, 2013, doi: 10.1109/TPS.2013.2258041

-
- [11] R. Wideröe, Über ein neues Prinzip zur Herstellung hoher Spannungen, *Arch. Elektrotech.* vol. **21**, 387, 1928, doi: 10.1007/BF01656341
- [12] V. Shpak, S. Shunailov, and M. Yalandin, The 40 years to RADAN – compact multi-purposed sources for various pulsed power investigations, *J. Phys.: Conf. Ser.*, vol. **2064**(1), 012002, 2021, doi: 10.1088/1742-6596/2064/1/012002
- [13] M. Yalandin, et al., Picosecond Stability of Injection of Parallel High Current Pulsed Electron Beams, *Tech. Phys. Lett.*, vol. **35**, 804, 2009, doi: 10.1134/S1063785009090065.
- [14] G. Mesyats, et al., How short is the runaway electron flow in an air electrode gap?, *Appl. Phys. Lett.*, vol. **116**(6), 063501, 2020, doi: 10.1063/1.5143486
- [15] V. Tarasenko, D. Beloplotov, and D. Sorokin, Duration of run-away electron current pulses when applying voltage pulses with a subnano-second rise time, *Tech. Phys.*, vol. **67**(5), 586, 2022, doi: 10.21883/TP.2022.05.53674.317-21
- [16] L. Babich, T. Loiko, and V. Tsukerman, High-voltage nanosecond discharge in a dense gas at a high overvoltage with runaway electrons, *Sov. Phys. Usp.*, vol. **33**(7), 521, 1990, doi: 10.1070/PU1990v033n07ABEH002606
- [17] Y. Korolev and G. Mesyats, *Physics of Pulsed Breakdown in Gases*. Yekaterinburg: UB RAS, 1998.
- [18] A. Gurevich, et al., Observation of the Avalanche of Runaway Electrons in Air in a Strong Electric Field, *Phys. Rev. Lett.*, vol. **109**(8), 085002, 2012, doi: 10.1103/PhysRevLett.109.085002
- [19] G. Askar'yan, Acceleration of particles by the edge field of a moving plasma point that intensifies an electric field, *JETP Lett.*, vol. **1**, 97, 1965, http://jetpletters.ru/ps/1591/article_24410.pdf.
- [20] L. Babich, A new type of ionization wave and the mechanism of the self-acceleration of polarizations of electrons in gas-discharges under high overvoltage, *Doklady Akademii Nauk SSSR*, vol. **263**(1), 76, 1982.
- [21] A. Kozyrev, V. Kozhevnikov, and N. Semeniuk, Why do Electrons with “Anomalous Energies” appear in High-Pressure Gas Discharges?, *EPJ Web Conf.*, vol. **167**, 01005, 2018, doi: 10.1051/epjconf/201816701005
- [22] V. Tarakanov, Code KARAT in simulations of power microwave sources including Cherenkov plasma devices, vircators, orotron, E-field sensor, calorimeter etc., *EPJ Web Conf.*, vol. **149**, 04024, 2017; doi: 10.1051/epjconf/201714904024.
- [23] M. Yalandin, et al., Suppression of shunting current in a magnetically insulated coaxial vacuum diode, *Appl. Phys. Lett.*, vol. **106**(23), 233504, 2015, doi: 10.1063/1.4922484
- [24] D. Ryutov, On the critical current of relativistic electron beams, *Zh. Tech. Fiziki*, vol. **47**, (4), 709, 1977.