

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ И ЭЛЕКТРОФИЗИКА

УДК 537.523; 621.039.665

О ПАРАМЕТРАХ ПРИКАТОДНОЙ ПЛАЗМЫ,
ВОЗНИКАЮЩЕЙ ПРИ ПРОБОЕ ВОЗДУШНЫХ
МИЛЛИМЕТРОВЫХ ПРОМЕЖУТКОВ
ПРИ ПОНИЖЕННЫХ ДАВЛЕНИЯХ

Е. В. Паркевич, А. И. Хирьянова, К. В. Шпаков

Исследована генерация высокоионизованной прикатодной плазмы в миллиметровых воздушных промежутках при давлениях порядка 100 Торр. Показано, что данная плазма появляется взрывным образом сразу в момент наступления электрического пробоя разрядного промежутка, при её характерном расширении со скоростью $\sim 10^5 - 10^6$ см/сек в полусферическую область относительно примерного центра взрыва на поверхности катода. Инициирование плазмы возникает практически всегда на боковой поверхности острейшего катода, немного ниже его вершины. Установлено, что наблюдаемая плазма обладает высокой электронной плотностью $\approx (1-6) \times 10^{19}$ см $^{-3}$, почти десятикратно превышающей концентрации электронов плазмы, получаемых вследствие полной диссоциации и однократной ионизации частиц воздушной среды при давлении ~ 100 Торр. Обсуждаются параметры взрыва вещества катода, состав прикатодной плазмы, а также фундаментально-прикладные аспекты наблюдаемого явления.

Ключевые слова: импульсный наносекундный разряд в газе, катодная плазма, взрывные процессы на катоде, лазерное зондирование, интерферометрия, электронная плотность плазмы, искровые каналы.

Введение. Быстропротекающие прикатодные процессы, связанные с генерацией высокоионизованной плазмы, оказывают существенное влияние на динамику развития импульсных наносекундных газовых разрядов [1]. Нарботка высокоионизованной плазмы в объеме разряда существенно влияет на интегральные характеристики разряда и определяет его временные коммутационные характеристики. Усиление различных ионизационных неустойчивостей в прикатодной плазме может провоцировать формирование сложной микроструктуры в объеме разряда [2, 3]. Ряд исследований показал, что при варьировании мощности энерговклада в газоразрядную среду [4] или создании в ней предыонизации [5] существенно меняется характер развития искровых каналов – ключевых элементов результирующего канала пробоя. При токах менее 100 А замедляется развитие искровых каналов с катода и прекращается развитие микроканалов [4]. Аналогичный эффект наблюдается в случае, когда в зоне формирования микроканалов изначально создается затравочная предыонизация [5]. В работе [6] сообщалось, что в газоразрядной среде, состоящей из чистого азота, при давлениях ниже ~ 200 Торр не наблюдается формирование микроструктуры электрической искры, как и в случае среды, состоящей из воздуха при давлениях не более ~ 300 Торр [7]. Стоит отметить, что до сих пор отсутствуют точные модели механизмов генерации и развития высокоионизованной прикатодной плазмы, которые всесторонне описывали бы ключевые закономерности её формирования при варьировании широкого спектра условий эксперимента, в частности, давления газоразрядной среды. В связи с этим востребовано проведение соответствующих исследований с высоким временным разрешением в микромасштабах приэлектродных зон разряда.

В данной работе с использованием пикосекундной лазерной интерферометрии в излучении с длинами волн 532 и 1064 нм впервые получены представления о характере генерации и количественные данные о параметрах высокоионизованной прикатодной плазмы при давлениях воздушной среды порядка 100 Торр.

Схема эксперимента. На рис. 1 представлена схема эксперимента. Генерация высокоионизованной плазмы исследовалась в разрядном промежутке длиной 2 мм с геометрией электродов типа “острый катод – плоский анод” рис. 1(а) внутри разрядной камеры, см. рис. 1(б), заполненной сухим воздухом с возможностью варьирования его давления (до единиц Торр). Острый катод – медная проволока диаметром 100 мкм. Измерения параметров плазмы в данной работе проводились при давлении воздушной среды 100 Торр ($\pm 5\%$). Давление воздуха контролировалось цифровым вакуумметром Televac CC-10.

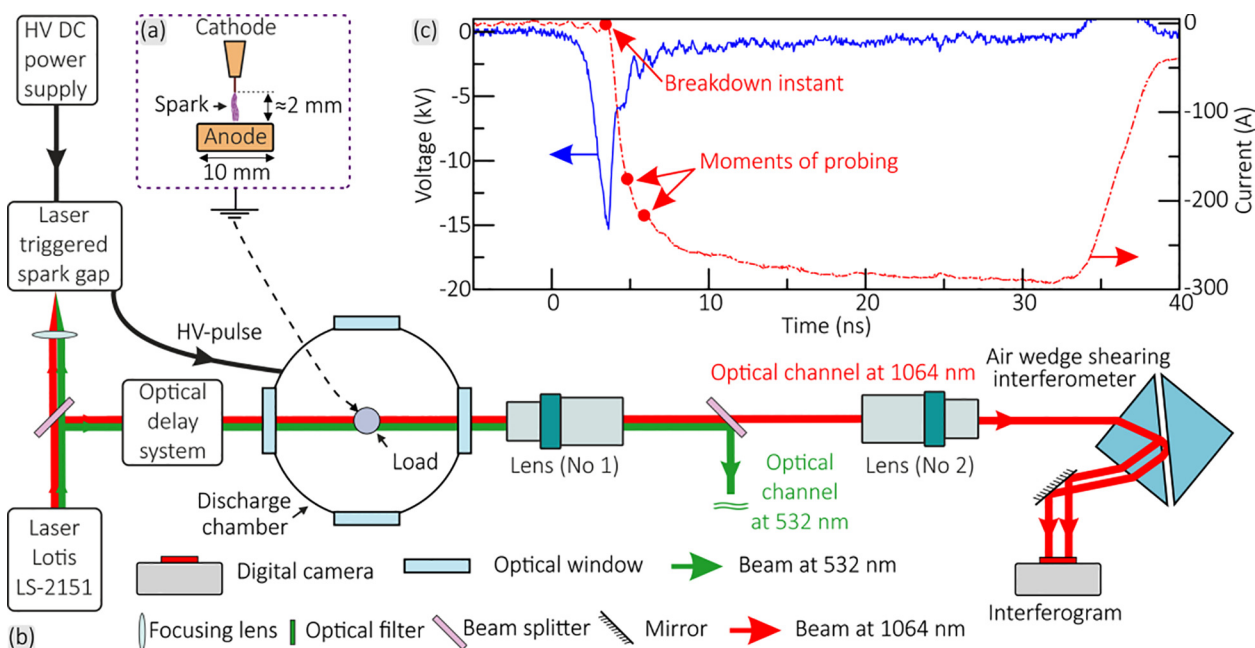


Рис. 1: Иллюстрация экспериментальной установки: (а) геометрия разрядного промежутка; (б) схема оптической системы лазерного зондирования двумя пучками с длинами волн 532 и 1064 нм с относительной временной задержкой ≈ 1 нс. Дизайны каналов с интерферометрией одинаковые для обоих пучков; (с) осциллограммы тока и напряжения разряда. На кривой тока отмечены момент наступления электрического пробоя $t_{br} \approx 3.8$ нс и моменты лазерного зондирования $t_{532 \text{ нм}} \approx 4.8$ нс и $t_{1064 \text{ нм}} \approx 5.8$ нс.

Генерация высокоионизованной плазмы в объеме разряда начиналась с момента пробоя разрядного промежутка – резкого роста тока через промежуток и спада напряжения, см. рис. 1(с), при подаче на него высоковольтного импульса амплитудой до 25 кВ, фронтом ≈ 4 нс, длительностью ≈ 40 нс при максимальном токе разряда до ≈ 300 А. Для диагностики плазмы использовалась лазерная интерферометрия, реализованная в двух оптических каналах со сдвиговыми интерферометрами на воздушном микроклине. Пространственное разрешение оптической системы было не хуже 3 мкм. Зондирование плазмы в одиночном выстреле осуществлялось двумя лазерными импульсами с относительной временной задержкой друг относительно друга ≈ 1 нс. Первый импульс излучения имел длину волны 532 нм (длительность ≈ 70 пс), второй – 1064 нм (длительность ≈ 100 пс) при энергии обоих импульсов не более единиц мДж и диаметре лазерных пучков ~ 1 см. Результаты лазерной интерферометрии обрабатывались с использованием

методов анализа, развитых в [8] при результирующей ошибке восстановления профилей электронной плотности не более $\sim 10\%$. Ток и напряжение в разрядном промежутке регистрировались коаксиальным шунтом и резистивным делителем с субнаносекундным временным разрешением [2]. Моменты лазерного зондирования разряда контролировались фотодатчиком Thorlabs DETO25A (время нарастания фронта 150 пс). Сигналы всех детекторов записывались осциллографом LeCroy WaveMaster 8620A (6 ГГц, 20 Гвыб/сек).

Результаты измерений. На рис. 2 представлены лазерные интерферограммы, зарегистрированные в двух оптических каналах в излучении с длинами волн 532 и 1064 нм. На рис. 2 дополнительно представлены опорные интерферограммы, зарегистрированные без разряда (момент времени $t = 0$ ns), используемые как для качественного сравнения интерферограмм, так и для их математической обработки. Изображения выброса прикатодной плазмы получены спустя $\Delta t \approx 1$ нс (при 532 нм) и $\Delta t \approx 2$ нс (при 1064 нм) после наступления электрического пробоя промежутка в момент времени $t_{\text{бр}} \approx 3.8$ нс, см. рис. 1(с). Примечательной особенностью генерации высокоионизованной плазмы при низких давлениях (~ 100 Торр) является то, что её появление практически всегда (в 90% выстрелов) происходит на боковой поверхности острейного катода, чуть ниже его вершины (на дистанции ~ 300 мкм). Например, в воздухе атмосферного давления высокоионизованная плазма практически всегда формируется на вершине острейного катода (с радиусом скругления вершины ~ 50 мкм) в виде катодного пятна диаметром порядка 10–20 мкм [9]. Характер генерации высокоионизованной плазмы на боковой поверхности острейного катода указывает на то, что её появление связано исключительно с разогревом вещества катода вследствие автоэлектронной эмиссии (АЭЭ) и последующей его сублимацией и выбросом в процессе взрывной электронной эмиссии (ВЭЭ) [1]. Почему же плазма доминирующе появляется не на самой вершине катода? Видимо, в наших условиях (при давлениях ~ 100 Торр) режим эмиссии электронов с острейного катода близок к тому, который присущ вакуумному диоду с острейным катодом. Ввиду влияния сильного радиального электрического поля для тонкого острейного катода превалирует эмиссия электронов с протяженной части его боковой поверхности (см., напр., иллюстративные результаты моделирования в программе КАРАТ на рис. 7 в [10]), где ожидаема интенсивная наработка плазмы вещества катода, частично экранирующей энерговклад непосредственно в кончик катодного острия [11].

Регулярное появление высокоионизованной плазмы на боковой поверхности острейного катода (всегда начиная с момента наступления электрического пробоя) приводит

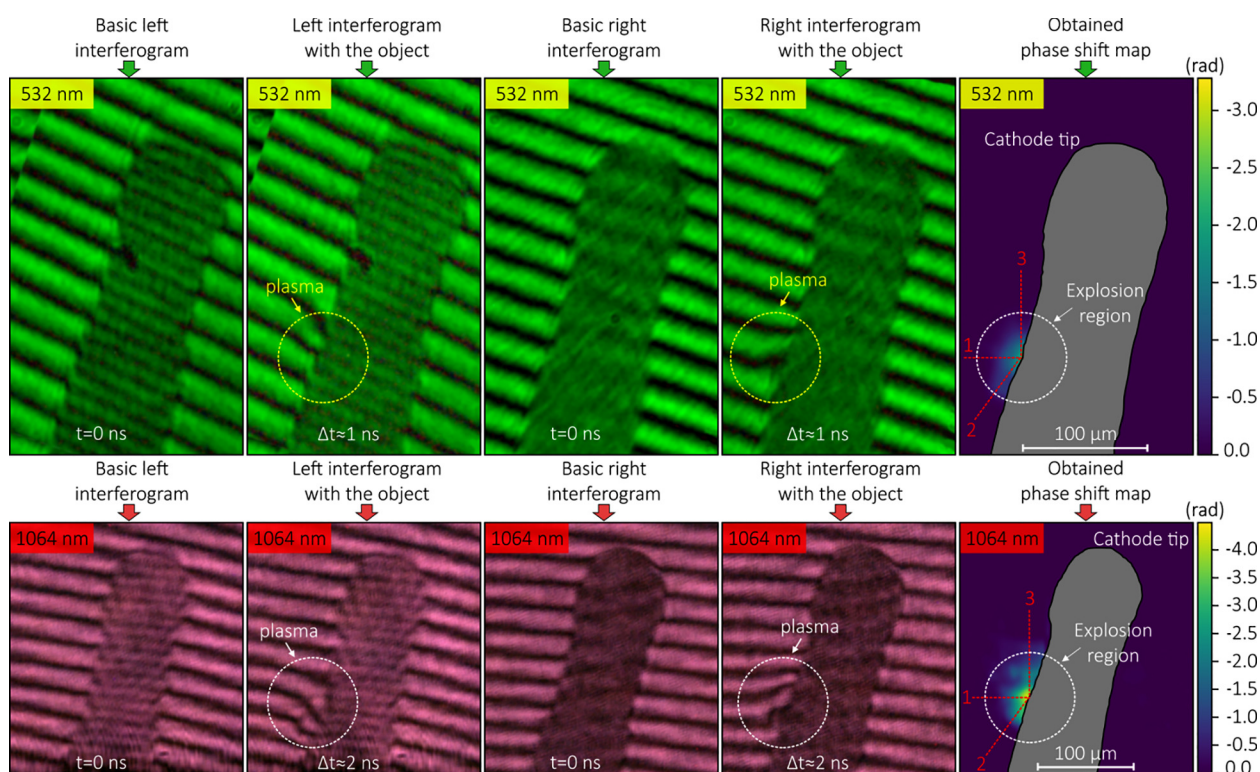


Рис. 2: Лазерные интерферогаммы прикатодной зоны, зарегистрированные в излучении с длиной волны 532 и 1064 нм в одном выстреле в двух моментах времени – спустя $\Delta t \approx 1$ нс (при 532 нм) и $\Delta t \approx 2$ нс (при 1064 нм) после наступления электрического пробоя разрядного промежутка. Момент времени $t = 0$ нс характеризует получение опорных интерферогамм без разряда. По результатам обработки экспериментальных и опорных интерферогамм полученные карты сдвига фазы излучения представлены справа. Кругом отмечена область взрыва на катоде и генерации высокоионизованной плазмы.

к заметному расходу материала его поверхности и постепенному истончению проволочки вблизи вершины острия. Это хорошо заметно на изображениях на рис. 2 и прямо указывает на взрывной характер инициирования наблюдаемой плазмы. При этом на изображениях можно установить примерный центр начала взрывной генерации прикатодной плазмы. Относительно него высокоионизованная плазма сферически расширяется в пространстве вблизи острия с характерной скоростью $\sim 10^5$ – 10^6 см/сек в течение нескольких наносекунд после момента своего возникновения. Сравнение контраста интерференционных полос на интерферогаммах, полученных в излучении при 532 и 1064 нм, указывает на тот факт, что в содержимом прикатодной плазмы подавляюще

содержатся ионизированные атомы сублимированного вещества катода. Можно было бы ожидать, что выброс взорванного вещества катода частично будет сопровождаться выбросом металлических частиц с размерами десятки – сотни нанометров. Их наличие вследствие многократного рассеяния лазерного излучения приводило бы к падению когерентности излучения и ухудшению контраста интерференционных полос на изображениях подобно тому, как это наблюдалось в экспериментах по электрическому взрыву тонких металлических проволок в вакууме [12]. Однако в наших условиях подобных оптических эффектов на интерферограммах не наблюдается. Аналогично, маловероятно, что в области взрыва появляются выбросы более крупных частиц (напр., капель) размерами, близких к одному микрометру, которые приводили бы к существенному падению контраста на интерферограммах, зарегистрированных в двух длинах волн.

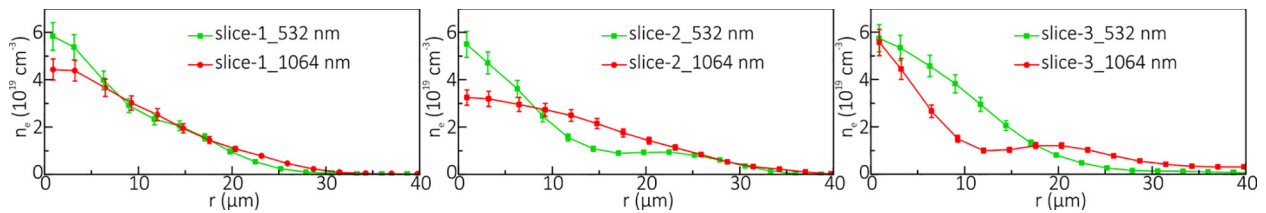


Рис. 3: Распределения электронной плотности (n_e) высокоионизированной прикатодной плазмы, восстановленные вдоль срезов 1, 2 и 3, проведенных на рис. 2 от примерного центра взрыва на поверхности катода. Распределения восстановлены для моментов зондирования на длинах волн 532 и 1064 нм. Параметр r – расстояние, отсчитываемое от примерного центра взрыва.

Наблюдаемая картина взрывного инициирования прикатодной плазмы указывает на достаточно большие мощности энерговложения в микромасштабах поверхности катода (не менее 10^8 Вт·см $^{-2}$ [13]), при которых большая часть материала электрода переходит в состояние атомизированной плазмы металла. Интересным в этом плане представляются её параметры: величина и распределение электронной плотности. Заметим, что концентрация молекул воздуха при давлении 100 Торр составляет $\approx 3.55 \times 10^{18}$ см $^{-3}$. При полной диссоциации и однократной ионизации воздушной среды (что вполне ожидаемо в микромасштабах прикатодной зоны при больших плотностях тока и удельных энергозатратах в газоразрядную среду) можно было бы достичь концентрации электронов газоразрядной плазмы до $\approx 7.1 \times 10^{18}$ см $^{-3}$. Отталкиваясь от данных базовых значений электронной плотности плазмы, можно констатировать почти десятикратное превышение концентрации электронов в наблюдаемой прикатодной плазме, см. рис. 3. В

частности, данная плазма в пределах её сферической зоны взрывного расширения радиусом 30–40 мкм характеризуется величинами электронной плотности не менее 10^{19} см^{-3} и вплоть до $\approx 6 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ – практически у поверхности катода.

Расширенная математическая обработка фазовых карт на рис. 2 позволила оценить количество частиц, $\approx 1.8 \times 10^{11}$ и $\approx 2.3 \times 10^{11}$ единиц для случаев зондирования на длинах волн 532 и 1064 нм, содержащихся в зоне сферического расширения взорванного вещества катода. Уточним, что в расширенной процедуре обработки фазовых карт из примерного центра взрыва на поверхности катода проводилась серия срезов – радиус-векторов, для которых далее восстанавливались радиальные распределения концентрации электронной плотности путем моделирования обращенного интегрального уравнения Абеля. Восстановленные распределения использовались в процедуре усреднения для получения среднего радиального распределения электронной плотности для всего сектора сферической плазменной зоны с центром на поверхности катода. При этом для каждого распределения электронной плотности, используемого в процедуре усреднения, был установлен нижний порог $\approx 7.1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, чтобы наверняка отсечь вклад, вносимый со стороны частиц воздушной среды. Оценка числа частиц в рассматриваемой зоне окончательно получалась при интегрировании вдоль радиуса электронной плотности, содержащейся в секторе сферической плазменной зоны (телесный угол с углом раствора при его вершине $\approx 180^\circ$, обусловленный формой катода в данной области). Переводя число частиц в наблюдаемой плазме в предполагаемое количество частиц катода с учетом плотности меди 8.96 г/см^3 , её атомной массы 63.55 г/моль и числа Авогадро $6.022 \times 10^{23} \text{ атомов/моль}$, получаем окончательную оценку суммарно взорванного объема катода ≈ 2.3 и $\approx 3 \text{ мкм}^3$ для случаев зондирования на длинах волн 532 и 1064 нм. Данные оценки согласуются с общепризнанными представлениями о взрывных процессах на катоде, вызванных ВЭЭ [1], и качественно характеризуют суть наблюдаемого явления и не противоречат масштабам расхода поверхности катодного острия, наблюдаемым в эксперименте, см. рис. 2. Заметим, что заметный расход материала катода за один и тем более за несколько выстрелов интегрально набирается вдоль длины проволоочки (в масштабе $\sim 100 \text{ мкм}$) вблизи её вершины в течение всего времени развития разряда. При этом более вероятно, что мы имеем дело не с одним центром взрыва, а с некоторым ансамблем таких центров.

Заключение. Сравнивая результаты данной работы с результатами в [9], можно уверенно предположить, что при разряде в атмосферном воздухе появление сферического катодного пятна размером $\sim 10\text{--}20 \text{ мкм}$ обусловлено выбросом ионизированного мате-

риала катода. Последующее развитие катодного пятна, вследствие продолжающегося расширения плазмы взорванного вещества катода, должно приводить к появлению сферической плазменной зоны с резкими градиентами электронной плотности, в оболочке которой могут быть сосредоточены большие концентрации электронной плотности. Данный факт ранее был подтвержден в работе [14]. Учитывая, что расширяющаяся плазма взорванного вещества катода сильно неоднородна, о чем свидетельствуют результаты данной работы, см., напр., распределения на рис. 3, на границе расширяющейся сферической плазменной области могут развиваться и усиливаться ионизационные неустойчивости под воздействием большого потока электронов с катода, см. подробнее в [14]. При разряде в атмосферном воздухе это может приводить к появлению микроканалов электрической искры уже в области взрывного инициирования прикатодной плазмы. Заметим, однако, что в наших условиях (при давлениях ~ 100 Торр) формирование микроструктуры электрической искры не наблюдается, а вся высокоионизованная плазма остается сосредоточенной лишь в области катодного острия на протяжении десятков наносекунд. Другими словами, в сравнении с разрядом в атмосферном воздухе не наблюдается формирование результирующего высокоионизованного искрового канала между катодом и анодом, включая какое-либо появление микроканалов высокоионизованной плазмы. По отношению конкретно к случаю выброса взорванного вещества катода стоит отметить, что данное явление, протекающее в исследуемых условиях, сопровождается генерацией не только высокоионизованной плазмы, но и металлических частиц (по окончании разряда), что может представлять интерес для различных прикладных направлений импульсного наносекундного разряда в газе.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 24-79-10167).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Ю. Д. Королев, Г. А. Месяц, *Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде* (Новосибирск, Наука, 1982), 256 с.
- [2] E. V. Parkevich, M. A. Medvedev, G. V. Ivanenkov, et al., *Plasma Sources Science and Technology* **28**(9), 095003 (2019). DOI: 10.1088/1361-6595/ab3768.
- [3] К. И. Алмазова и др., *ЖТФ* **88**(6), 827 (2018).
- [4] Е. В. Паркевич, А. И. Хирьянова, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **49**(9), 47 (2022).

- [5] А. А. Тренькин и др., ЖТФ **92**(1), 52 (2022). <https://doi.org/10.1134/S1063784223900760>.
- [6] А. А. Тренькин и др., ЖТФ **92**(9), 1343 (2022). <https://doi.org/10.1134/S1063784224010419>.
- [7] А. А. Тренькин и др., ЖТФ **92**(11), (2022). <https://doi.org/10.1134/S1063784224030381>.
- [8] A. Iyo, K. Kawashima, T. Kinjo, et al., J. Am. Chem. Soc. **138**, 3410 (2016). DOI: 10.1021/jacs.5b12571.
- [9] E. V. Parkevich, G. V. Ivanenkov, M. A. Medvedev, et al., Plasma Sources Science and Technology **27**(11), 11LT01 (2018).
- [10] S. A. Pikuz, T. A. Shelkovenko, I. N. Tilikin, et al., IEEE Transactions on Plasma Science **46**(11), 3815 (2018).
- [11] Г. А. Месяц и др., Доклады Академии наук **470**(4), 397 (2016). <https://doi.org/10.1134/S1028335816100037>.
- [12] В. М. Романова и др., Физика плазмы **48**(2), 141 (2022). <https://doi.org/10.1134/S1063780X2202012X>.
- [13] С. А. Баренгольц, Г. А. Месяц, М. М. Цвентух, ЖЭТФ **134**(6), 1213 (2008). <https://doi.org/10.1134/S1063776108120133>.
- [14] Е. В. Паркевич, Письма в ЖЭТФ **120**(7), 511 (2024). <https://doi.org/10.1134/S0021364024602951>.

Поступила в редакцию 25 марта 2025 г.

После доработки 31 марта 2025 г.

Принята к публикации 1 апреля 2025 г.