

10. Розанов Л.Н. Десорбционное газовыделение конструкционных вакуумных материалов // Вакуумная техника и технология. – 2011. – Т.21, № 2. – С. 143–150.
11. Корепин Г.Ф., Пугнин В.И., Юнаков А.Н. Определение источника газовой выделенной в процессе высоковольтной тренировки ЭВП // Научно-технические технологии – 2005. – Т.6, № 5. – С.47–50.
12. Розанов Л.Н. Десорбционное газовыделение вакуумных систем // Вакуумная техника и технология. – 2004. – Т.14, № 2. – С. 205–211.
13. Водяницкий В.И., Корепин Г.Ф., Климова Н.Н., Суходолова Н.И., Стефаненко А.А. Предварительная высоковольтная тренировка ЭВП СВЧ среднего уровня выходной мощности // Тезисы докладов Всероссийского семинара «Вакуумная техника и технология-2002». – Санкт-Петербург. – 2002. – С. 14-15.
14. Корепин Г.Ф. Поверхностное газосодержание отпаянных ЭВП // Вакуумная техника и технология. – 2007. – Т.17, № 4. – С. 285 – 292.
15. Корепин Г.Ф., Юнаков А.Н. Стоки и истоки поверхностных газов отпаянных ЭВП // Вакуумная техника и технология. – 2010. – Т.20, №2. – С.71–76.
16. Вашин С.А., Корепин Г.Ф., Климова Н.Н., Коломийцев А.И., Арион О.А., Смирнов В.А. Полевая десорбция поверхностных газов ЭВП и развитие электрического пробоя между электродами // Материалы 23 научно-технической конференции «Вакуумная наука и техника». – Крым, Судак. – 2016. – С. 24 – 28.

Физическое моделирование условий возникновения катодного пятна в вакуумном разряде

В.И. Асюнин, С.Г. Давыдов, А.Н. Долгов, А.В. Корнеев, А.А. Пшеничный, Р.Х. Якубов
ВНИИА им. Н.Л. Духова, Россия, 127055, Москва, ул. Суцёвская, д.22.
e-mail: yniia@yniia.ru

Выполнено натурное моделирование тепловых процессов в центрах взрывной электронной эмиссии на катоде искрового разряда методом воздействия импульса оптического излучения наносекундной длительности на поверхность металлической мишени при сравнимой плотности потока энергии.

Physical modeling of conditions of cathode spots occurrence in vacuum discharge. V.I.Asunin, S.G.Davydov, A.N.Dolgov, A.V.Korneev, A.A.Pshenichny, R.H.Yakubov. Field modeling of thermal processes in the centers of explosive electron emission is completed at the cathode of a spark discharge by the impact of impulse optical radiation of nanosecond duration on the surface of a metallic target at a comparable flux density of energy.

Основное свойство вакуумной искры и дуги – наличие катодного пятна. Предпробойные процессы, согласно эктонной концепции, приводят к концентрации потока энергии на поверхности катода до такой степени, что становится возможным тепловой взрыв микроскопического участка поверхностного слоя материала катода, т.е. электрический взрыв проводника под действием токов термо- и автоэмиссии электронов с поверхности катода. Центры взрывной электронной эмиссии или эктоны образуют элементарные ячейки катодного пятна. В дальнейшем, при условии достаточной мощности источника тока, происходит постоянное возобновление микровзрывов и появление новых короткоживущих центров взрывной электронной эмиссии. Искровая стадия разряда переходит в дуговую вследствие переключения межэлектродного промежутка потоками катодной и анодной плазмы [1,2].

При использовании наносекундных импульсов, что примерно соответствует времени жизни отдельно взятого эктона, в специально осуществленных экспериментах

были достигнуты плотности тока до 10^8-10^9 А/см² [3]. При плотностях тока порядка 10^8-10^9 А/см² и падении потенциала в прикатодной области ~ 10 В получим величину плотности потока энергии в месте рождения эктона порядка 10^9-10^{10} Вт/см². Плотности потока энергии указанной величины вполне достижимы путем фокусировки пучка импульсного лазерного излучения на поверхности, например, металлической мишени. Таким образом появляется возможность натурно смоделировать тепловые процессы в области рождения эктона.

Интенсивность лазерного излучения, падающего на мишень, в наших экспериментах составляла $q \approx 3 \cdot 10^9$ Вт/см². Длина волны падающего на мишень излучения - $\lambda=0,53$ мкм. Длительность импульса лазерного излучения по основанию – 30 нс. Плоская заземленная мишень, изготовленная из кобальта, и одиночный зонд Ленгмюра размещались внутри вакуумной камеры, откачиваемой до остаточного давления $\sim 10^{-3}$ мм рт. ст. Лазерное излучение при проведении исследований фокусировалось на мишень на расстоянии от зонда 6 мм, а угол между нормалью к поверхности мишени и направлением от пятна фокусировки лазерного луча к зонду составлял либо $\varphi_1 = 9^\circ$, либо $\varphi_2 = 61^\circ$.

Искровой микроплазменный разряд [4] зажигался по поверхности диэлектрической шайбы толщиной 0,1 мм, зажатой между двумя электродами. Ток разряда достигал ~ 10 А, продолжительность разряда ~ 30 нс. Одиночный зонд Ленгмюра находится на расстоянии 1 мм от поверхности диэлектрика и регистрирует поток частиц, распространяющийся главным образом по нормали к поверхности электрода. Разрядное устройство размещалось в вакуумной камере, откачиваемой до давления не хуже 10^{-3} мм рт. ст. Electroды были выполнены из кобальта, диэлектрическая шайба - из слюды мусковит. Один из электродов заземлен. На второй электрод для инициирования разряда подается импульс напряжения отрицательной полярности крутизной $(1-2) \cdot 10^9$ В/с. Пробой происходил при напряжении 1-2 кВ.

На зонд Ленгмюра подавался как положительный, так и отрицательный потенциал величиной до 500 В. Для полученного при различных значениях потенциала зонда набора осциллограмм сигнала с зонда производились временные срезы, т. е. определялись значения тока на зонд в фиксированный момент времени при различных значениях потенциала зонда.

Исследователи, использующие в своих работах в качестве средства диагностики нестационарной плазмы зонды Ленгмюра, отмечают, что наличие высокочастотных колебаний в плазме приводит к искажениям вольт-амперных характеристик (ВАХ) зонда. Причем в первую очередь это касается ионной ветви ВАХ и часто выражается в виде регистрации аномально больших ионных токов насыщения, сравнимых по величине с электронными токами насыщения. С целью оценки возможностей достоверной интерпретации ВАХ в условиях описываемых экспериментов было принято решение о проведении дополнительной серии экспериментов по регистрации сигналов с зонда с интегрированием по времени. Предполагалось, что интегрирование сигнала снимет его зависимость от наличия турбулентности в плазме. Действительно, вид интегральных по времени ВАХ, в которых вместо силы тока на зонд фигурирует заряд, оказался близок к теоретически ожидаемому. Средние токи электронов оказались близки к мгновенным значениям. Все это дает основания полагать, что по крайней мере переходная область и электронная ветвь ВАХ дают возможность измерять реальные параметры регистрируемой зондом плазмы.

Оценки показывают, что временное разрешение зонда в наших условиях составляет порядка $10^{-9}-10^{-8}$ с.

При исследовании лазерной плазмы обнаружены три группы заряженных частиц: 1-ая группа возникает практически синхронно с импульсом лазерного излучения (с временем задержки не более нескольких наносекунд); 2-ая группа фиксируется примерно через 150 нс после старта лазерного излучения; 3-ья группа фиксируется примерно через ~ 500 нс после старта лазерного излучения. Для 1-ой группы частиц наблюдается постепенное повышение регистрируемой электронной температуры на протяжении лазерного импульса до величин 30-55 эВ и постепенное понижение после прекращения лазерного импульса до $T_e < 5$ эВ. На переднем фронте лазерной плазмы при регистрации в продольном направлении ($\varphi_1 = 9^\circ$) зафиксирована отрицательная величина плавающего потенциала, что свидетельствует о пространственном разделении зарядов, и данное явление не связано с наличием внешнего электрического поля. По-видимому, непосредственно наблюдается явление амбиполярной диффузии плазмы во внешнюю разреженную среду со скоростью, превышающей скорость

ионного звука. При регистрации разлета лазерной плазмы в поперечном направлении ($\varphi_2 = 61^\circ$) на переднем фронте 1-го регистрируемого сгустка плазмы наблюдается подавляющее преобладание частиц одного знака – электронов, вероятно, так называемых убегающих, измеряемая температура которых составляет $T_e = (48 \pm 6)$ эВ. Для 2-ой группы частиц $T_e = 5-6$ эВ. Это корпускулярный поток, распространяющийся со скоростью, значительно превышающей скорость ионного звука. 3-я группа частиц – это поток плазмы, в которой происходят сильные колебания. Кинетическая энергия направленного движения ионов во 2-ой и 3-ей группах в плазменном потоке во 2-ой и 3-ей группах частиц составляют ~ 500 эВ и ~ 60 эВ, соответственно.

Отдельная серия экспериментов была выполнена в условиях, когда на пути распространения потока частиц из пятна фокусировки в направлении зонда оказывалось поперечное по отношению к направлению распространения частиц магнитное поле индукцией 0,05 Тл – "магнитный барьер", способный в условиях нашего эксперимента заметно воздействовать на траектории убегающих электронов. В указанных условиях так же регистрировались ранее указанные три группы частиц. Отдельно стоит отметить, что не исчезала 1-ая группа частиц, происходило только ее некоторое уменьшение.

Дополнительный эксперимент был выполнен с целью прояснить роль излучения и эмиссии электронов из лазерной плазмы при их воздействии на разреженную газовую среду, исключив влияние электрического поля, прикладываемого между зондом и мишенью. В данном эксперименте использовался двойной зонд Ленгмюра ($\varphi_1 = 9^\circ$). Через 5 нс после начала лазерного импульса была зарегистрирована электронная температура и концентрация $T_e \approx 3-4$ эВ и $n_e \sim 10^{10}-10^{11}$ см⁻³ (при начальной концентрации нейтральных частиц остаточного газа $\sim 10^{13}$ см⁻³) на расстоянии 3 мм от пятна фокусировки.

По-видимому, механизм первоначального быстрого образования плазмы (1-й группы заряженных частиц) связан с воздействием излучения и, возможно, потока относительно быстрых электронов (обладающих скоростями порядка 10^8 см/с и выше при температуре ≥ 10 эВ) из области пятна фокусировки на остаточный газ в окрестностях зонда, приводящим к его ионизации. Причем речь идет о частицах, которые часто называют убегающими, т.е. они уже не являются электронной компонентой плазмы. Фиксируемая скорость 2-ой группы регистрируемых частиц и свидетельства разделения зарядов на переднем фронте плазменного сгустка позволяют предположить, что указанный сгусток плазмы – это результат амбиполярной диффузии. 3-ья группа зарегистрированных частиц – это, по-видимому, результат газокинетического разлета плазмы из области вблизи пятна фокусировки. То обстоятельство, что регистрируемая в продольном по отношению к лазерному лучу направлении ($\varphi_1 = 9^\circ$) электронная температура заметно выше температуры, регистрируемой в поперечном направлении ($\varphi_2 = 61^\circ$), вероятно, объясняется поляризацией электромагнитной волны, падающей на мишень, и неполной максвеллизацией электронной компоненты лазерной плазмы.

При регистрации плазмы искрового разряда по поверхности диэлектрика примерно через 2 нс после старта, т.е. появления тока в цепи разряда, сигнал с зонда фиксирует появление потока электронов с энергией > 200 эВ. Через 6-8 нс после старта сигнал с зонда фиксирует поток ионов с энергией > 400 эВ. Экстраполяция ВАХ дает в качестве оценки верхней границы энергии частиц величину ~ 500 эВ. Через 30 (пик сигнала), 70 и 100 нс после старта зонд регистрирует, поток плазмы с $T_e \sim 30$, 4-6 и ≤ 2 эВ, соответственно. На переднем фронте плазменного потока зафиксирован отрицательный плавающий потенциал, в дальнейшем плавающий потенциал становится близким к нулю. Переднему фронту плазменного потока соответствует энергия направленного движения ионов ~ 300 эВ. Вероятно, здесь мы опять имеем дело с явлением амбиполярной диффузии, т.е. фиксируемые энергии частиц обусловлены действием электрического поля, приложенного из вне, и самосогласованных электрических полей, возникающих в результате разделения зарядов. К моменту прекращения разряда электронная температура плазмы составляет $T_e \approx 30$ эВ. Затем температура электронной компоненты быстро падает. Добавим, что ранее при исследовании сильноточной ~ 10 кА вакуумной искры в направлении, поперечном по отношению к приложенному электрическому полю, зондовым методом зарегистрирована температура электронов $T_e \approx 30$ эВ, а в направлении продольном – $T_e \approx 60$ эВ [5].

Эксперименты с использованием "магнитного барьера", аналогичного выше описанному для экспериментов с лазерной плазмой, продемонстрировали, что имеется механизм быстрой ионизации остаточного газа, который начинает действовать практически одновременно со стартом искрового разряда по поверхности диэлектрика. По-видимому, и в этом случае проявляется роль быстрых электронов и коротковолнового излучения, испускаемых на этот раз из плазмы катодного пятна. При достаточной мощности источника тока появление разреженной плазмы у поверхности металла может создавать условия для усиления локальной эмиссии электронов, т.е. для появления новых центров взрывной электронной эмиссии [2,4].

Опираясь на выше приведенные результаты исследований лазерной плазмы и результаты спектрометрических исследований [4], согласно которым плазма, испускаемая катодным пятном искрового разряда, является слабоионизованной [6], можно предположить, что электронная температура в процессе разлета плазмы из центра взрывной электронной эмиссии возрастает под действием трансформации энергии источника тока в энергию колебаний электронной составляющей плазмы и ее разогрева. В такой ситуации, кроме всего прочего, возрастает омическое сопротивление токового канала и становится возможным появление надтепловых частиц, в первую очередь электронов, ускоряемых в квазистатическом электрическом поле. Оценки действительно показывают, что вполне возможно возникновение условий для развития ионно-звуковой неустойчивости, приводящей к раскачке колебаний и, как следствие, к падению проводимости плазмы.

Сравнительный анализ результатов исследования плазмы вакуумного искрового разряда и плазмы, возникающей под воздействием лазерного излучения на поверхность твердотельной мишени, в условиях, когда сравнимы плотности потоков энергии, подводимой к поверхности катода в центрах взрывной электронной эмиссии и в пятне фокусировки на поверхности облучаемой мишени, позволяет представить следующую вероятную картину протекающих на начальной стадии искрового разряда физических процессов.

Начальная температура вещества в центрах взрывной электронной эмиссии составляет порядка или даже менее 1 эВ [4]. Затем происходит разогрев вещества, возможно, в результате развития ионно-звуковой неустойчивости тока или иного механизма, до температуры примерно 30 эВ, что повышает количество относительно высокоэнергетичных электронов в плазме.

На переднем фронте плазменного факела происходит пространственное разделение зарядов, обусловленное большей подвижностью электронов. По-видимому, непосредственно наблюдается явление амбиполярной диффузии плазмы во внешнюю разреженную среду со скоростью, превышающей скорость ионного звука.

В направлении протекания тока под действием приложенного электрического поля электроны в плазменном факеле, распространяющемся от центра взрывной электронной эмиссии, приобретают дополнительную кинетическую энергию, порядка средней тепловой.

Из плазменного факела под действием внешнего электрического поля происходит убегание электронов и вслед за ними ионов с энергиями примерно до 500 эВ для тех и других. Убегают из плазмы в первую очередь относительно высокоэнергетичные электроны.

Вероятно, убегающие электроны и коротковолновое излучение, испускаемые центрами взрывной электронной эмиссии, т.е. катодным пятном, играют заметную роль в ионизации остаточного газа в окружающем искровой разряд пространстве и тем самым в механизме воспроизводства центров взрывной электронной эмиссии.

Литература

1. Месяц Г.А. Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. М.: Наука, 2000, -424 с.
2. Месяц Г.А. Взрывная электронная эмиссия. - М.: Изд-во физ.-мат. лит., 2011, - 280 с.
3. Фурсей Г.Н. Автоэлектронная эмиссия // Соросовский образовательный журнал. 2000. Т.6. № 11. С. 96-103.
4. Иванов В.А., Коныжев М.Е., Зимин А.М., Тройнов В.И., Камолова Т.И., Летунов А.А. Электронная температура в микроплазменных разрядах, развивающихся на поверхности титана. // Успехи прикладной физики. 2014.Т.2. №1. С. 31- 40.

5. Долгов А.Н., Земченкова Н.В., Клячин Н.А., Прохорович Д.Е. Механизмы образования и транспортировки ионных потоков в плазме разряда сильноточной вакуумной искры // Физика плазмы. 2010. Т.36, № 8. С. 826 – 832.
6. Methling R., Popov S.A., Batrakov A.V., Uhrlandt D., Weltmann K.-D. Spectroscopy of Single Vacuum Arc Cathode Spots With Improved Sensitivity // IEEE Trans. Plasma Sci. 2013.V. 41. Iss. 8/2. pp. 1904-1910.

Определение поверхностной радиоактивности образца, адсорбирующего тритий

С.А.Сарапулов, Б.Д.Лемешко, Ю.К.Пресняков, А.А.Коробейников
Москва, ВНИИА им. Н.А. Духова, 121110, ул. Суцевская, 22
e-mail: bogolubov@vniia.ru

Разработан метод позволяющий определять радиоактивность трития адсорбированного металлическим образцом из газовой среды. Метод основан на измерении тока между исследуемым образцом и регистрирующим электродом, помещенными в вакуумную камеру. Ток возникает вследствие бета распада адсорбированного трития. Токковая вольт-амперная характеристика имеет характерную форму, связанную с конечной энергией электронов бета распада. Показано, что регистрирующим электродом заряжается до разности потенциалов, достигающей несколько кВ. Ухудшение вакуума приводит к существенному изменению вольтамперной характеристики промежутка: образец с тритием – регистрирующий электрод, что позволяет диагностировать ухудшение вакуума.

Determination of the surface radioactivity of adsorbed tritium sample. S.A. Sarapulov, B.D. Lemeshko, Yu.K. Presniakov, A.A. Korobeinikov. The method to determinate the tritium radioactivity is described. Tritium was absorbed in metallic sample from gas. The basis of the method is measurement of the current that flows between investigated sample and measuring electrode located in a vacuum chamber. The current appears because of the absorbed tritium decay. The current volt-ampere characteristic has a special form associated with the limited energy of electrons in beta decay. The measuring electrode is charged to potential difference of several kilovolts. Decrease of the vacuum quality leads to significant change of the gap volt-ampere characteristic (between sample with tritium and measuring electrode) which allows one to determine the reduction of vacuum quality.

Как известно, тритий при температуре ~300К (нормальные условия) представляет собой газ, который адсорбируется конструкционными сталями и многими другими материалами. Поэтому на практике возникает задача определения радиоактивности образца, адсорбированного тритий. Поскольку тритий это тяжелый радиоактивный изотоп водорода с периодом полураспада 12,33 года, излучающий в результате бета распада электроны с энергией от 0 до $E_{\text{макс}}=18,5$ КэВ ($E_{\text{средн.}}=6,5$ КэВ), то активность образца можно определять, регистрируя его бета активность. Однако малая энергия электронов бета распада трития делает весьма трудной их регистрацию, т.к. электроны с энергиями 0-6,5 кэВ имеют пробеги в воздухе до 5 мм. Существует ГОСТ 26306-84 [1], определяющий порядок измерения абсолютной активности бета радиоактивных образцов с максимальной энергией электронов 0,2-3,5 МэВ, согласно которому образец помещается в вакуум 6,6 Па ($5 \cdot 10^{-2}$ торр) и в "геометрии 2 π" измеряется ток бета электронов $I_{\beta 0}$, возникающий в результате распада изотопа. По формуле (1)

$$A = \frac{I_{\beta 0}}{e} \quad (1)$$

определяют радиоактивность изотопа. Метод учитывает только те электроны, которые вылетели из радиоактивного образца наружу. Т.е. учитывается радиоактивность некоторого