

04.1

Пробой тяжелых инертных газов импульсом электромагнитного излучения гиротрона частотой 1 THz

© А.П. Веселов, А.В. Сидоров, Ю.К. Калынов, А.В. Водопьянов

Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия
E-mail: veselov@ipfran.ru

Поступило в Редакцию 30 ноября 2022 г.

В окончательной редакции 30 декабря 2022 г.

Принято к публикации 13 января 2023 г.

Проведено исследование газового разряда, инициированного излучением гиротрона частотой 1 THz. Рассчитаны пробойные кривые как для самостоятельного, так и для инициированного посредством предплазмы пробоя. Показано, что в случае принципиально импульсного пробоя с длительностью свыше нескольких микросекунд пороговое электрическое поле пробоя мало отличается от такового для пробоя непрерывным излучением. Также оценена возможность использования излучения терагерцевого гиротрона для создания и поддержания разряда в газовых мишенях на установках для фотолитографии в глубоком ультрафиолете.

Ключевые слова: гиротрон, терагерцевый разряд, фотолитография в глубоком ультрафиолете.

DOI: 10.21883/PJTF.2023.06.54815.19445

Терагерцевый (THz) диапазон частот электромагнитных волн, занимающий промежуточное положение между микроволновым и инфракрасным участками спектра электромагнитных волн, оставался долгое время наименее освоенным и казался слишком коротковолновым для методов классической вакуумной электроники и слишком низкочастотным для методов квантовой электроники. Вместе с тем этот диапазон обладает рядом специфических особенностей, делающих его весьма привлекательным для широкого круга фундаментальных и прикладных исследований в области физики, химии, биологии и медицины [1]. Отдельный интерес представляет исследование физики газового разряда, поддерживаемого излучением указанного диапазона частот, ставшее доступным сравнительно недавно благодаря прогрессу в создании мощных источников излучения THz-диапазона частот [2,3].

Помимо того что исследование газового разряда в новом частотном диапазоне представляет интерес с точки зрения фундаментальной науки, изучение разряда, поддерживаемого излучением THz-диапазона частот, является актуальным и для прикладных исследований. Так, например, разряд в неоднородном потоке тяжелых инертных газов, поддерживаемый мощным излучением THz-диапазона частот, может являться эффективным источником ультрафиолетового излучения, в том числе вакуумного (ВУФ) и экстремального (ЭУФ). Связано это с тем, что ожидаемая в THz-разряде плотность плазмы (на уровне критической) находится в диапазоне 10^{16} – 10^{17} см⁻³, что является оптимальным с точки зрения излучательной способности плазмы в ЭУФ-диапазоне [4]. При этом длина волны THz-излучения сравнима с характерным размером разряда, что улучшает согласование плазмы с греющим электро-

магнитным излучением [5]. Проведенные к настоящему времени исследования продемонстрировали работоспособность данной концепции [6], а также то, что для повышения эффективности выхода ЭУФ-излучения необходимо переходить к частотам греющего излучения на уровне 1–3 THz [6].

В настоящее время наиболее мощными источниками в указанном диапазоне частот являются лазеры на свободных электронах [2] и гиротроны с большой орбитой [7]. Так, например, максимальная мощность излучения гиротрона с частотой 1 THz составляла 400 W [7]. На данный момент предложено несколько вариантов модернизации такого гиротрона с целью увеличения мощности излучения с частотой 1 THz до уровня 1–2 kW [8].

В работе [9] были рассмотрены перспективы использования данного гиротрона в качестве источника для создания точечного разряда в неоднородном потоке газа. Было показано, что киловаттного уровня мощности достаточно для развития разряда в тяжелых инертных газах при условии его инициирования путем создания предплазмы (например, с помощью искрового разряда). Однако для исследования развития электронной лавины в [9] использовался так называемый стационарный критерий пробоя [10].

В настоящей работе проведено исследование развития инициированного разряда, поддерживаемого излучением с частотой 1 THz, с учетом конечной длительности импульса греющего излучения. Определены параметры импульса, при которых можно пользоваться стационарным критерием.

В качестве основных для пробоя газов и создания ВУФ-источника излучения были выбраны тяжелые инертные газы (аргон, криптон, ксенон). Электрон, нагреваясь в осциллирующем поле до энергии ионизации,

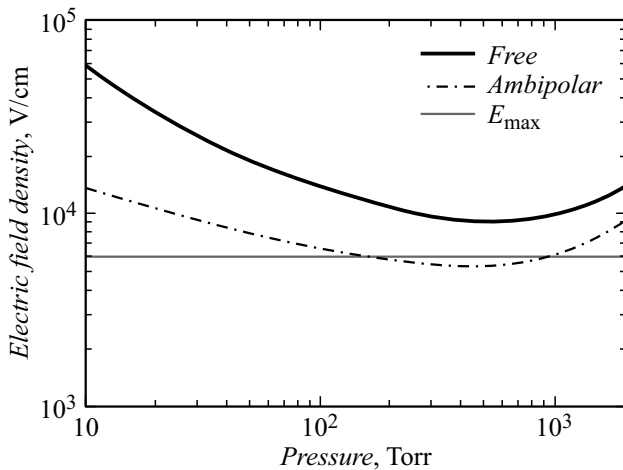


Рис. 1. Зависимости порогового поля пробоя непрерывным излучением частотой 1 THz от давления газа (аргона) для случаев свободной и амбиполярной диффузии. Горизонтальная линия — максимальное достижимое поле в перетяжке пучка излучения с диаметром $3\lambda = 0.9 \text{ mm}$ и мощностью 400 W с частотой 1 THz.

сталкивается с нейтральными атомами, причем из-за большой массы атома электрон не теряет своей энергии при столкновении. Более того, потенциалы возбуждения близки к потенциалам ионизации для одноатомных газов и имеют величины порядка десятка вольт, поэтому в основном столкновения электрона при нагреве на соударениях можно считать упругими и пренебречь потерями на возбуждение. Для описания пробоя в этом случае можно использовать нестационарный критерий пробоя Райзера $\nu_i - \nu_d = \ln(n_{crit}/n_0)/\tau$, где ν_i — частота ионизации, ν_d — частота диффузии, n_0 — начальная концентрация плазмы, n_{crit} — конечная концентрация, τ — длительность импульса [11].

В случае пробоя импульсами большой длительности правой частью данного уравнения можно пренебречь, что приведет к стационарному условию пробоя $\nu_i = \nu_d = D/\Lambda^2$, где D — коэффициент диффузии, Λ — диффузионная длина. Здесь учитываются только диффузионные потери электронов. Поскольку THz-разряд имеет размер порядка миллиметра, потери электронов являются существенными. Мощности излучения может не хватить для возникновения разряда. Для упрощения пробоя требуется снизить темп электронных потерь. Добиться этого можно сменой типа диффузии. Было показано, что наличие вблизи разрядной области искрового разряда ведет к образованию ионов и затравочных электронов. Электронам в разрядной области труднее уйти из нее, их сдерживает поле разделения зарядов. Механизм диффузии со свободного сменяется на амбиполярный. Из рис. 1 видно, что смена механизма диффузии ведет к существенному снижению порогового поля пробоя во всем диапазоне давлений.

В случае чрезвычайно коротких импульсов слагаемым, связанным с ν_d в левой части нестационарного

критерия пробоя, можно пренебречь. При этом электрическое поле пробоя E определяется лишь длительностью импульса, так как $\nu_i \propto E^2 \propto 1/\tau$. Подобное наблюдалось в работах, посвященных пробоям на лазере на свободных электронах, где длительность импульса исчислялась десятками пикосекунд [2].

Для имеющегося гиротрона с частотой излучения 1 THz было вычислено пороговое пробойное поле с учетом длительности импульса, равной $8 \mu\text{s}$. Также были построены пробойные кривые и для других длительностей импульсов.

Из рис. 2 видно, что при изменении длительности импульса в 10 раз пороговое пробойное поле вырастает менее чем в 1.2 раза, т.е. напряженность порогового поля слабо зависит от длительности импульса. Это означает, что уход электронов определяется лишь диффузионными потерями в разрядной области. Ранее было показано [12], что мощность электромагнитной волны GHz-диапазона частот может быть увеличена за счет ее ввода в открытый трехзеркальный резонатор, где элементом связи являлась отражательная дифракционная решетка на одном из зеркал. В ходе эксперимента [12] удалось достичь 30-кратного усиления по мощности. Отсюда следует, что и для источника излучения с длительностью импульса $8 \mu\text{s}$ возможно реализовать пробой за счет компрессии импульса в 2–4 раза, что приведет к увеличению максимального поля в перетяжке в 1.4–2 раза при почти неизменном пороговом поле пробоя.

В связи с достаточно малой мощностью излучения гиротрона возможно использование сразу нескольких способов упрощения пробоя. На рис. 3 приведен расчет пробойной кривой как для свободного, так и для амбиполярного типа диффузии с учетом длительности импульса гиротрона. Видно, что пробой в газе (аргоне) может быть реализован при увеличении поля пучка в 2 раза, а при наличии амбиполярного типа диффузии разряд становится возможным и в диапазоне давлений фоновый газ (от десятков до тысячи Torr).

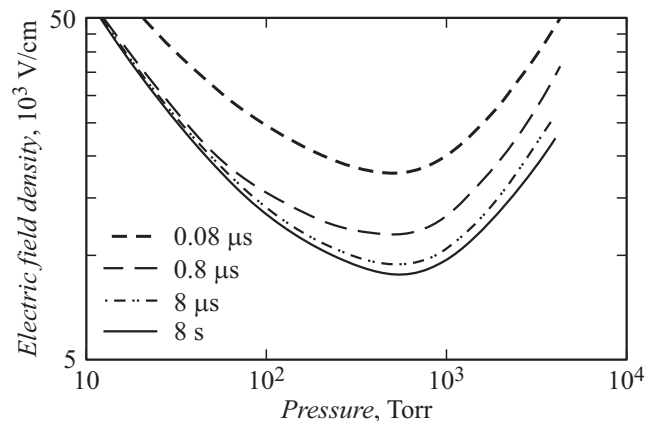


Рис. 2. Зависимости порогового поля пробоя импульсным излучением с частотой 1 THz от давления газа (аргона) для импульсов греющего излучения различной длительности.

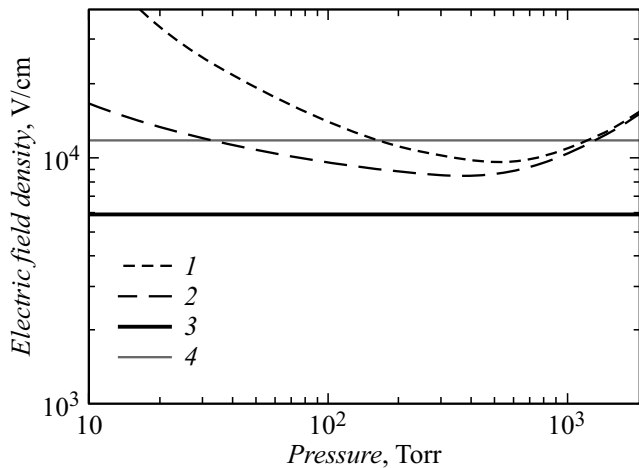


Рис. 3. Зависимости порогового поля пробоя от давления газа (аргона) для греющего излучения частотой 1 THz при следующих диффузионных длинах и длительностях импульса: 1 — $\tau = 8 \mu\text{s}$, $\Lambda = 0.15 \text{ mm}$; 2 — $\tau = 8 \mu\text{s}$, $\Lambda = 1.5 \text{ mm}$; 3 — максимально достижимое поле в перетяжке пучка гиротрона с диаметром $3\lambda = 0.9 \text{ mm}$ и мощностью 400 W с частотой 1 THz; 4 — удвоенное значение максимально достижимого поля пучка.

Тем самым при помощи расчетов, в основу которых была положена теория пробоя Райзера, были изучены пробойные кривые в тяжелых инертных газах в широком диапазоне давлений под действием греющего излучения THz-диапазона частот. Важно отметить, что решающую роль в определении порогового пробойного поля тяжелых газов играют механизмы потери электронов на диффузию и ограничения, связанные с длительностью импульса греющего излучения. В случае пробоя вблизи предплазмы существенную роль в уменьшении потерь электронов играет смена типа диффузии со свободной на амбиполярную, что уменьшает значение пробойного поля и упрощает пробой. Показано, что компрессия импульсов также может быть применима для упрощения разряда из-за увеличения локального электрического поля пучка. Такое возможно, поскольку при компрессии электрическое поле в перетяжке пучка увеличивается обратно пропорционально корню из времени импульса, в то время как пробойное пороговое поле в случае длинных импульсов останется почти неизменным.

Расчеты показывают, что для пробоя в тяжелых инертных газах в относительно широком диапазоне давлений в условиях реального эксперимента по пробую импульсным излучением гиротрона необходима мощность более 1 kW. Тогда с помощью методов упрощения пробоя удастся зажечь разряд и в неоднородной газовой струе, что позволит исследовать свечение плазмы в УФ-, ВУФ- и ЭУФ-диапазонах. Данная мощность кажется уже вполне доступной современным гиротронам с большой орбитой. Более того, она вскоре будет достигнута [8].

Финансирование работы

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

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] X. Fu, Y. Liu, Q. Chen, Y. Fu, T.J. Cui, *Front. Phys.*, **10** (2022). DOI: 10.3389/fphy.2022.869537
- [2] О.А. Шевченко, Н.А. Винокуров, В.С. Арбузов, К.Н. Чернов, И.В. Давидюк, О.И. Дейчули, Е.Н. Дементьев, Б.А. Довженко, Я.В. Гетманов, Я.И. Горбачев, Б.А. Князев, Е.И. Колобанов, А.А. Кондаков, В.Р. Козак, Е.В. Козырев, С.А. Крутихин, В.В. Кубарев, Г.Н. Кулипанов, Е.А. Купер, И.В. Купцов, Г.Я. Куркин, Л.Э. Медведев, С.В. Мотыгин, В.К. Овчар, В.Н. Осипов, В.М. Петров, А.М. Пилан, В.М. Попик, В.В. Репков, Т.В. Саликова, М.А. Щеглов, И.К. Седляр, С.С. Середняков, А.Н. Скринский, С.В. Тарарышкин, А.Г. Трибендис, В.Г. Ческидов, П.Д. Воблый, В.Н. Волков, *Изв. РАН. Сер. физ.*, **83** (2), 278 (2019). DOI: 10.1134/S0367676519020273 [О.А. Shevchenko, N.A. Vinokurov, V.S. Arbutov, K.N. Chernov, I.V. Davidyuk, O.I. Deichuly, E.N. Demytyev, B.A. Dovzhenko, Ya.V. Getmanov, Ya.I. Gorbachev, B.A. Knyazev, E.I. Kolobanov, A.A. Kondakov, V.R. Kozak, E.V. Kozyrev, S.A. Krutikhin, V.V. Kubarev, G.N. Kulipanov, E.A. Kuper, I.V. Kuptsov, G.Ya. Kurkin, L.E. Medvedev, S.V. Motygin, V.K. Ovchar, V.N. Osipov, V.M. Petrov, A.M. Pilan, V.M. Popik, V.V. Repkov, T.V. Salikova, M.A. Scheglov, I.K. Sedlyarov, S.S. Serebnyakov, A.N. Skrinisky, S.V. Tararyshkin, A.G. Tribendis, V.G. Tcheskidov, P.D. Vobly, V.N. Volkov, *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.*, **83** (2), 228 (2019). DOI: 10.3103/S1062873819020278].
- [3] M.Yu. Glyavin, T. Idehara, S.P. Sabchevski, *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, **5** (5), 788 (2015). DOI: 10.1109/TTHZ.2015.2442836
- [4] I.S. Abramov, E.D. Gospodchikov, A.G. Shalashov, *Phys. Rev. Appl.*, **10** (3), 034065 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.10.034065
- [5] A. Shalashov, E. Gospodchikov, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **64** (9), 3960 (2016). DOI: 10.1109/TAP.2016.2583487
- [6] A.V. Sidorov, S.V. Golubev, S.V. Razin, A.P. Veselov, A.V. Vodopyanov, A.P. Fokin, A.G. Luchinin, M.Yu. Glyavin, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **51** (46), 464002 (2018). DOI: 10.1088/1361-6463/aadb3c
- [7] V.L. Bratman, Yu.K. Kalynov, V.N. Manuilov, *Phys. Rev. Lett.*, **102** (24), 245101 (2009). DOI: 10.1103/PhysRevLett.102.245101
- [8] Yu.K. Kalynov, I.V. Bandurkin, V.N. Manuilov, I.V. Osharin, A.V. Savilov, N.A. Zavolsky, in *2019 44th Int. Conf. on infrared, millimeter, and terahertz waves (IRMMW-THz)*, p. 1 (IEEE, 2019). DOI: 10.1109/IRMMW-THz.2019.8874254

- [9] Yu.K. Kalynov, S.V. Razin, A.V. Sidorov, A.V. Vodopyanov, A.P. Veselov, Proc. SPIE, **11582**, 115820P (2020). DOI: 10.1117/12.2580161
- [10] Ю.П. Райзер, *Физика газового разряда* (Интеллект, Долгопрудный, 2009). [Yu.P. Raizer, *Gas discharge physics* (Springer, Berlin–Heidelberg, 1991)].
- [11] А.И. Выскребенцев, Ю.П. Райзер, ПМТФ, № 1, 40 (1973). [A.I. Vyskrebentsev, Yu.P. Raizer, J. Appl. Mech. Tech. Phys., **14**, 32 (1973). DOI: 10.1007/BF00850574].
- [12] G.G. Denisov, M.Yu. Shmelyov, Int. J. Infrared Millim. Waves, **12** (10), 1187 (1991). DOI: 10.1007/BF01008561