

04

О рекомбинационной неравновесности плазмы в малоиндуктивных капиллярных разрядах

© В.А. Бурцев, Н.В. Калинин

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры
им. Д.В. Ефремова, С.-Петербург
E-mail: burtsev@niiefa.spb.su

Поступило в Редакцию 24 июля 2006 г.

В результате численного исследования мощного малоиндуктивного капиллярного разряда показано, что при достаточно высоком начальном давлении газа в капилляре ($p_0 > 10 \text{ Torr}$) на стадии сжатия плазмы ударной волной могут быть получены состояния с рекомбинационно-неравновесным ионным составом. Возникновение подобных состояний обусловлено несколькими взаимосвязанными и действующими в одном направлении факторами: сжатием в радиально сходящейся ударной волне, повышением скорости рекомбинации при сжатии и возрастанием удельной мощности радиационного охлаждения плазмы.

PACS: 52.80.Mg

Плазма многозарядных ионов с рекомбинационной неравновесностью, при которой рекомбинационные процессы идут с большей скоростью по сравнению с ионизационными, может быть активной средой EUV лазеров [1–5], в том числе капиллярного типа [4–8]. Общим признаком рекомбинационно-неравновесных состояний плазмы является выполнение условия $\Delta Z = Z - z > 0$, где Z — средний заряд ионов при заданных параметрах состояния плазмы, z — равновесное

значение среднего заряда ионов при тех же параметрах состояния [1,2]. Однако при практической реализации рекомбинационно-неравновесных состояний плазмы возникают проблемы, связанные с необходимостью быстрого и эффективного охлаждения электронов. Причем для получения высоких значений коэффициента усиления желательно, чтобы плотность плазмы при этом существенно не уменьшилась.

При решении этих взаимосвязанных многофакторных задач по созданию рекомбинационно-неравновесных активных плазменных сред применение численного исследования представляется весьма полезным. Данная работа посвящена исследованию возможности формирования плазмы с рекомбинационно-неравновесным зарядовым составом в мощном капиллярном разряде. Для исследования капиллярного разряда использовалась МРГД-модель (радиационной магнитной гидродинамики), основанная на одномерном (1D) одножидкостном двухтемпературном (2T) приближении. Модель самосогласованно учитывает:

- процессы формирования импульса тока в многоконтурной электрической цепи и диффузию магнитного поля;
- процессы ионизации и рекомбинации, определяющие неравновесный зарядовый состав плазмы;
- джоулев нагрев плазмы, включая возможный нагрев электронов на аномальном сопротивлении;
- магнитное сжатие плазмы и ударные волны;
- обмен энергией между электронами и ионами при упругих столкновениях;
- диссипацию энергии, обусловленную электронной теплопроводностью и ионной вязкостью;
- эффекты Нернста и Этингсхаузена;
- рекомбинационный подогрев плазмы;
- перенос излучения в континууме и линиях;
- взаимодействие плазмы с внутренней стенкой капилляра — нагрев и испарение материала стенки.

Подчеркнем, что в данной модели, в отличие от других аналогичных моделей капиллярного разряда [6–10], расчеты зарядового состава, динамики и излучения плазмы проводятся в самосогласованном режиме с процессами, протекающими в импульсной системе питания. Рассмотрена система питания, состоящая из генератора импульсных

напряжений на основе двойной формирующей линии (ДФЛ) и транспортирующей линии. Для упрощения задачи использовалась схема замещения, в соответствии с которой реальный генератор заменялся на генератор двойного напряжения $2U_g$, а транспортирующая линия достаточно большой длины — на резистор с сопротивлением, равным волновому сопротивлению линии.

В отличие от [6–9], зарядовый состав плазмы определялся не по термодинамической, а по кинетической модели, учитывающей процессы ионизации и рекомбинации в приближении „среднего иона“ [11–14], в которой скорости ионизации электронным ударом, фоторекомбинации и тройной рекомбинации берутся в интерполяционном виде.

Рекомбинационный подогрев плазмы, учет которого представляется важным для корректного моделирования плазмы с рекомбинационной неравновесностью, осуществлялся как в [14].

Кулоновские логарифмы, характерные времена релаксации и коэффициенты переноса плазмы вычислялись как в [15]. Аномальная электропроводность плазмы определялась в соответствии с [13,20].

Учитывалось охлаждение плазмы за счет тормозного, фоторекомбинационного и линейчатого излучения. Расчеты усредненных по Планку и Росселанду длин свободного пробега фотонов показали, что плазма с характерным размером $d_0 \leq 1$ см и параметрами состояния, изменяющимися в характерных для капиллярных разрядов интервалах $T > 10$ eV и $10^{16} \leq N \leq 10^{20}$ см⁻³, является прозрачной для излучения в континууме. По оценкам и для линейчатого излучения плазма капиллярных разрядов является оптически тонкой в радиальном направлении, хотя и с меньшим запасом прочности. Поэтому рассматривалось объемное охлаждение плазмы излучением, суммарная удельная мощность которого определялась согласно [13].

Проведенные ранее численные исследования с применением данной программы показали, что эффективность ввода энергии в разряд сильно зависит от длительностей переднего и заднего фронтов [20]. Поэтому описываемые ниже расчеты проводились для импульсов напряжения генератора при длительности фронта ~ 1 ns.

Работа проводилась в соответствии с развиваемой концепцией экстремального ультрафиолетового (EUV) источника на основе малоиндуктивного капилляра с предварительной ионизацией газа скользящим разрядом при двойном напряжении падающей волны и основным разрядом, зажигающимся при достижении фронтом бегущих электронных

лавин выходного электрода [18,19]. Однако в расчетах величина волнового сопротивления генератора варьировалась в широком диапазоне в отличие от созданного полномасштабного источника, который имеет $\rho = 9 \Omega$. Капиллярная нагрузка представляет собой керамическую термостойкую трубку диаметром 5.5/10 mm и длиной 5 cm с тесным расположением обратного коаксиального токопровода. Зарядное напряжение ДФЛ $U_0 = 100 \text{ kV}$. Эрозия внутренней стенки капилляра не учитывалась. В качестве рабочего газа рассмотрен азот, который по расчетам [16] в рекомбинационном режиме может дать большой коэффициент усиления на переходах Н-подобного иона ($\lambda = 13.5 \text{ nm}$).

Целью проводившихся численных исследований был поиск режимов, в которых фактор неравновесности плазмы ΔZ становился положительным, как и положено для рекомбинационно-неравновесной плазмы. Величина волнового сопротивления генератора, определяющая разрядный ток, бралась такой, чтобы достигался необходимый зарядовый состав, в котором наиболее представленными являются He- и Н-подобные ионы азота. Некоторые результаты расчетов, иллюстрирующие динамику изменения физического состояния плазмы в капиллярном разряде, приведены на рис. 1, 2.

Для получения рекомбинационно-неравновесной плазмы с достаточным коэффициентом усиления, представляющим практический интерес $g > 1 \text{ cm}^{-1}$, необходимо ее быстро охладить тем или иным способом (характерное время охлаждения должно быть $\tau < 1 \text{ ns}$ [1–3]), сохраняя плотность достаточно высокой.

Проведенные расчеты показали, что на начальной стадии разряда формируется ионизационно-неравновесный зарядовый состав с $\Delta Z < 0$, причем даже после максимального сжатия плазма может сохранять ионизационную неравновесность. Получить неравновесные состояния плазмы с $\Delta Z > 0$ при ее радиальном расширении удастся на периферии, где плотность заметно уменьшается и изменяется средний заряд представленных ионов.

Можно использовать теплопроводность для охлаждения плазмы в капиллярах малого диаметра (0.5–1 mm) с эродирующими стенками (полимерные трубки либо керамические трубки с полимерным покрытием). Действительно, в ряде режимов рекомбинационная неравновесность достигалась, но это вряд ли имеет практический интерес, так как данные режимы разряда характеризуются заметной эрозией внутренней стенки капилляра.

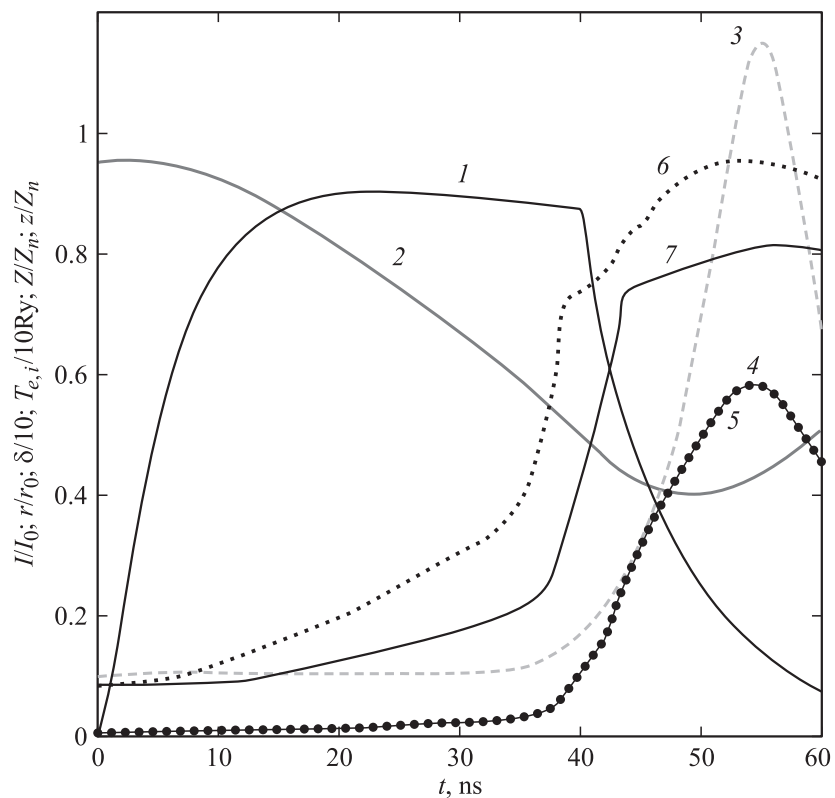


Рис. 1. Временные зависимости относительных значений разрядного тока (1) и внешнего радиуса плазмы (2), а также плотности δ (3), электронной и ионной температур (4, 5) плазмы, равновесного (6) и неравновесного (7) среднего заряда ионов на оси капиллярного разряда в азоте при начальном давлении $p_0 = 15 \text{ Torr}$. $I_0 = 2U_g/\rho = 100 \text{ kA}$, $r_0 = 2.5 \text{ mm}$, $Ry = 13.6 \text{ eV}$ (постоянная Ридберга), $Z_n = 7$ (полное число электронов атома азота).

Поэтому представлялось интересным исследовать кумулирующие ударные волны, в которых, как предсказывалось в работе [17], возможна усиленная рекомбинация при высокой плотности плазмы. Подобные режимы представляют интерес еще и потому, что может оказаться эффективным и еще один известный механизм быстрого охлаждения плазмы — охлаждение за счет излучения в непрерывном спектре [3].

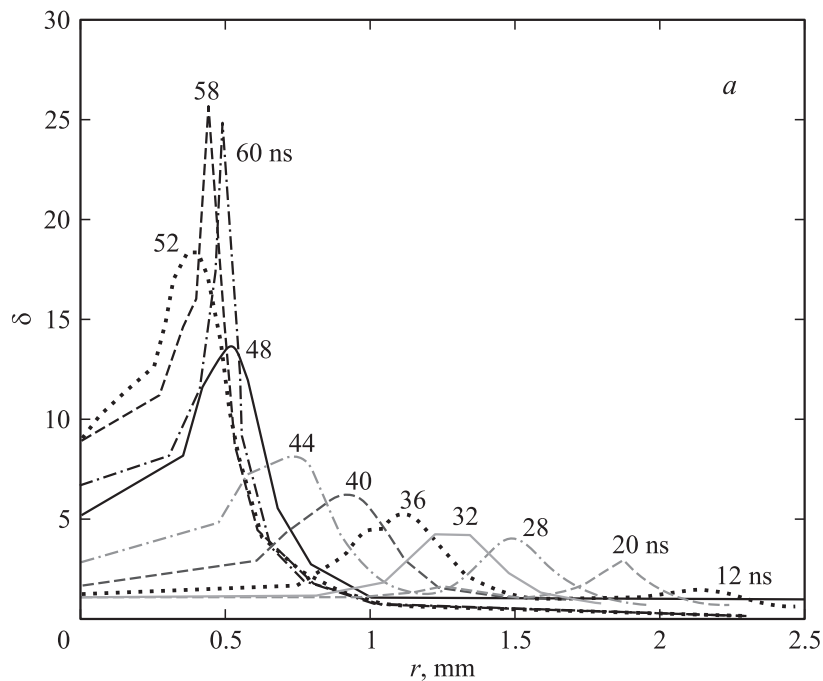


Рис. 2. Радиальные распределения параметров плазмы в различные моменты времени, указанные на рисунках в наносекундах: *a* — относительная плотность δ , *b* — температура электронов T_e , *c* — неравновесный средний заряд ионов Z , *d* — фактора неравновесности ΔZ .

Для исследования этой возможности основное внимание уделялось большим начальным давлениям азота, при которых суммарная удельная мощность тормозного и фоторекомбинационного излучения достаточно велика и большую роль играет охлаждение плазмы излучением ($p_0 \geq 10$ Torr). Найден режим разряда с образованием перед основным токовым слоем токнесущей ударной волны, которая не отражалась на оси от самой себя, как ожидалось в работах [7,8], а зажималась между приосевым плазменным столбом и магнитным поршнем. Сжатие плазмы в радиально сходящейся ударной волне приводит к возрастанию роли рекомбинации. В самой же ударной волне развивался радиационный коллапс с резким возрастанием плотности тока и плотности плазмы,

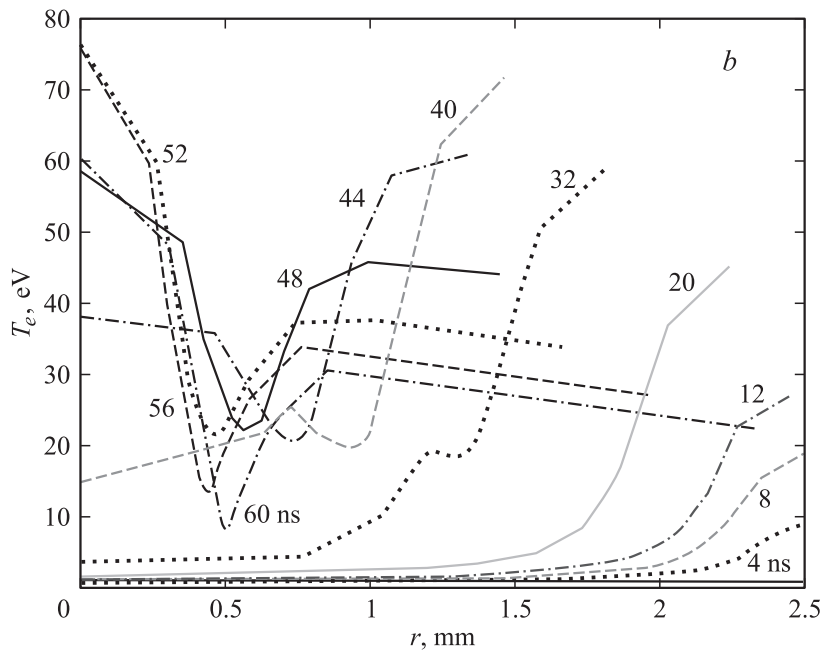


Рис. 2 (продолжение).

а также падением ее температуры. Именно в области коллапсирующей ударной волны и наружной области приосевого плазменного столба был обнаружен положительный фактор неравновесности ΔZ (рис. 2).

Для введения некоторого физического фактора, ограничивающего развитие радиационного коллапса, было произведено выключение разрядного тока путем обрыва напряжения генератора. Момент обрыва выбирался таким образом, чтобы по инерции ударная волна продолжала сжимать плазменный столб, а давление внешнего магнитного поля существенно ослабевало за время развития коллапса. Частичное снятие магнитного давления приводило к ограничению коллапса, заметному радиальному расширению внешнего слоя плотной плазмы и существенному увеличению радиального размера зоны рекомбинационной неравновесности. Отметим, что выключение тока является весьма полезным для диссипации оставшейся в системе энергии и увеличения срока службы керамического капилляра. Но слишком раннее выключение

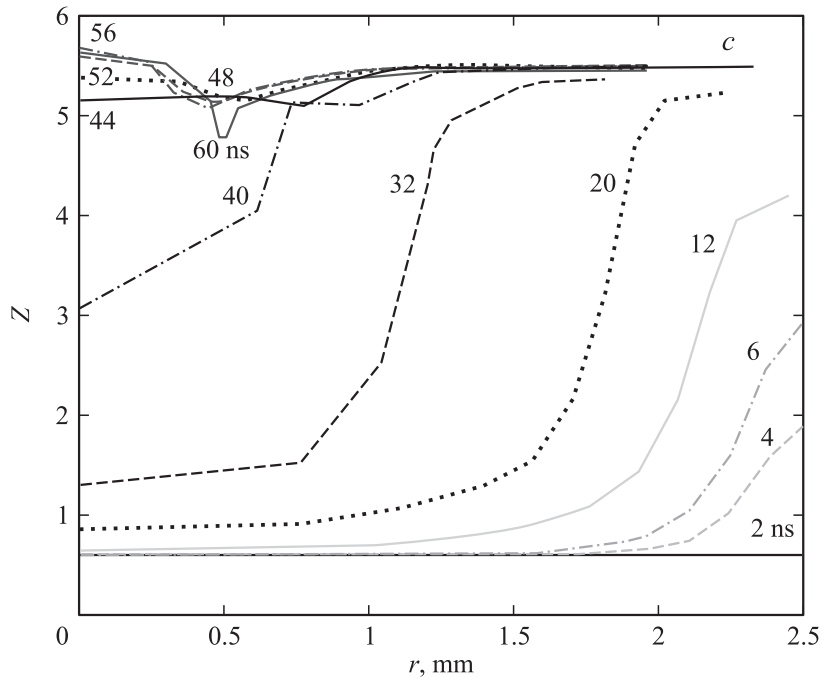


Рис. 2 (продолжение).

приводит к исчезновению положительной неравновесности плазмы, поскольку происходит не только ослабление основного тока, но и тока в ударной волне. Это свидетельствует о серьезной роли этой части тока в процессе сжатия плазмы и создания в ней рекомбинационно-неравновесных состояний.

Таким образом, создан инструмент для проведения численной оптимизации фактора неравновесности ΔZ , которая будет осуществлена в дальнейшем. Благодаря расчету ионизации с учетом процессов, определяющих неравновесный зарядовый состав плазмы, и более детальному учету излучения в балансе энергии разряда, выполненные расчеты показали возможность достижения рекомбинационной неравновесности плазмы в кольцевой зоне радиационно коллапсирующей плазмы, а также в приосевом плазменном столбе капиллярного разряда, сжатого ударной волной.

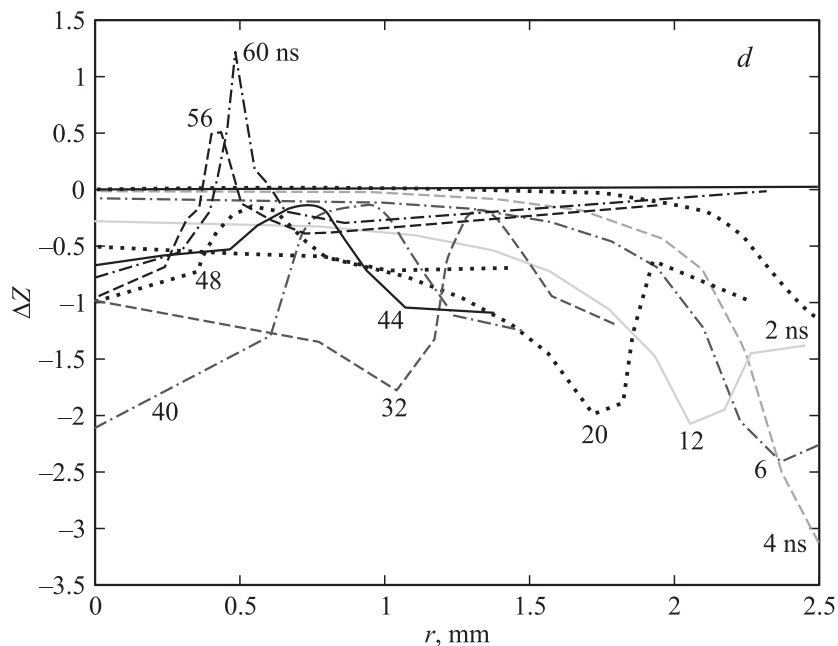


Рис. 2 (продолжение).

Для реализации в эксперименте обнаруженных в результате численного моделирования рекомбинационно-неравновесных состояний плазмы необходимо использовать высокие начальные давления газа и сильные быстро нарастающие разрядные токи.

Выполненная работа открывает перспективы создания EUV лазера рекомбинационного типа на водородоподобном азоте с длиной волны излучения $\lambda = 13.5$ nm.

Список литературы

- [1] Гудзенко Л.К., Яковленко С.И. Плазменные лазеры. М.: Атомиздат, 1975. 256 с.
- [2] Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И. Излучение ионов в неравновесной плотной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1986. 160 с.

- [3] Бункин Ф.В., Держисев В.И., Мажукин В.И. и др. Образование переохлажденной плазмы за счет излучательных потерь в непрерывном спектре. М.: ИОФАН, 1984. 41 с. Препринт № 63 / Институт Общей физики АН СССР. Лаборатория волновых явлений.
- [4] Элтон Р. Рентгеновские лазеры. Пер. с англ. М.: Мир, 1994. 335 с.
- [5] Rocca J.J. // *Rev. Sci. Instrum.* 1999. V. 70. N 10. P. 3799–3827.
- [6] Vrba P., Vrbova M., Bobrova N.A., Sasorov P.V. // *Central European Journal of Physics.* 2005. V. 3(4). P. 564–580.
- [7] Боброва Н.А., Буланов С.В., Разникова Т.Л., Сасоров П.В. // *Физика плазмы.* 1996. Т. 22. № 5. С. 387–402.
- [8] Боброва Н.А., Буланов С.В., Поциполи Р. и др. // *Физика плазмы.* 1998. Т. 24. № 1. С. 3–8.
- [9] Боброва Н.А., Буланов С.В., Есаулов А.А., Сасоров П.В. // *Физика плазмы.* 2000. Т. 25. № 1. С. 12–23.
- [10] Gonzalez J.J., Frati M., Rocca J.J. et al. // *Phys. Rev. E.* 2002. V. 65. N 9. P. 026404-1–026404-9.
- [11] Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Розанов В.Б. // *Труды Физического института им. П.Н. Лебедева АН СССР.* 1982. Т. 134. С. 10–31.
- [12] Виноградов А.В., Шляпцев В.Н. // *Квантовая электроника.* 1983. Т. 10. № 3. С. 509–516.
- [13] Виноградов А.В., Шляпцев В.Н. // *Квантовая электроника.* 1987. Т. 14. № 1. С. 5–26.
- [14] Латышев С.В., Рудской И.В. // *Физика плазмы.* 1985. Т. 11. № 10. С. 1175–1180.
- [15] Боброва Н.А., Сасоров П.В. // *Физика плазмы.* 1993. Т. 19. № 6. С. 789–795.
- [16] Половин Р.В., Демуцкий В.П. *Основы магнитной гидродинамики.* М.: Энергоатомиздат, 1987. 208 с.
- [17] Буланов С.В., Соколов И.В. // *Физика плазмы.* 1997. Т. 23. № 3. С. 210–214.
- [18] Burtsev V.A., Bol'shakov E.P., Ivanov A.S., Kalinin N.V. et al. // *X-ray lasers 2004. Proc. 9th Intern. Conf. on X-ray Laser. Beijing, China, 24–28 May 2004.* / Ed. by Jie Zhang. Institute of Physics Conference Series Number 186. Institute of Physics Publishing. Bristol and Philadelphia. P. 145–150.
- [19] Burtsev V.A., Bol'shakov E.P., Ivanov A.S., Kalinin N.V. et al. // *15th Intern. Conf. on High-Power Particle BEAMS (BEAMS'2004, July 18–23, 2004. St. Petersburg, Russia).* Proceedings. Saint-Petersburg: D.V. Efremov Scientific Research Institute of Electrophysical Apparatus, 2005 / Eds: V. Engelko, G. Mesyats, V. Smirnov. P. 450–453.
- [20] Burtsev V.A., Kalinin N.V. // *15th Intern. Conf. on High-Power Particle BEAMS (BEAMS'2004, July 18–23, 2004. St. Petersburg, Russia).* Proceedings. Saint-Petersburg: D.V. Efremov Scientific Research Institute of Electrophysical Apparatus, 2005 / Eds: V. Engelko, G. Mesyats, V. Smirnov. P. 491–494.