

04:09;12

Природа поверхностных сверхвысокочастотных разрядов

© К.В. Ходатаев

Московский радиотехнический институт РАН,
117519 Москва, Россия
e-mail: K.V.K@home.ptt.ru

(Поступило в Редакцию 19 июля 2010 г.)

Газовый разряд, инициированный в фокусе мощного импульсного СВЧ излучения при высоком давлении газа, представляет собой сложную пространственную сеть тонких плазменных каналов, заполняющих весь объем фокусной зоны. Подробные экспериментальные исследования этого типа разрядов проводились на установке с длиной волны 8.9 см в диапазоне давлений от 0.05 до 1 atm. Эксперименты показали, что при размещении инициатора на поверхности диэлектрической пластины разрядные каналы распространяются исключительно на поверхности диэлектрика. Показано, что основной причиной поверхностного распространения разряда является электродинамическое взаимодействие газоразрядных каналов с диэлектриком.

Введение

В течение многолетнего цикла исследований были получены и изучены инициированные подкритические микроволновые разряды высокого газового давления, развивающиеся исключительно вдоль поверхности диэлектрического материала [1–5]. Подробные исследования проводились на установке с длиной волны 8.9 см. Поверхностные разряды, инициированные посредством пассивного электромагнитного вибратора, расположенного на поверхности диэлектрического материала, подобны сети обычных объемных разрядов, но прижатой к поверхности диэлектрического материала.

В качестве причины, вызывающей преимущественное распространение стримерного разряда на поверхности диэлектрика, рассматривались электростатические эффекты и физико-химические поверхностные процессы в присутствии разгрузки (первый фактор). Цель настоящей работы — определить главный фактор, определяющий распространение стримерного разряда по диэлектрической поверхности.

Эксперименты с диэлектрическими пластинами из текстолита, стеклопластика, обычного и кварцевого стекла, керамики и полиэтилена показали независимость свойств разряда от рода диэлектрического материала. На рис. 1 приведены фотографии разрядов на поверхности пластин из различных материалов. Видно, что

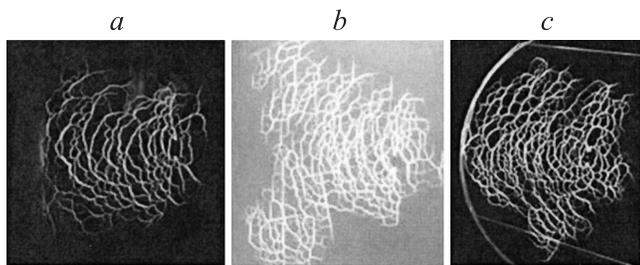


Рис. 1. Структура сети стримерных разрядов: *a* — полиэтиленовая пленка, толщина 0.02 см, *b* — стеклотекстолит, 0.2 см, *c* — кварцевое стекло, 1.0 см.

свойства поверхностного разряда, развивающегося на поверхности диэлектрических пластин из различных материалов и различной толщины, не меняются.

Особый интерес представляют эксперименты с тонкими диэлектрическими пленками. При толщине пленок даже 100 μm поверхностный разряд обладает теми же свойствами, что и разряд на поверхности неограниченно толстых пластин. Эксперименты, выполненные на установках с длиной волны излучения 8.9 и 2.5 см, показывают идентичные результаты.

Поэтому второй фактор следует отнести как несущественный. Об этом свидетельствует отсутствие влияния материала диэлектрика на явление.

Приведенное ниже исследование посвящено выяснению влияния электростатического и электродинамического эффектов на поведение стримерного СВЧ разряда около поверхности.

Постановка задачи

При вычислениях особое внимание уделялось распределению амплитуды электрического поля около головы стримера, расположенного у поверхности диэлектрического слоя на расстоянии, намного меньшем его длины и сопоставимом с его диаметром, как это наблюдается в экспериментах. При вычислениях стример моделировался идеально проводящим тонким цилиндром. Постановку задачи демонстрирует рис. 2.

Расчет в электростатическом приближении

Если длина „стримера“ меньше половины длины волны СВЧ излучения, вычисления могут быть выполнены в электростатическом приближении, которое позволяет использовать аналитические решения для получения возможно точных результатов. Это важно, поскольку малые геометрические параметры в формулировке задачи

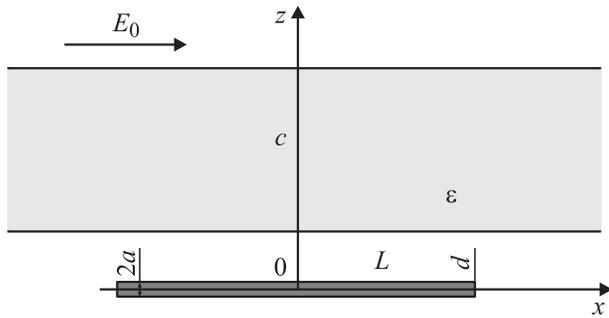


Рис. 2. Постановка задачи о распределении амплитуды электрического поля около проводника, расположенного вдоль диэлектрического слоя малой толщины на малом от него расстоянии.

создают существенные трудности при вычислении полей около концов „стримера“.

В электростатическом приближении имеется точное решение для потенциала точечного заряда в присутствии диэлектрического слоя конечной толщины

$$\phi(r, z) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{r^2+z^2}} + \int_0^\infty A_1(\kappa) J_0(\kappa r) \exp(\kappa z) d\kappa, & (z < d), \\ \int_0^\infty B_1(\kappa) J_0(\kappa r) \exp(-\kappa z) d\kappa + \int_0^\infty B_2(\kappa) J_0(\kappa r) \exp(\kappa z) d\kappa, & (d < z < d + c), \\ \int_0^\infty A_2(\kappa) J_0(\kappa r) \exp(-\kappa z) d\kappa, & (d + c < z), \end{cases} \quad (1)$$

где

$$A_1(\kappa) = \beta \frac{\exp(-2\kappa b) - \exp(-2\kappa d)}{1 - \beta^2 \exp(-2\kappa c)},$$

$$A_2(\kappa) = \frac{1 - \beta^2}{1 - \beta^2 \exp(-2\kappa c)},$$

$$B_1(\kappa) = \frac{1 - \beta}{1 - \beta^2 \exp(-2\kappa c)},$$

$$B_2(\kappa) = \beta \frac{(1 - \beta) \exp(-2\kappa b)}{1 - \beta^2 \exp(-2\kappa c)},$$

$$\beta = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1},$$

$$b = c + d,$$

где c — толщина диэлектрического слоя, d — расстояние от заряда до поверхности слоя, ε — диэлектрическая проницаемость слоя.

Распределение погонного заряда $q(x, t)$ в проводнике с полудлиной L и погонной электропроводностью σ , расположенного под диэлектрическим слоем вдоль внешнего поля E_0 , определялось с помощью численного решения интегродифференциального уравнения:

$$\frac{\partial}{\partial t} q(x, t) = \frac{\partial}{\partial x} \sigma(x) \frac{\partial}{\partial x} \int_{-L}^L q(x, t) \times \phi\left(\sqrt{(x-x_1)^2+a^2}, 0\right) dx_1, \quad (2)$$

a — радиус проводника ($a < d$).

Установившееся решение уравнения (2) достаточно близко к известному аналитическому, полученному для тонкого проводника конечной длины во внешнем электрическом поле:

$$q(x) = \begin{cases} \frac{E_0 x}{\ln\left(4 \frac{|L^2-x^2|+a^2}{a^2}\right) - 1}, & \text{если } |x| < L, \\ 0, & \text{если } |x| > L. \end{cases} \quad (3)$$

На рис. 3 сравниваются оба решения.

Полученное распределение заряда позволяет найти распределение электрического поля с помощью следующих соотношений:

$$\Phi(x, z) = \int_{-L}^L q(x_1) \phi\left(\sqrt{(x-x_1)^2+a^2}, z\right) dx_1, \quad (4)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla\Phi(x, z) + \mathbf{E}_0. \quad (5)$$

Причастность к теории поверхностного разряда первого фактора (электростатический эффект, который мог бы проявиться в увеличении амплитуды поля в максимуме у головы стримера вблизи поверхности диэлектрика), вызвала трудности. Вычисление, выполненное для тонкого провода конечной длины, расположенного над неограниченно толстой диэлектрической пластиной,

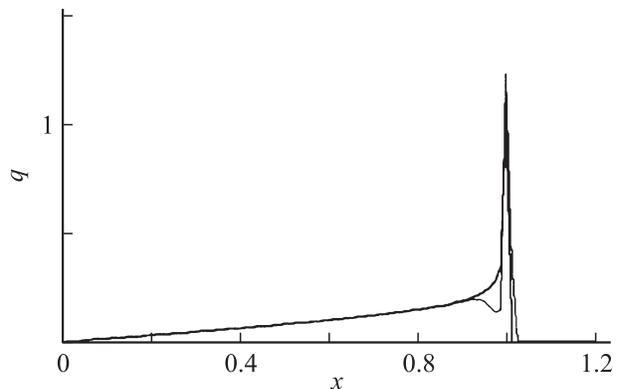


Рис. 3. Распределение погонного заряда вдоль проводника длиной $2L$ в электрическом поле E_0 . Жирная кривая — решение (3), тонкая — решение (2). $E_0 = 1, L = 1$.

показало, что увеличение поля около головы стримера, расположенного над поверхностью диэлектрика с проницаемостью $\varepsilon \approx 2-4$ (типичные значения для используемых материалов), не превышает 10–30% для толстых

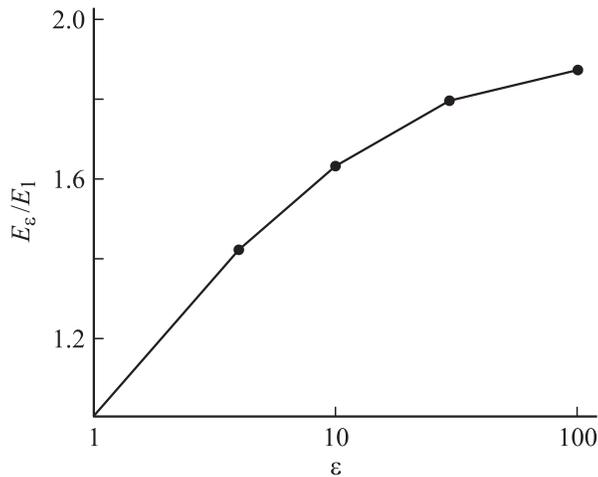


Рис. 4. Зависимость увеличения максимума поля в окрестности головы „стримера“ расположенного над поверхностью диэлектрического слоя большой толщины на расстоянии диаметра „стримера“, от величины диэлектрической проницаемости.

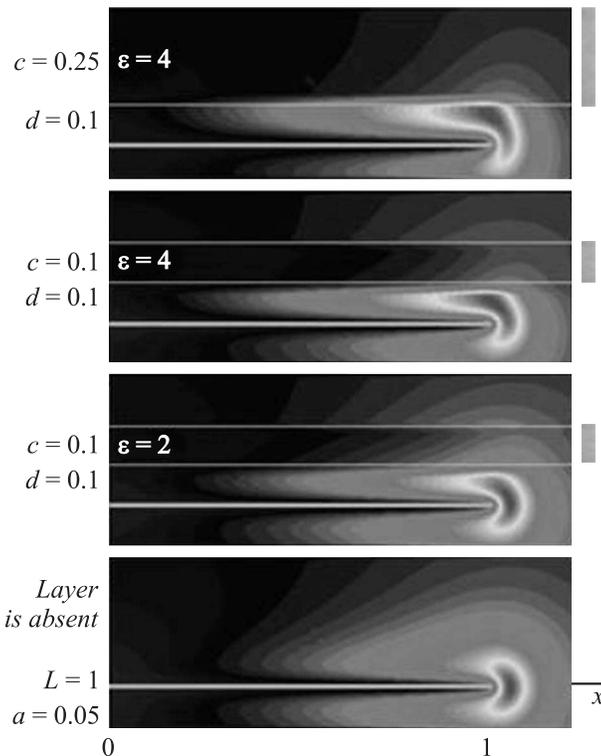


Рис. 5. Распределения модуля электрического поля для различных значений толщины и проницаемости диэлектрического слоя, рассчитанные в статическом приближении. Темный цвет у концов „стримера“ соответствует большим значениям модуля электрического поля.

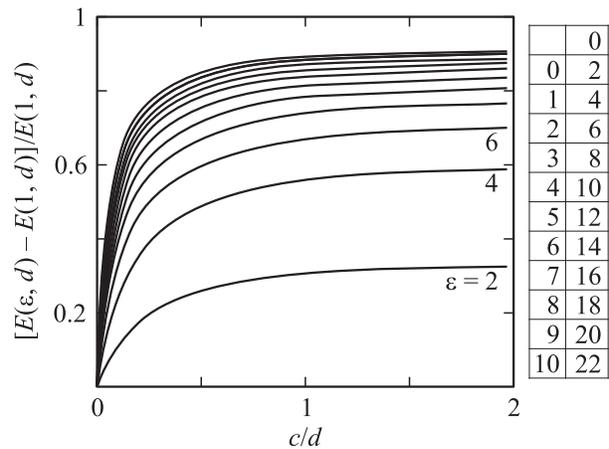


Рис. 6. Зависимость параметра, характеризующего смещение максимума электрического поля у головы стримера в сторону поверхности, от толщины и проницаемости слоя.

диэлектрических слоев (рис. 4) и, конечно, должно быть даже меньше для тонких слоев.

Этого совершенно недостаточно для уверенного преимущественного распространения стримера по поверхности даже при очень большой подкритичности E_{cr}/E_0 . В этой связи более детальные вычисления были выполнены для точного определения особенностей полевого распределения в области между головой заголовка и поверхностью.

Распределения электрического поля, вычисленные в статическом приближении с помощью уравнений (1) и (5), для слоев разной толщины с различной проницаемостью показаны на рис. 5. Можно видеть, что величина максимума поля вблизи головы стримера изменяется незначительно, но ее местоположение смещено от оси заголовка к поверхности слоя.

На рис. 6 приведена зависимость величины, характеризующей смещение максимума поля, от толщины и проницаемости поля. Видно, что смещение существенно, если толщина диэлектрического слоя больше, чем расстояние от оси стримера до поверхности, и проницаемость $\varepsilon > 2$.

Расчет поля в электродинамическом приближении

При длине проводника (стримера), близкой или равной полудлине волны для вычисления распределения амплитуды электрического поля необходим расчет в электродинамическом приближении на основе уравнений Максвелла. Такой расчет был проведен с помощью программы CST MW Suite Studio. На рис. 6 приведен пример электродинамического расчета для проводника резонансной длины. Параметры расчета: длина волны СВЧ излучения $\lambda = 11.6$, $2L = 5$, $2a = 0.2$, $d = 0.2$ см, толщина диэлектрика $c = 0.1$ см, $\varepsilon = 4$. Волна СВЧ из-

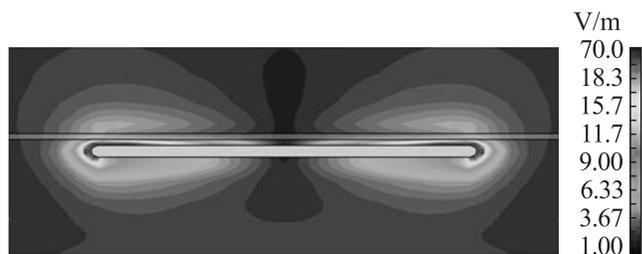


Рис. 7. Распределение амплитуды электрического поля вокруг проводника резонансной длины, расположенного под тонкой диэлектрической пленкой с $\epsilon = 4$.

лучения распространяется нормально к поверхности пленки (на рис. 7 снизу вверх), электрическое поле волны ориентировано вдоль проводника. Постановка задачи полностью соответствует условиям экспериментов.

Таким образом, электродинамический подход дает тот же результат: местоположение максимума амплитуды электрического поля смещается в сторону диэлектрической поверхности даже в случае очень тонкого слоя при диэлектрической постоянной, большей двух.

Расчеты, выполненные при электростатическом и электродинамическом подходах, показали, что присутствие диэлектрического слоя смещает максимум амплитуды в области головы стримера к поверхности диэлектрика (не изменяя существенно амплитуды в максимуме).

Выполненное ранее численное моделирование распространения инициированного стримерного разряда в объеме (в отсутствие поверхности) показало, что стример развивается в направлении максимума амплитуды поля, определяемого суммой первичного поля и поля зарядов, создаваемых токами в стримерных каналах, и максимальных в голове стримера. Проведенное исследование показало, что в присутствии диэлектрика заряды, наведенные в нем, перемещают максимум амплитуды электрического поля ближе к поверхности диэлектрика. Вследствие этого стример, поддерживая тенденцию распространяться в направлении максимума поля, непрерывно скользит по поверхности. Поскольку возникающая асимметрия распределения поля не зависит от степени подкритичности, то распространение по поверхности наблюдается во всей области существования подкритических разрядов.

Инициированный СВЧ разряд на поверхности излучающей диэлектрической антенны

Поверхностные стримерные разряды могут возникать в условиях, существенно отличных от описанных выше. В частности, ярко выраженный стримерный разряд при давлении воздуха порядка атмосферного наблюдается на поверхности диэлектрической антенны, используемой в

опытах В.М. Шибкова [6]. В этой установке, работающей на частоте 12.5 GHz, диэлектрическая антенна является продолжением волновода, возбуждаемого на основной моде H_{10} . Ее поперечное сечение повторяет профиль внутреннего сечения волновода.

На рис. 8 показана принятая к расчету упрощенная конструкция узла волновод-антенна, соответствующая реальной [6], и приведены рассчитанные распределения амплитуды электрического поля в различных сечениях. Как видно, в антенне реализуется режим бегущей волны. Амплитуда электрического поля в диэлектрической антенне максимальна на поверхности ее широких граней и мала на поверхности узких. Вне тела антенны поле экспоненциально убывает с удалением от поверхности.

Разряд инициируется на стыке волновода с открытой поверхностью широких граней антенны, где амплитуда электрического поля принимает максимальное значение, превышающее критическое, и в виде тонких разрядных каналов распространяется вдоль антенны по ее поверхности со скоростью несколько километров в секунду. Типичный вид разряда показан на фотографии рис. 9 [6]. Границы фотографии примерно совпадают с проекцией

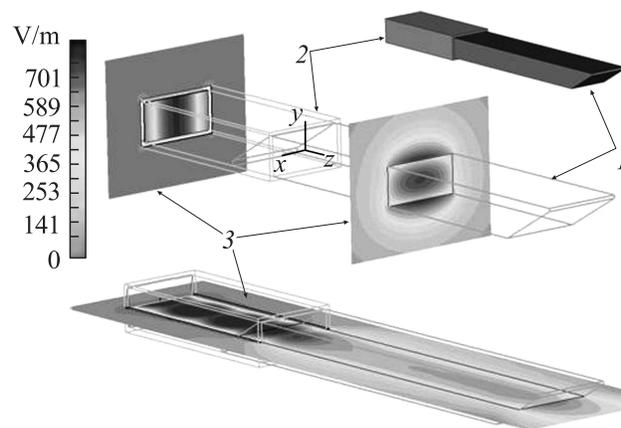


Рис. 8. Принятая к расчету упрощенная конструкция узла волновод-антенна, соответствующая реальной, и рассчитанные распределения амплитуды электрического поля в различных сечениях: 1 — диэлектрическая антенна, 2 — волновод, 3 — распределения амплитуды электрического поля в различных сечениях.

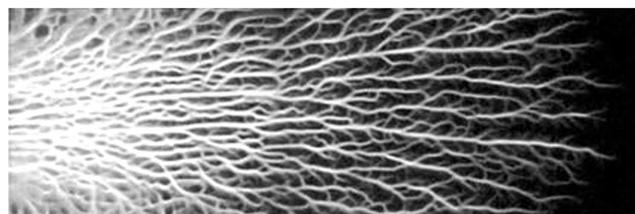


Рис. 9. Стримерный разряд на поверхности диэлектрической антенны. Длительность импульса — $10 \mu\text{s}$, мощность генератора — 70 kW.

широкой грани антенны. Структура проводящих каналов, образуемая на поверхности антенны, отлична от структуры, формируемой на поверхности диэлектрика в поле свободной электромагнитной волны (см. рис. 2). Если в случае поверхностного разряда в свободной волне стримеры распространяются преимущественно поперек направления распространения волны вдоль электрического поля, продвигаясь навстречу излучению путем образования резонансных состояний и ветвления [7], то стримеры на поверхности антенны распространяются почти прямолинейно в направлении распространения волны. Ветвление лишь увеличивает плотность сети продольных стримеров.

В связи с этим был проведен расчет распределения электромагнитного поля в системе с разрядом. Разряд моделировался хорошо проводящими тонкими стержнями, расположенными над широкими гранями диэлектрической антенны, как это показано на рис. 10.

Результат расчета показан на рис. 11. Видно, что разряд является продолжением волновода, сохраняя структуру поля (с укорочением длины волны из-за влияния диэлектрика).

Таким образом, максимум поля, связанный со стыком волновода со свободной поверхностью антенны, головки стримеров несут с собой почти в независимости от длины распространения L , что демонстрирует рис. 12.

Это первое основное отличие механизма распространения: нет необходимости для стримерной системы находиться в электродинамическом резонансе с СВЧ полем в каждый момент времени для поддержания надкритичности поля на голове стримера. С другой стороны, стримеры не могут отклониться от поверхности антенны, поскольку поле велико только вблизи антенны.



Рис. 10. Системы с моделью разряда; 1 — волновод, 2 — антенна, 3 — тонкие стержни, имитирующие стримерный разряд.

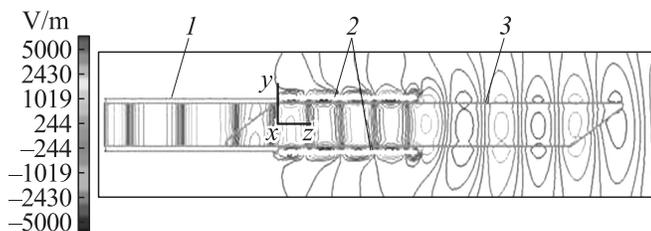


Рис. 11. Мгновенное распределение величины электрического поля в системе с моделью разряда в плоскости $x = 0$; 1 — волновод, 2 — модель стримерного разряда, 3 — антенна.

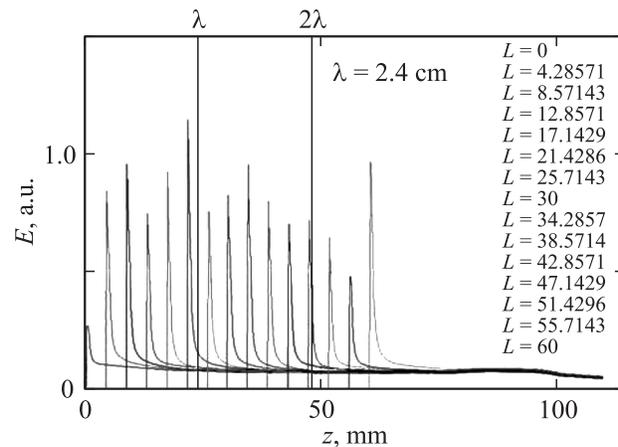


Рис. 12. Распределение амплитуды вдоль оси одного из „стримеров“ при различной их длине L .



Рис. 13. Распределение амплитуды электрического поля около головы одного из „стримеров“ в плоскости $x = 0$. Черная линия — граница диэлектрической антенны.

Однако фактор, существенный для поверхностных разрядов в свободном поле (смещение максимума поля вблизи головы стримера в сторону диэлектрика), играет определенную роль и в случае распространения по поверхности диэлектрической антенны. На рис. 13 представлено распределение амплитуды электрического поля около головы одного из „стримеров“, полученное в том же расчете.

Максимум поля смещен в сторону поверхности диэлектрической антенны. Стример, прорастая в область большого поля, вынужден скользить вдоль поверхности.

Заключение

Таким образом, основной причиной распространения инициированного стримерного разряда вдоль поверхности диэлектрика является электродинамическое взаимодействие стримера с диэлектриком. Физико-химические процессы на поверхности в присутствии стримерного разряда играют второстепенную роль.

Можно предполагать, что электростатический фактор является определяющим и для поверхностных разрядов.

Работа выполнена при финансовой поддержке EOARD (Project ISTC № 3784p).

Список литературы

- [1] Александров К.В., Грачев Л.П., Есаков И.И., Ходатаев К.В. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 7. С. 58–62.
- [2] Popovic S., Vuskovic L., Esakov I.I., Grachev L.P. and Khodataev K.V. // Appl. Phys. Lett. 2002. Vol. 81. N 11. P. 1964–1965.
- [3] Esakov I.I., Grachev L.P., Khodataev K.V., Bychkov V.L., Van Wie D.M. // IEEE Transact. on Plasma Sci. 2007. Vol. 35. N 6.
- [4] Alexandrov K.V., Alfeev E.B., Grachev L.P., Esakov I.I., Khomenko A.I., Khodataev K.V., Vinogradov V.A. // 47th AIAA Aerospace Sci. Meeting and Exhibition Orlando, Florida, 2009. P. AIAA 2009–845.
- [5] Popovic S., Exton R.J., and Herring G.C. // Appl. Phys. Lett. 2005. Vol. 87. P. 061 502.
- [6] Shibkov V.M., Aleksandrov A.F., Shibkova L.V., Karachev A.A. and Konstantinovskij R.S. // 48th AIAA Aerospace Sci. Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition Orlando, Florida, 2010. P. AIAA 2010–265.
- [7] Khodataev K.V. // 46th AIAA Aerospace Sci. Meeting. Reno, NV, USA, 2008. P. AIAA–2008–1405.