

Исследование процесса генерации жесткого ультрафиолетового излучения, из плазмы сильноточного разряда с полым катодом

А.В.Болотов, Ю.Д.Королев, Н.В.Ландль, О.Б.Франц, И.А.Шемякин

Институт сильноточной электроники СО РАН
634055 Россия, Томск
e-mail: shemyakin@lnp.hcei.tsc.ru

Представлены результаты исследований оптических и энергетических характеристик псевдоискрового разряда в различных стадиях его развития. Показано, что генерация EUV излучения сопровождается появлением канала, возникающего на разрядной оси и зарождающегося внутри отверстия в полом катоде на стадии сверхплотного тлеющего разряда. Обсуждается механизм генерации EUV излучения и механизм ввода энергии в плазму. Анализируются причины, приводящие к изменению эффективности конверсии энергии, запасенной в накопительной емкости в энергию EUV излучения.

Введение

Проблема получения экстремального ультрафиолетового (EUV) и мягкого рентгеновского излучения традиционно решается с помощью использования методов плазменного фокуса, капиллярных разрядов или Z пинча, в установках с достаточно большой энергией (более 1 кДж) запасенной в первичной накопительной емкости [1-3]. С другой стороны, применительно к EUV литографии, на длинах волн около 13,5 нм, определенный интерес недавно возник к установкам со средней энергией в импульсе, могущих работать с высокой частотой повторения. Один из новых подходов состоял в использовании для получения EUV излучения псевдоискровой разрядной системы, или строго говоря, сильноточного разряда низкого давления в электродных системах с полым катодом [4]. Было показано, что EUV излучение возникает вблизи области расположенной на оси промежутка при этом эффективность конверсии энергии, запасенной в накопительной емкости, в энергию излучения не так велика и составляет $\eta_0 \sim 0,1\%$ [5-7].

Традиционно механизм EUV генерации базировался на концепции магнитного сжатия столба плазмы. В данной работе описаны результаты, касающиеся исследования EUV излучения из плазмы псевдоискрового разряда, проведенные с пространственным и временным разрешением. Обсуждается альтернативный механизм генерации EUV эмиссии. Пред-

ставлены режимы ввода энергии в плазму псевдоискрового разряда на различных стадиях его развития. Обсуждается механизм ввода энергии в плазму. Исследуется влияние параметров электрической цепи и конфигурации электродной системы на эффективность конверсии η_0 . Анализируются причины, приводящие к изменению η_0 .

Экспериментальная установка и методика измерений

Экспериментальная установка схематически показана на рис.1. Полые катод 2 и анод 3 были смонтированы на верхнем и нижнем фланцах керамической камеры 1, имеющей внутренний диаметр 70 мм и высоту 95 мм. Промежуток между плоскими частями электродов составлял величину 4 мм. Внутренний диаметр полого катода равнялся 20 мм. Использовались три варианта отверстий в полом катоде. В первом варианте диаметр отверстия и толщина плоской части составляли $d_B = 6$ мм и $h_B = 8$ мм соответственно. Во втором и третьем вариантах $d_B = 5$ мм, $h_B = 6$ мм и $d_B = 3$ мм, $h_B = 4$ мм соответственно. Узел запуска был отделен от катодной полости диском с отверстием на оси или сеткой. Применение различных типов катодов позволило получать различные длительности разрядных стадий. Разряд питался от банка керамических конденсаторов, которые в целях минимизации индуктивности контура располагались вокруг газо-

разрядной камеры. К разрядному промежутку прикладывалось импульсное напряжение $V_0 = 4\text{--}12$ кВ, которое возникало в результате резонансной зарядки накопительной емкости $C_0 = 130$ нФ. Индуктивность контура составляла величину $L_0 = 20\text{--}500$ нГн.

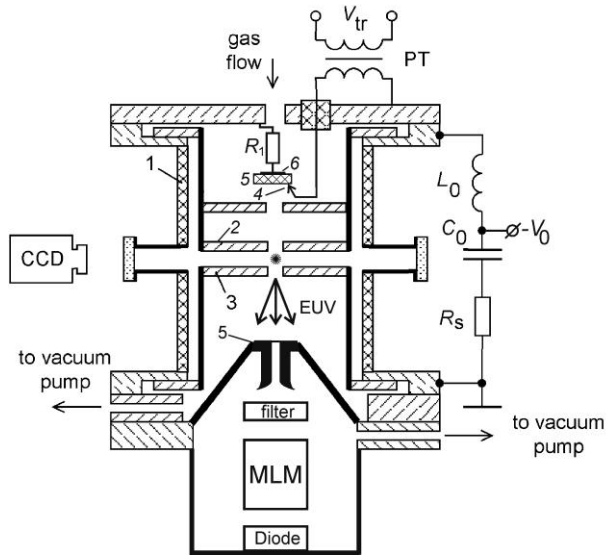


Рис. 1. Конструкция и схема экспериментальной установки.

Когда напряжение на разрядном промежутке достигало максимума, разряд запускался с помощью узла поджига, расположенного в катодной полости. Принцип действия узла демонстрируется схематически на рис. 1. Когда пусковой импульс амплитудой $V_{tr} \approx 4$ кВ появляется на вторичной обмотке импульсного трансформатора PT , по поверхности полупроводникового цилиндра 5 развивается разряд. В последующем разряд переключается на катод 2 и внутри катодной полости возникает плазма, приводящая к развитию разряда в основном промежутке.

Газоразрядная кювета была оборудована окнами для наблюдения образа разряда с помощью CCD камеры. В экспериментах использовались две камеры: SensiCam и DiCamPro с минимальными временами экспозиции 100 нс и 4 нс соответственно. Регистрация энергии EUV излучения E_{EUV} на длине волны в окрестности 13,5 нм и исследование поведение излучения во времени осуществля-

лось с помощью фотодиодов AXUV 100 или AXUV HS5. Диоды были оснащены Zr/Si фильтрами и Nb/Si зеркалами, что позволяло выделять излучение требуемой длины волны. Регистрация энергии излучения осуществлялась в интервалах $\Delta\lambda = 13,5 \pm 0,135$ нм и $\Delta\lambda = 13,5 \pm 0,45$ нм. В последнем случае, полученные значения E_{EUV} возрастали более чем на порядок.

Эксперименты проводились в Хе. Величина давления в камере составляла $p = (4\text{--}7) \cdot 10^{-2}$ Тор.

В ходе экспериментов измерялись следующие параметры: напряжение горения разряда V_d , ток разряда i и ток с фотодиода i_d . Кроме того рассчитывались величины ввода энергии в плазму разряда на различных стадиях развития его развития. Применялись два метода расчета. В первом случае величина энергии $W(t)$ рассчитывалась как:

$$W(t) = \int_0^t V_d \cdot i \cdot dt \quad (1)$$

Обычно мы применяли этот метод для временного интервала, когда величины di/dt и dV_d/dt были не сильно большими. Второй метод базировался на законе сохранения энергии. Действительно, для LRC цепи мы можем записать:

$$W_0 = W(t) + W_C(t) + W_L(t) \quad (2)$$

где W_0 начальная энергия, запасенная в накопительной емкости, $W(t)$ энергия, вложенная в плазму разряда к моменту времени t и $W_C(t)$, $W_L(t)$ энергии, запасенные в накопительной емкости и индуктивности в момент времени t соответственно. Соотношение (2) мы можем записать как:

$$W(t) = W_0 - W_C(t) - W_L(t) \quad (3)$$

или

$$W(t) = \frac{C_0 V_0^2}{2} - \frac{C_0 V_C^2(t)}{2} - L_0 \frac{i^2(t)}{2} \quad (4)$$

где $V_C(t)$ напряжение на накопительной емкости в момент времени t . Величину $V_C(t)$ мы можем найти из выражения:

$$V_C(t) = V_d(t) - V_L(t) = V_d - L_0 \frac{di}{dt} \quad (5)$$

Этот метод имеет хорошую точность для ситуации, когда $di/dt = 0$ или когда ток достигает своей максимальной величины.

Результаты и обсуждение

Известно, что в ходе своего развития псевдоискровой разряд проходит три основные стадии: плотный тлеющий разряд, характеризующийся высоким напряжением горения, сверхплотный тлеющий разряд и дуга [8]. Обычно, стадия сверхплотного тлеющего разряда идентифицируется на осциллограммах напряжения в виде "ступеньки" амплитудой несколько сотен вольт. На рис. 2 представлены осциллограммы напряжения горения, разрядного тока, тока с фотодиода и изображения разрядного промежутка. Стадия сверхплотного разряда выделена стрелками. Видно, что генерация EUV излучения имеет место в конце стадии и сопровождается появлением яркого канала на оси разряда. Диаметр канала примерно равен 0,5 мм. Совместные наблюдения образа канала в радиальном и осевом направлении показали, что канал зарождается внутри отверстия в полном катоде и в дальнейшем распространяется в разрядный промежуток. Детальное исследование эволюции канала представлено в [9]. Обсудим механизм возникновения канала.

Одной из концепций, объясняющей причину появления канала является концепция магнитного сжатия. Сущность данной концепции состоит в следующем. Под действием собственного магнитного поля плазма столба разряда сжимается к оси. При этом, кинетическая энергия тяжелых частиц переходит во внутреннюю и температура плазмы резко возрастает. В этом случае возможно возникновение многозарядных ионов ксенона, которые генерируют EUV излучение. Однако в рамках данной концепции, невозможно объяснить каким путем разрядный ток замыкается на электроды системы, так как концепция утверждает, что плазменный столб изолирован от электродов. С другой стороны, в соответствии с результатами [9] видно, что в процессе развития канала, плазма между каналом и электродной поверхностью не гибнет. Более того, на поверх-

ности электродов наблюдается большое число пятен. Вследствие этого, с нашей точки зрения, механизм магнитного сжатия не является доминирующим при возникновении канала. Обсудим альтернативный механизм, базирующийся на том, что возникновение излучающего канала происходит вследствие того, что скорость ионизации на оси разряда начинает существенно превышать скорость ионизации в периферийных зонах.

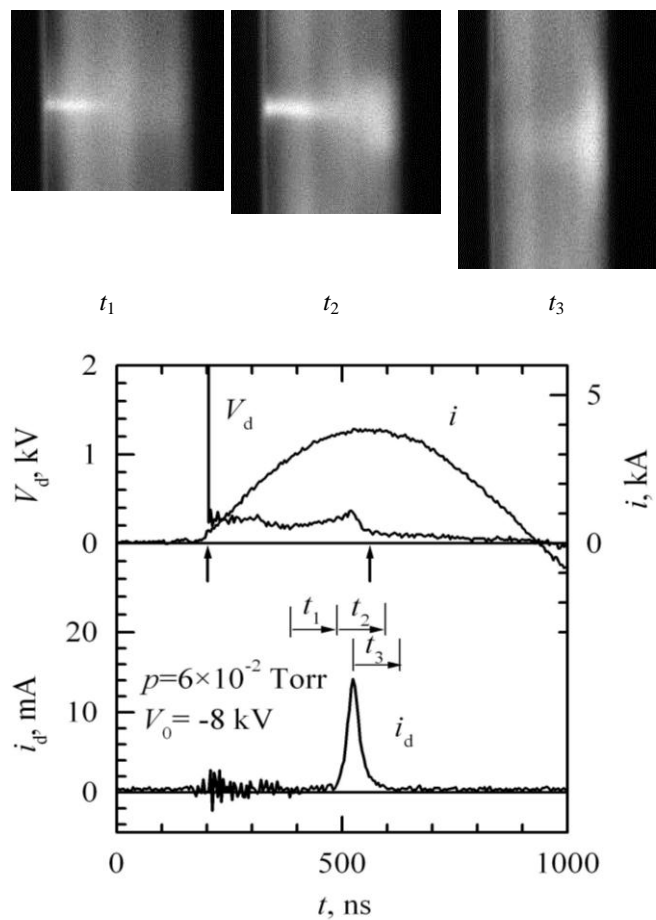


Рис. 2. Типичные осциллограммы напряжения горения разряда V_d , разрядного тока i , тока фотодиода i_d , и образ разрядного промежутка. $L_0 = 500$ нГн, $d_B = 5$ мм, $h_B = 6$ мм.

Из [8] следует, что процесс нарастания электронной плотности в плазме, находящейся внутри отверстия в катоде, определяется ионизацией как термальными, так и быстрыми электронами плазмы, стартовавшими с катодной поверхности и ускоренными в катодном слое. Движение термальных электронов изотропно, а плотность электронов на начальном

этапе роста проводимости постоянна. Следовательно, скорости роста концентрации электронов и ионов на оси и в периферийных зонах будут одинаковы. Другая ситуация возникает в результате ионизации тяжелых частиц быстрыми электронами. Цилиндрическая геометрия и распределение потенциала влияют на движение электронов. В этом случае, электроны совершают колебательное движение нормально к оси разряда. Плотность тока быстрых электронов и соответственно скорость ионизации максимальны на оси разряда.

Таблица 1. Зависимость отношения частоты ионизации, осуществляемой термальными электронами к частоте ионизации быстрыми электронами от расстояния до разрядной оси и коэффициента γ .

γ	0,1	0,1	1	1
r , мм	2	0,2	2	0,2
v_T/v_E	10	2	1	0,2

Величина тока быстрых электронов зависит от полного разрядного тока и вторичного коэффициента эмиссии γ . В стадии сверхплотного тлеющего разряда $\gamma \approx 1$. В Таблице 1. представлена зависимость отношения частоты ионизации, осуществляемой термальными электронами к частоте ионизации быстрыми электронами v_T/v_E от расстояния до разрядной оси r и коэффициента γ . Левая стрелка на рис. 2 показывает интервал условий, для которых были проведены расчеты. Ток разряда составлял величину $i \approx 500-1000$ А, плотность электронов $n_e \approx 5 \times 10^{15}-10^{16}$ см⁻³, электронная температура $T_e \approx 5$ эВ, $\gamma \approx 0,1-1$, $r = 2$ мм и 0,2 мм.

Видно, что в стадии плотного тлеющего разряда ($\gamma \approx 0,1$) ионизация газа осуществляется главным образом термальными электронами и соответственно, скорости ионизации на оси разряда и в периферийных зонах равны. В стадии сверхплотного тлеющего разряда мы имеем качественно другой случай. Величина коэффициента γ резко возрастает. Ионизация газа начинает производиться в основном высокоэнергетичными электронами, которые со-

вершают осциллирующее движение нормально к оси разряда. Заметим, что характерное время ионизации не противоречит экспериментально наблюдаемым значениям. Теперь рассмотрим вопрос, связанный с эффективностью конверсии энергии запасенной в накопительной емкости в EUV излучение.

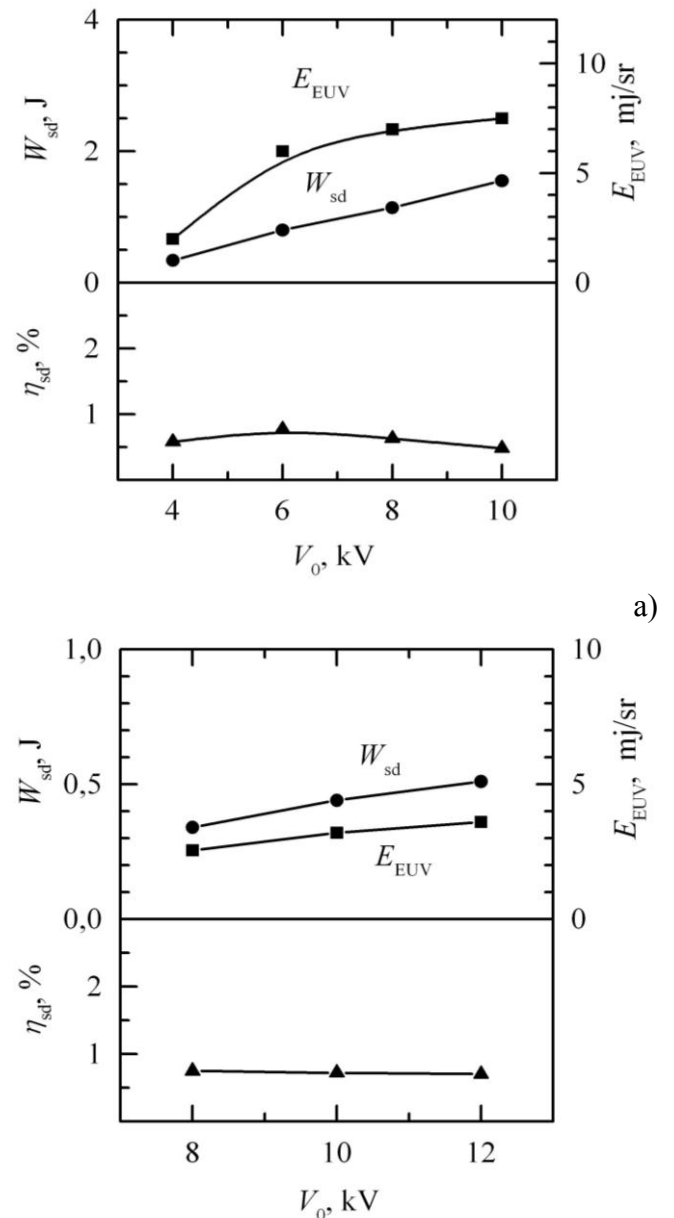


Рис. 3. Зависимость энергии вложенной в плазму в стадии сверхплотного тлеющего разряда W_{sd} , энергии EUV излучения E_{EUV} и конверсии энергии $\eta_{sd} = E_{EUV} / W_{sd}$ от начального напряжения V_0 для различных значений давления. а) $p = 6 \cdot 10^{-2}$ Тор, $L_0 = 20$ нГн; б) $p = 7 \cdot 10^{-2}$ Тор, $L_0 = 500$ нГн.

В случае если все вышеизложенное справедливо, можно сделать вывод, что интенсивность EUV излучения определяется энергией, вложенной в плазму в стадии сверхплотного тлеющего разряда. Эта идея иллюстрируется на рис.3. На рисунке представлены зависимости энергии вложенной в плазму в стадии сверхплотного тлеющего разряда W_{sd} , энергии EUV излучения E_{EUV} и конверсии энергии $\eta_{sd} = E_{EUV} / W_{sd}$ от начального напряжения V_0 для различных значений давления. Диаметр и высота отверстия в катоде d_B и h_B равны 6 и 8 мм соответственно. Видно, что с возрастанием V_0 E_{EUV} и W_{sd} возрастают, однако величина η_{sd} остается практически постоянной. Таким образом, увеличение эффективности конверсии энергии, запасенной в накопительной емкости, в энергию EUV излучения связано с увеличением доли энергии вложенной в плазму в стадии сверхплотного тлеющего разряда.

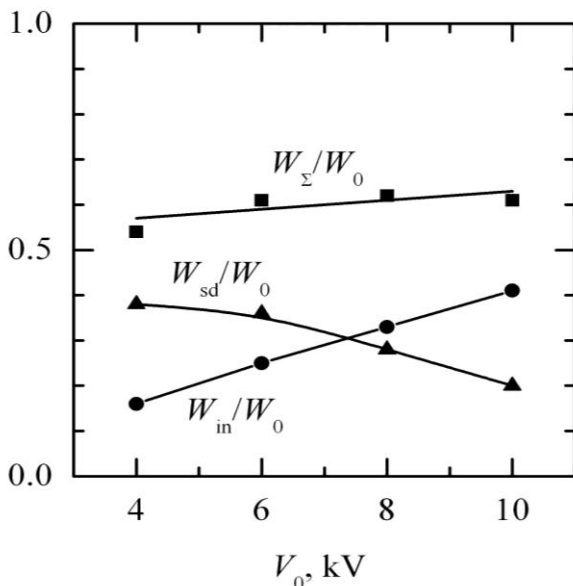


Рис. 4. Зависимость W_{Σ}/W_0 , W_{in}/W_0 , W_{sd}/W_0 от начального напряжения: $p = 5 \cdot 10^{-2}$ Тор, $L_0 = 20$ нГн.

Зависимости W_{Σ}/W_0 , W_{in}/W_0 , W_{sd}/W_0 от начального напряжения представлены на рис. 4. Здесь приняты следующие обозначения: W_0 начальная энергия, запасенная в накопительной емкости C_0 , W_{Σ} полная энергия, вложенная в плазму к концу стадии сверхплотного разряда, и W_{in} энергия, вложенная в разряд на начальной стадии. Видно, что около 50 % за-

пасенной энергии вкладывается в разряд. Однако существенная часть этой энергии вкладывается на начальном этапе, что является неэффективным с точки зрения получения EUV излучения. Одна из причин, которая может приводить к этому, связана с тем, что на начальном этапе разряд горит в форме плотного тлеющего разряда, который характеризуется высоким напряжением горения. Заметим, что с увеличением V_0 , W_{in}/W_0 возрастает, а W_{sd}/W_0 падает. Увеличение индуктивности до величины $L_0 = 500$ нГн ведет к резкому уменьшению W_{Σ}/W_0 . Вышесказанное позволяет сделать вывод, что использование высоких начальных напряжений не является благоприятным для получения больших η_0 . Рисунок 5 иллюстрирует это.

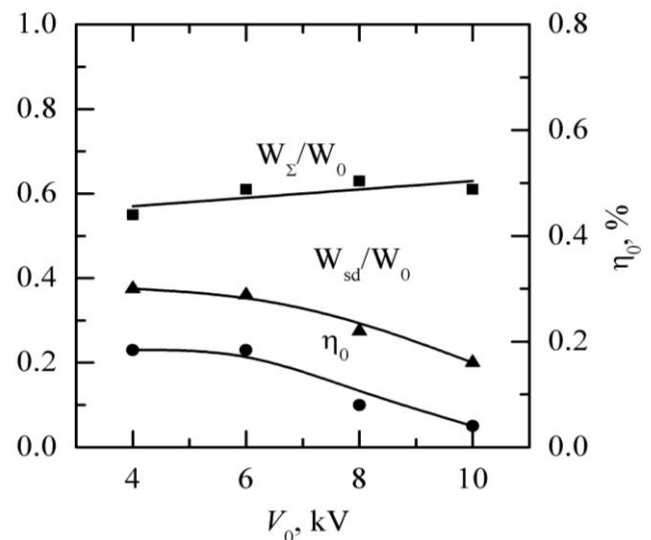


Рис. 5. Зависимость W_{Σ}/W_0 , W_{sd}/W_0 и η_0 от начального напряжения: $p = 5 \cdot 10^{-2}$ Тор, $L_0 = 20$ нГн.

Очевидно, что один из путей получения высоких значений η_0 связан с увеличением энергии вложенной на стадии сверхплотного разряда и уменьшением энергии, вложенной на начальной стадии горения разряда. Данная задача может быть решена путем оптимизации узла запуска и электродной системы.

В таблице 2 представлены значения энергии, вложенной в плазму при различных размерах отверстия в полой катоде. Начальное напряжение $V_0 = 8$ кВ, давление $p = 4 \times 10^{-2}$ Тор, индуктивность $L_0 = 500$ нГн. Видно, что с

Таблица 2. Зависимость начальной энергии, запасенной в накопительной емкости и энергии, вложенной в плазму на различных стадиях горения разряда от размера отверстия в полой катоде.

	W_0 , Дж	W_Σ , Дж	W_{in} , Дж	W_{sd} , Дж
$d_B = 3$ мм, $h_B = 4$ мм	4,16	0,65	0,43	0,22
$d_B = 5$ мм, $h_B = 6$ мм	4,16	0,65	0,40	0,27
$d_B = 6$ мм, $h_B = 8$ мм	4,16	0,89	0,43	0,47

уменьшением размеров отверстия величина W_{sd} падает, а величина W_{in} остается на том же уровне. В этой ситуации эффективность конверсии падает.

Настоящая работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 08-02-00912.

Список литературы

- [1] Proc. 5th International Conference on Dense Z-Pinches, Albuquerque, New Mexico, 23-26 June 2002, AIP Conference Proceedings, 2002, Vol. 651.
- [2] Proc. 4th International Conference, Vancouver, Canada May 1997, AIP Conference Proceedings, 1997, Vol. 409.
- [3] *Malcolm McGeorch* // Applied optics, 1998, Vol. 37, No. 9, P. 1651.
- [4] *P. Choi, H. Chuaqui et al* // IEEE Trans. Pl. Sci, 1989, Vol. 17, No. 5, P. 770
- [5] *K. Bergmann, G. Schriever, O. Rosier, et al* // Appl. Optics, 1999, Vol. 65, P. 5413.
- [6] *J. Pankert, K. Bergman, J. Klein, et al* // Proceedings of SPIE, edited by Roxann L. Engelstad, SPIE, 2002, Vol. 4688, PP. 87-94.
- [7] *В. М. Борисов, А. Ю. Виноходов и др.* // Физика плазмы, 2002, Т. 28, № 10, С. 952.
- [8] *Yu. D. Korolev, K. Frank* // IEEE Trans. Plasma Sci., 1999, Vol. 27, P. 1525.
- [9] *Yu. D. Korolev, O. B. Frants, N. V. Landl, et al* // Russian Physics J., 2006, Vol. 11, Appendix, P. 169.