

04.1

## Эксперименты по созданию и поддержанию плазмы в сфокусированном пучке излучения гиротрона с частотой 1 THz

© А.П. Веселов<sup>1</sup>, А.В. Водопьянов<sup>1,2</sup>, Ю.К. Калынов<sup>1</sup>, А.В. Сидоров<sup>1,2</sup><sup>1</sup> Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород, Россия<sup>2</sup> Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

E-mail: veselov@ipfran.ru

Поступило в Редакцию 1 ноября 2023 г.

В окончательной редакции 15 ноября 2023 г.

Принято к публикации 20 ноября 2023 г.

Представлены первые результаты исследования условий возникновения разряда в сфокусированном пучке электромагнитного излучения гиротрона с частотой 1 THz. Определены границы пробоя рабочего газа (аргон) по давлению (0.15–1.75 bar). Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с проведенными ранее расчетами. Исследована пространственная динамика разряда, измерена скорость распространения фронта разряда в зависимости от давления газа. Высказываются предположения о механизме распространения разряда.

**Ключевые слова:** терагерцевое излучение, газовый разряд, распространение разряда.

DOI: 10.61011/PJTF.2024.04.57100.19788

Исследование процессов взаимодействия плазмы с мощным излучением терагерцевого (THz) диапазона частот стало возможным сравнительно недавно в связи с прогрессом в создании источников излучения в указанном диапазоне: гиротронов и лазеров на свободных электронах [1–4]. Исследование газового разряда в THz-диапазоне частот представляет интерес как с точки зрения фундаментальной науки, так и с точки зрения возможных приложений. Плотная плазма THz-разряда, создаваемого в неоднородном потоке газа, может использоваться как точечный источник ультрафиолетового излучения вплоть до экстремального УФ (ЭУФ), поскольку характерная для данного типа разрядов плотность плазмы  $10^{15} - 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  является оптимальной с точки зрения эффективности ЭУФ-излучения [5]. Данная идея получила свое экспериментальное подтверждение в работе [6], где в том числе было показано, что для повышения выхода ЭУФ-излучения необходимо переходить к более высоким частотам греющего излучения (вплоть до 1–3 THz). При этом перспективным предполагается переход от традиционных гиротронов к так называемым гиротронам с большой орбитой (ГБО) [7].

Еще в 2008 г. в ИПФ РАН был создан ГБО, обеспечивающий стабильную генерацию на частотах 0.55 и 0.68 THz на второй циклотронной гармонике, а также на частотах 0.87 и 1.0 THz на третьей гармонике в импульсах длительностью  $8 \mu\text{s}$  с частотой повторения импульсов до 0.1 Hz [7]. При работе на частоте 0.55 THz данный ГБО успешно использовался в экспериментах по получению разряда в инертных газах в сфокусированном волновом пучке мощностью 1 kW [8]. На частоте 1 THz максимальная мощность излучения составляла 400 W.

Как показали расчеты [9] на основе модели [10], такая величина мощности импульсного излучения с частотой 1 THz и длительностью  $8 \mu\text{s}$  не является достаточной как для самостоятельного, так и для инициированного пробоя тяжелых инертных газов (в первую очередь аргона). В рамках модификации данного ГБО за счет применения резонатора с уменьшенной дифракционной добротностью и улучшенной селективностью мод удалось увеличить максимальную мощность излучения до 1.3 kW [11]. Такой уровень мощности излучения, согласно расчетам [9], является достаточным для осуществления инициированного пробоя аргона в сравнительно широком диапазоне давлений. В настоящей работе представлены результаты первых экспериментов по созданию и поддержанию плазмы в аргоне в сфокусированном пучке электромагнитного излучения гиротрона с частотой 1 THz.

Схема экспериментов выглядела следующим образом. Встроенный в ГБО квазиоптический преобразователь трансформирует излучение гиротрона в слабо расходящийся квазигансов волновой пучок. Через тефлоновое окно толщиной 4 mm THz-излучение транспортируется в разрядную камеру, размеры которой существенно превосходят диаметр волнового пучка, сфокусированного специально сконструированной системой из двух зеркал в центр камеры (рис. 1). Данная двухзеркальная система обеспечивала фокусировку излучения в центре разрядной камеры в пятно с диаметром на уровне 5 длин волн, что при максимальной мощности гиротрона 1.3 kW соответствовало среднеквадратичной напряженности поля 5 kV/cm. Для дополнительной фокусировки излучения в пятно с размером, близким к дифракци-

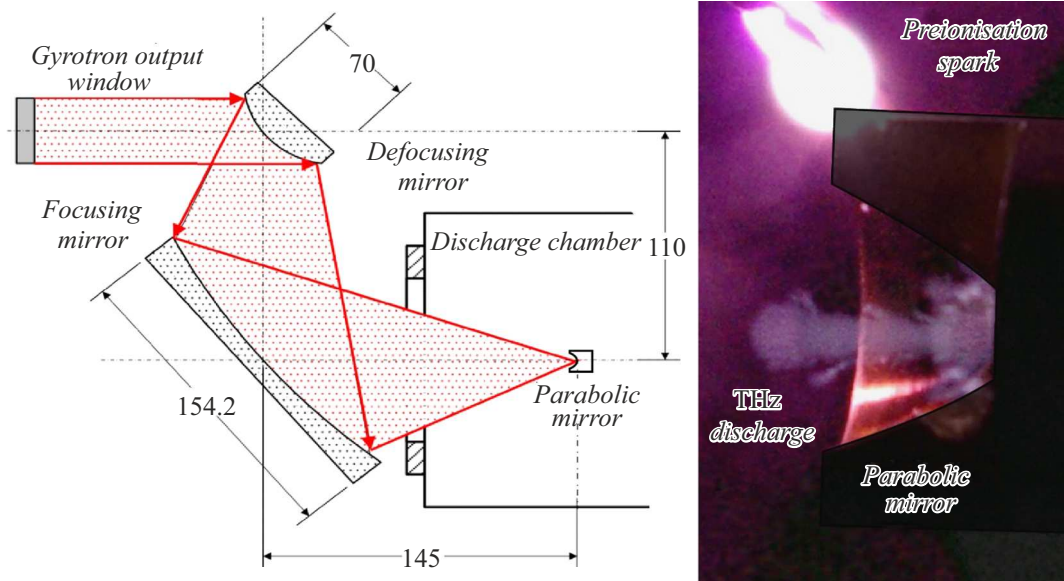


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. На вставке — фотография разряда в аргоне для давления газа 0.25 bar.

онному пределу, в центре разрядной камеры располагалось короткофокусное ( $f = 0.9 \text{ mm}$ ) параболическое зеркало (фотография показана на вставке к рис. 1). С помощью этого зеркала удалось достичь фокусировки пучка электромагнитных волн в пятно с диаметром, близким к  $2.5\lambda$ , что позволило увеличить среднеквадратичную величину напряженности поля в фокальном пятне до  $10 \text{ kV/cm}$ .

Вакуумная разрядная камера предварительно откачивалась до форвакуума, а затем заполнялась рабочим газом (аргоном) до требуемой величины давления. Для инициации пробоя использовался искровой разряд. Наличие пробоя газа излучением гиротрона фиксировалось как визуально, так и с помощью фотоэлектронного умножителя. Разряд возникал в области фокуса электромагнитного излучения, а затем распространялся навстречу греющему излучению (см. вставку на рис. 1). Границы пробоя аргона по давлению газа для фиксированной величины напряженности поля  $10 \text{ kV/cm}$  составили 0.15 и 1.75 bar. На рис. 2 приведена рассчитанная пробойная кривая для аргона из работы [9] для условий, соответствующих эксперименту. Из приведенного рисунка видно, что границы пробоя по давлению, определяемые из рассчитанной пробойной кривой, хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Как уже упоминалось выше, возникнув в фокусе пучка электромагнитных волн, разряд распространялся навстречу греющему излучению. Скорость распространения разряда оценивалась по интегральным фотографиям разряда для различных длительностей импульса гиротрона при прочих равных условиях (мощность в импульсе, давление газа). Пример интегральной по времени фотографии разряда в видимом диапазоне для давления аргона 0.25 bar показан на вставке к рис. 1.

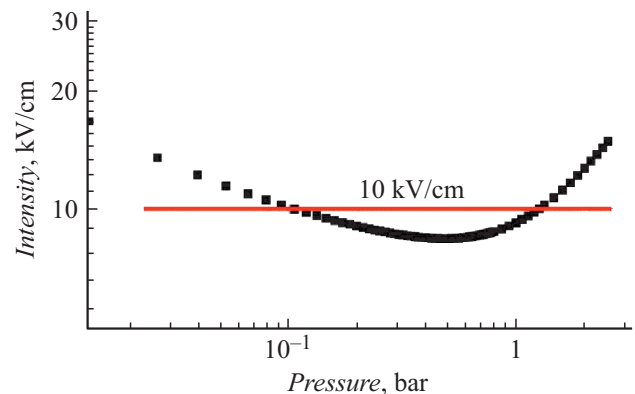
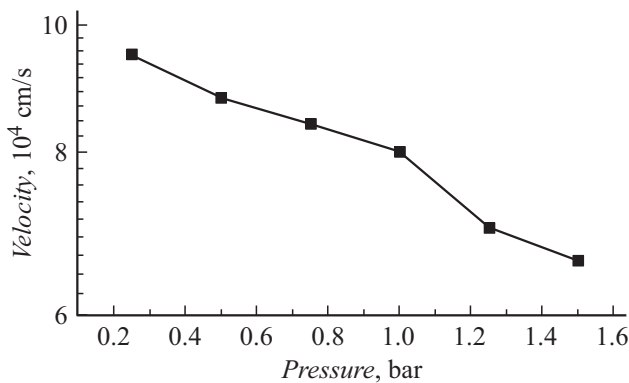


Рис. 2. Теоретически рассчитанная зависимость напряженности пробойных полей от давления газа (аргон), взятая из работы [9]. Частота электромагнитного излучения 1 THz, длительность импульса  $8 \mu\text{s}$ , преионизация. Горизонтальной линией отмечена напряженность поля в фокальной области, максимально достижимая в эксперименте.

Скорость распространения разряда вычислялась следующим образом. Во время эксперимента фиксировались как давление, так и мощность гиротрона, изменялась лишь длительность импульса греющего излучения. За время импульса  $\tau_1 = 8 \mu\text{s}$  разряд согласно интегральной по времени фотографии распространился на расстояние  $L_1$ , в то время как за меньшее время импульса  $\tau_2 = 4 \mu\text{s}$  разряд успевал распространиться лишь на  $L_2$ . Тогда скорость распространения разряда определялась как  $(L_1 - L_2)/(\tau_1 - \tau_2)$ . При этом скорость определялась усреднением по нескольким разрядным реализациям. Статистическая погрешность при этом составила не более 10%. Данный метод измерения позволил избавиться



**Рис. 3.** Зависимость скорости распространения разряда от давления газа (аргон).

от неопределенности в нахождении времени зажигания разряда, которая могла быть разной для различных давлений. Следует отметить, что вычисленная таким образом скорость практически не отличалась от величин  $L_1/\tau_1$  и  $L_2/\tau_2$ , что свидетельствует, во-первых, о том, что разряд зажигался практически одновременно с приходом импульса электромагнитного излучения (что независимо подтвердилось по сигналу с фотоэлектронного умножителя), а во-вторых, о том, что скорость распространения разряда на всей трассе (всем протяжении оси пучка) была практически постоянной. Это связано с тем, что разряд не убежал дальше перетяжки (порядка 1 см) фокусирующего зеркала двухзеркальной системы, показанной на рис. 1, т.е. величина напряженности электрического поля на трассе распространения разряда практически не изменялась, за исключением малой области возникновения разряда (порядка 1 мм) в фокусе короткофокусного параболоида. При этом значение поля на трассе распространения было меньше пробойного. Схожая картина наблюдалась и ранее [8].

Зависимость скорости распространения разряда в аргоне от давления газа представлена на рис. 3. Видно, что скорость превышает скорость звука ( $3 \cdot 10^4$  cm/s для 1 бар аргона) и спадает с ростом давления газа. Свечение разряда при этом носит неоднородный характер, что, как представляется, связано с тем, что оно повторяет структуру распределения электрического поля. Распространение ТГц-разряда в допробойных полях в настоящее время связывается, как и в случае СВЧ-разряда в инертных газах [12,13], с ключевой ролью ультрафиолетового излучения из-за фронта разряда. Оно приводит к увеличению количества возбужденных атомов перед фронтом разряда, тем самым снижая порог пробоя, так как эффективная ионизация из возбужденного состояния осуществляется при существенно меньших напряженностях электрических полей, чем ионизация из основного состояния. Скорость распространения разряда при этом определяется длиной свободного пробега ультрафиолетового излучения, которая растёт со снижением плотности газа.

Схожие результаты были получены ранее для частот излучения 28 [14], 75 [15], 250, 550 и 670 GHz. В указанных работах также отмечалось, что плазма разряда имеет неравномерное свечение, что свойственно неравновесному механизму распространения. Однако некое единообразие и закона подобия в зависимости скорости распространения от мощности обнаружить не удается. Это дает основание полагать, что скорость фронта разряда сложным образом зависит и от частоты греющего излучения.

Отметим, что феномен распространения разряда в инертных газах в фокусированных пучках электромагнитных волн является в настоящее время малоизученным и актуальным не только в ТГц-, но и в СВЧ-диапазоне частот [14,15]. В связи с этим ТГц-разряд в инертных газах представляет интерес не только в части возможных практических приложений, но и с фундаментальной точки зрения.

### Финансирование работы

Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 19-19-00599).

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] V.P. Bolotin, B.A. Knyazev, E.I. Kolobanov, V.V. Kotenkov, V.V. Kubarev, G.N. Kulipanov, A.N. Matveenko, L.E. Medvedev, A.D. Oreshkov, B.Z. Persov, V.M. Popik, T.V. Salikova, S.S. Serednyakov, O.A. Shevchenko, M.A. Scheglov, N.A. Vinokurov, in *2005 Joint 30th Int. Conf. on infrared and millimeter waves and 13th Int. Conf. on terahertz electronics* (Williamsburg, USA, 2005), vol. 1, p. 126–127. DOI: 10.1109/ICIMW.2005.1572440
- [2] G.N. Kulipanov, E.G. Bagryanskaya, E.N. Chesnokov, Y.Yu. Choporova, V.V. Gerasimov, Ya.V. Getmanov, S.L. Kiselev, B.A. Knyazev, V.V. Kubarev, S.E. Peltek, V.M. Popik, T.V. Salikova, M.A. Scheglov, S.S. Seredniakov, O.A. Shevchenko, A.N. Skrinisky, S.L. Veber, N.A. Vinokurov, *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, **5**, 798 (2015). DOI: 10.1109/TTHZ.2015.2453121
- [3] G.G. Denisov, M.Y. Glyavin, A.P. Fokin, A.N. Kuftin, A.I. Tsvetkov, A.S. Sedov, E.A. Soluyanov, M.I. Bakulin, E.V. Sokolov, E.M. Tai, M.V. Morozkin, M.D. Proyavin, V.E. Zapevalov, *Rev. Sci. Instrum.*, **89**, 084702 (2018). DOI: 10.1063/1.5040242
- [4] M.Yu. Glyavin, A.G. Luchinin, G.S. Nusinovich, J. Rodgers, D.G. Kashyn, C.A. Romero-Talamas, R. Pu, *Appl. Phys. Lett.*, **101**, 153503 (2012). DOI: 10.1063/1.4757290
- [5] I.S. Abramov, E.D. Gospodchikov, A.G. Shalashov, *Phys. Rev. Appl.*, **10**, 034065 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.10.034065

- [6] A.G. Shalashov, A.V. Vodopyanov, I.S. Abramov, A.V. Sidorov, E.D. Gospodchikov, S.V. Razin, N.I. Chkhalo, N.N. Salashchenko, M.Yu. Glyavin, S.V. Golubev, *Appl. Phys. Lett.*, **113**, 153502 (2018). DOI: 10.1063/1.5049126
- [7] V.L. Bratman, Yu.K. Kalynov, V.N. Manuilov, *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 245101 (2009). DOI: 10.1103/PhysRevLett.102.245101
- [8] V.L. Bratman, V.G. Zorin, Yu.K. Kalynov, V.A. Koldanov, A.G. Litvak, S.V. Razin, A.V. Sidorov, V.A. Skalyga, *Phys. Plasmas*, **18**, 083507 (2011). DOI: 10.1063/1.3622202
- [9] А.П. Веселов, А.В. Сидоров, Ю.К. Калынов, А.В. Водопьянов, *Письма в ЖТФ*, **49** (6), 35 (2023). DOI: 10.21883/TPL.2023.03.55691.19445 [A.P. Veselov, A.V. Sidorov, Yu.K. Kalynov, A.V. Vodopyanov, *Tech. Phys. Lett.*, **49** (3), 70 (2023). DOI: 10.21883/TPL.2023.03.55691.19445].
- [10] А.И. Выскребенцев, Ю.П. Райзер, *ПМТФ*, № 1, 40 (1973). [A.I. Vyskrebentsev, Yu.P. Raizer, *J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, **14** (1), 32 (1973). DOI: 10.1007/BF00850574].
- [11] Yu.K. Kalynov, I.V. Bandurkin, I.V. Osharin, A.V. Savilov, *IEEE Electron Dev. Lett.*, **44**, 1740 (2023). DOI: 10.1109/LED.2023.3307161].
- [12] N.A. Bogatov, Yu.Ya. Brodsky, S.V. Golubev, V.G. Zorin, in *Proc. of the XVIII Int. Conf. on phenomena in ionized gases* (Swansea, U.K., 1987), p. 864–865.
- [13] А.Х. Мнацаканян, Г.В. Найдис, *Физика плазмы*, **16** (4), 481 (1990).
- [14] K. Shimamura, J. Yamasaki, K. Miyawaki, R. Minami, T. Kariya, J. Yang, S. Yokota, *Phys. Plasmas*, **28**, 033505 (2021). DOI: 10.1063/5.0045350
- [15] К.В. Артемьев, Г.М. Батанов, Н.К. Бережецкая, В.Д. Борзосеков, А.М. Давыдов, Л.В. Колик, Е.М. Кончечков, И.А. Косый, И.В. Моряков, А.Е. Петров, К.А. Сарксян, В.Д. Степахин, Н.К. Харчев, *Физика плазмы*, **46** (12), 1135 (2020). DOI: 10.31857/S036729212012001X [K.V. Artem'ev, G.M. Batanov, N.K. Berezhetskaya, V.D. Borzosekov, A.M. Davydov, L.V. Kolik, E.M. Konchekov, I.A. Kossyi, I.V. Moryakov, A.E. Petrov, K.A. Sarksyian, V.D. Stepakhin, N.K. Kharchev, *Plasma Phys. Rep.*, **46** (12), 1220 (2020). DOI: 10.1134/S1063780X20120016].