

ФОРМА ТОКОВОЙ ОБОЛОЧКИ ПЛАЗМЫ И ЭФФЕКТИВНОСТЬ СГРЕБАНИЯ В ПЛАЗМЕННОМ ФОКУСЕ ЕАЕА-РF1 НА 2.2 кДж

© 2019 г. Н. А. El-Sayed^{a, *}, Т. М. Allam^a, Н. М. Soliman^a

^a Plasma Physics and Nuclear Fusion Dept., Nuclear Research Center, AEA, Cairo, Egypt

*e-mail: hanaa.elshamy@yahoo.com

Поступила в редакцию 06.10.2018 г.

После доработки 31.01.2019 г.

Принята к публикации 25.03.2019 г.

На установке ЕАЕА-РF1, плазменном фокусе типа Мейзера с энергией 2.2 кДж, сооруженном Египетским управлением по атомной энергии (ЕАЕА), экспериментально исследована форма токовой оболочки плазмы (PCS) и эффективность сгребания η . Используются три варианта внутреннего электрода (IE) длиной $z_0 = 9.5, 10.5$ и 11.5 см. Исследования проводились при давлении газа аргона в диапазоне $P = 0.2 - 1.8$ Торр. Зависимость формы PCS от угла наклона θ и толщины λ определяется на осевом расстоянии, приближающемся к торцу коаксиальных электродов, и на трех различных радиусах в кольцевой области между сборкой коаксиальных электродов. Эффективность сгребания η находится из магнитной силы и ускорения PCS в этих условиях разряда. Для диагностики используется пояс Роговского и магнитные зонды. Анализ профиля PCS показывает, что наилучший профиль образуется при давлении газа аргона 0.8 Торр и при IE длиной 10.5 см. Максимум η достигался при давлении газа в диапазоне от 0.6 до 1.8 Торр, где в большинстве экспериментов наблюдалась максимальная осевая сила.

DOI: 10.1134/S0367292119080031

1. ВВЕДЕНИЕ

Установки с плотным плазменным фокусом (DPF) являются гидромагнитными коаксиальными плазменными ускорителями [1, 2], в которых происходит накопление магнитной энергии за движущейся токовой оболочкой и накачка этой энергии в сжатый плазменный шнур во время фазы быстрого коллапса. Эти установки могут производить и ускорять токовый слой, формируя горячий и плотный пинч с коротким временем жизни, обычно несколько десятков наносекунд [3–5]. Плазменный фокус является одной из систем малого масштаба, которые дополняют международные усилия по созданию термоядерного реактора [6].

Установка с DPF состоит из двух коаксиальных электродов, разделенных изолятором на одном конце, где происходит пробой газового разряда. В цепи разряда используется включающий искровой разрядник. Как только разрядник замыкается, энергия, накопленная в конденсаторной батарее, высвобождается через электроды за время порядка микросекунд. Напряжения между электродами, обычно равное десяткам киловольт, создает электрическое поле, заметно усиливаемое изолирующей втулкой, разделяющей электроды; здесь электрическое перенапряжение

разряда быстро генерирует плазменную оболочку, которая движется в осевом направлении вдоль электродной сборки под действием удельной силы Лоренца ($J_r \times B_{az}$), где J_r – радиальная составляющая плотности тока в плазменной оболочке, а B_{az} – индукция азимутального магнитного поля PCS. После этого PCS достигает конца внутреннего электрода, затем она слетает с него и начинается фаза сжатия. На этой фазе сила ($J_r \times B_{az}$) вместе с силой инерции сжимает плазменный шнур. Это приводит к образованию тонкого, плотного и горячего плазменного шнура (фаза фокусировки) [7, 8]. Пинч длится несколько десятков наносекунд и по времени совпадает с внезапным резким падением сигнала суммарного тока [9]. Чтобы установка РF имела наилучшие возможные характеристики, механизм передачи энергии из конденсаторной батареи в плазму должен быть оптимизирован во всех трех вышеупомянутых фазах эволюции.

Несколько авторов исследовали корреляцию между динамикой коллапса PCS во время фазы фокусировки и динамикой PCS во время фазы осевого ускорения, и непосредственно перед тем, как она разрушилась [10–13]. Кроме того, ранее проводились исследования угла кривизны (наклона) PCS относительно оси z во время фазы

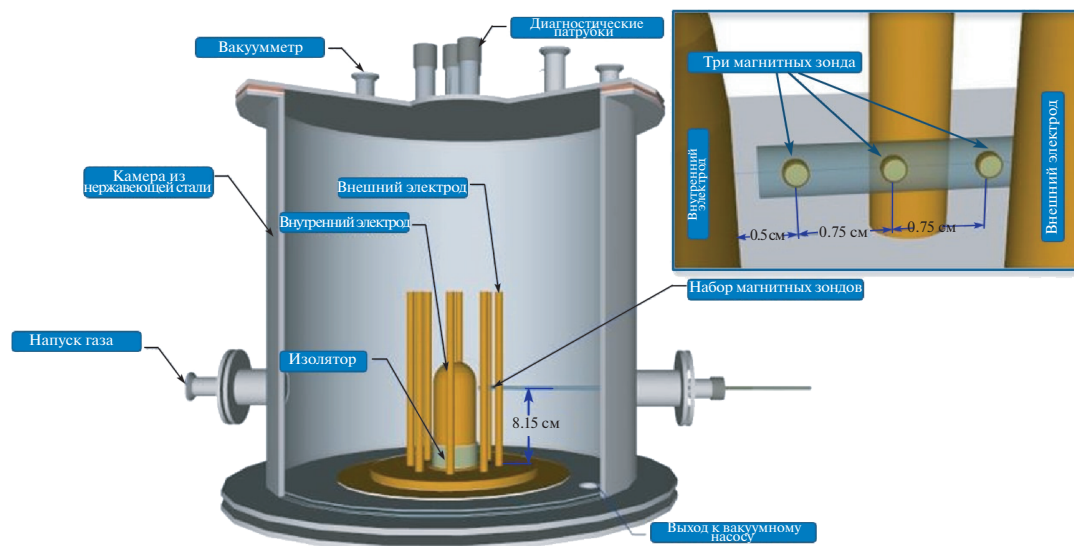


Рис. 1. Установка плазменный фокус EAEA-PF1.

осевого ускорения, и его зависимости от геометрии системы коаксиальных электродов установки PF, а также от давления напускаемого газа [14, 15]. Зависимость угла наклона θ от формы шнура PF и, следовательно, от мягкого рентгеновского излучения приведена в [14].

В настоящей работе изучается влияние давления газа аргона на форму PCS, а также эффективность сгребания на различных радиусах в кольцевом пространстве системы коаксиальных электродов при трех различных длинах внутренних электродов установки PF.

2. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Обычно установки с плазменным фокусом состоят из следующих основных элементов:

- Система электрооборудования и управления (источник питания высокого напряжения, конденсаторная батарея, выключатель на базе искрового разрядника и генератор импульсов).
- Коаксиальная система электродов.
- Механическая система (для получения вакуума и напуска газа).
- Системы диагностики и сбора данных.

На рис. 1 и 2 показана принципиальная схема установки EAEA-PF1 и ее электрической цепи. Плазменный фокус типа Мейзера создается конденсаторной батареей 30 мкФ с напряжением до 12 кВ, что дает общую накопленную энергию 2.2 кДж.

Система коаксиальных электродов состоит из двух коаксиальных латунных электродов; внешнего электрода (ОЕ) – катода в форме беличьего колеса, состоящего из восьми стержней длиной

18 см и диаметром 1 см, каждый из которых расположен равномерно и коаксиально, и прикреплен к задней пластине диаметром 9 см; центрального цилиндрического внутреннего электрода (ИЕ) диаметром 4.5 см, который привинчивается к специально сконструированному монтажному

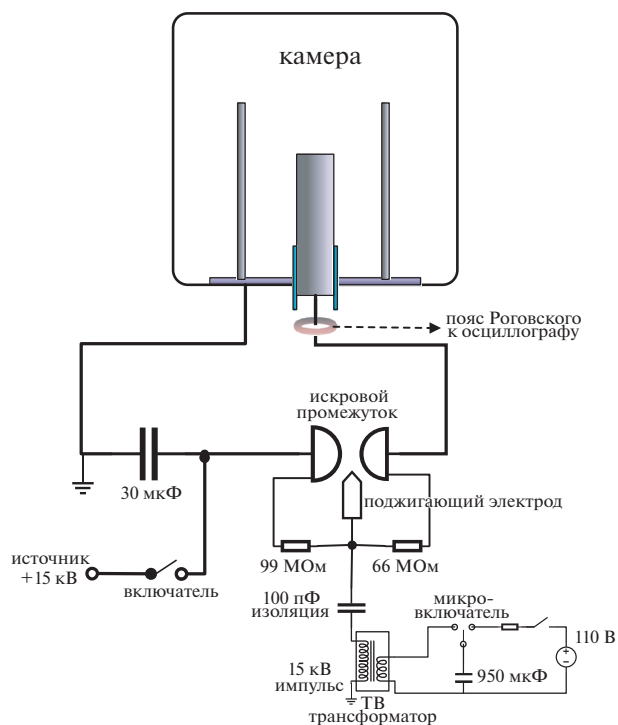


Рис. 2. Схема электрической цепи и управления установкой EAEA-PF1.

стержню, меняющему его длину до желаемых значений ($z_0 = 9.5, 10.5$ и 11.5 см). Анод и катод разделены цилиндрическим изолятором из пирекса, по которому происходит первоначальная пробой.

Электроды IE и OE собраны в цилиндрической камере из нержавеющей стали длиной 35 см и диаметром 41.7 см, имеющей различные патрубки для вакуумной системы, вакуумметра, системы напуска газа и методов диагностики. Камера после откачки до достаточного вакуума и очистки (обычно ~ 0.01 Торр) перед разрядом заполнялась газообразным аргоном при давлении от 0.2 до 1.8 Торр. Искровой разрядник соединен с анодом и катодом через 22 коаксиальных кабеля.

Диагностики, использованные в этой работе, включали пояс Роговского с 340 витками, размещенный вокруг всех путей измеряемого обратного тока разряда, и набор из трех идентичных магнитных зондов для измерения индукции азимутального магнитного поля PCS в осевой фазе, вставленных сбоку внутрь кольцевого зазора между коаксиальными электродами на фиксированном расстоянии $z = 8.15$ см от задней части коаксиальных электродов, и на радиусах 2.75, 3.5 и 4.25 см от оси IE. Взаимное расположение набора из трех магнитных зондов внутри зазора между внутренним и внешним коаксиальным электродом показано на вставке к рис. 1.

Выходы этих диагностик через экранированные кабели подключены к цифровому четырехканальному запоминающему осциллографу Tektronics 3014/TDS 1002. Данные экспериментов берутся в среднем приблизительно от 3–5 зарегистрированных разрядов для каждого значения давления газа, а также для каждой длины IE.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБСУЖДЕНИЕ

Разрядная камера PF заполнена газом аргоном при различных давлениях $P = (0.2-1.8)$ Торр. Эксперименты проводятся отдельно для каждой длины IE ($z_0 = 9.5, 10.5$ и 11.5 см) при зарядном напряжении 12 кВ. Три магнитных зонда приклеены к тонкой майларовой полоске, чтобы гарантировать, что они отделены друг от друга фиксированным расстоянием, равным 0.75 см, как показано на вставке к рис. 1. Затем они все вместе вставлялись внутрь стеклянной трубки. Стеклянная трубка вводилась внутрь вакуумной камеры через отверстие с резиновым уплотнением на боковой стороне вакуумной камеры, в точке на оси, где $z = 8.15$ см, измеренном от задней пластины внешнего электрода. Это обеспечивает азимутальные измерения магнитного поля PCS в положении вблизи торца коаксиальных электродов и с первым зондом, расположенным на расстоянии

0.5 см от поверхности внутреннего электрода (т.е. его радиальное положение $r_1 = 2.75$ см). Таким образом, три магнитных зонда распределены вдоль кольца между внутренним и внешним электродами, и расположены на радиусах $r_1 = 2.75$ см, $r_2 = 3.5$ см и $r_3 = 4.25$ см от оси коаксиальных электродов. На рис. 3 показана временная эволюция результирующей азимутальной магнитной индукции B_{az} , при разных z_0 , радиусах r и давлениях наполняющего газа P .

Угол наклона PCS, θ , относительно оси z на каждом из радиусов ($r_1 = 2.75, r_2 = 3.5$ и $r_3 = 4.25$ см) оценивается из отношения осевых положений PCS, $z(r_1), z(r_2)$ и $z(r_3)$ с разными радиусами, в которые PCS приходит в одно и то же время, $t_a(r_1)$, для каждой рассматриваемой длины IE ($z_0 = 9.5, 10.5$ и 11.5 см).

Осевая сила Лоренца, действующая на PCS, $F_z = (J_r \times B_0) \propto 1/r^2$, уменьшается с увеличением радиуса r в кольце между внутренним и внешним электродами. Поэтому, с увеличением радиуса от IE до OE, время прихода PCS увеличивается (указывая на то, что PCS задерживается), то есть $t_a(r_3) > t_a(r_2) > t_a(r_1)$. Таким образом, осевые положения трех точек на PCS (измеренных относительно задней пластины OE), $z(r_1), z(r_2)$ и $z(r_3)$ оцениваются во время прихода $t_a(r_1)$. Эти соотношения, некоторые из которых показаны на рис. 4, поясняют, что осевое расстояние z уменьшается с увеличением радиального положения магнитного зонда для всех условий разряда.

Угол наклона θ как функция давления газа показан на рис. 5 для различных радиальных расстояний и для каждой z_0 — длины IE. Радиальное распределение θ для различных давлений газа показано на рис. 6 для каждой z_0 . Из рис. 5 и 6 видно, что PCS сильнее наклонена при давлениях газа 1, 0.8 и 1 Торр, и при соответственной длине IE 9.5, 10.5 и 11.5 см.

Толщина PCS, λ , при тех же условиях разряда для углов наклона θ , указанных выше, рассчитывается из сигналов B_{az} и данных тока разряда [16]. B_{az} в разных радиальных положениях (r_1, r_2, r_3) измеряется при разных осевых положениях z в один и тот же момент $t_a(r_1)$, когда PCS приходит в r_1 :

$$\frac{\partial B_{az}}{\partial z} \sim J_r \sin \theta, \tag{1}$$

где J_r — плотность радиального тока PCS [17], и

$$J_r = \frac{I_0 (\sin \omega t) \sin \theta}{2\pi r \lambda}. \tag{2}$$

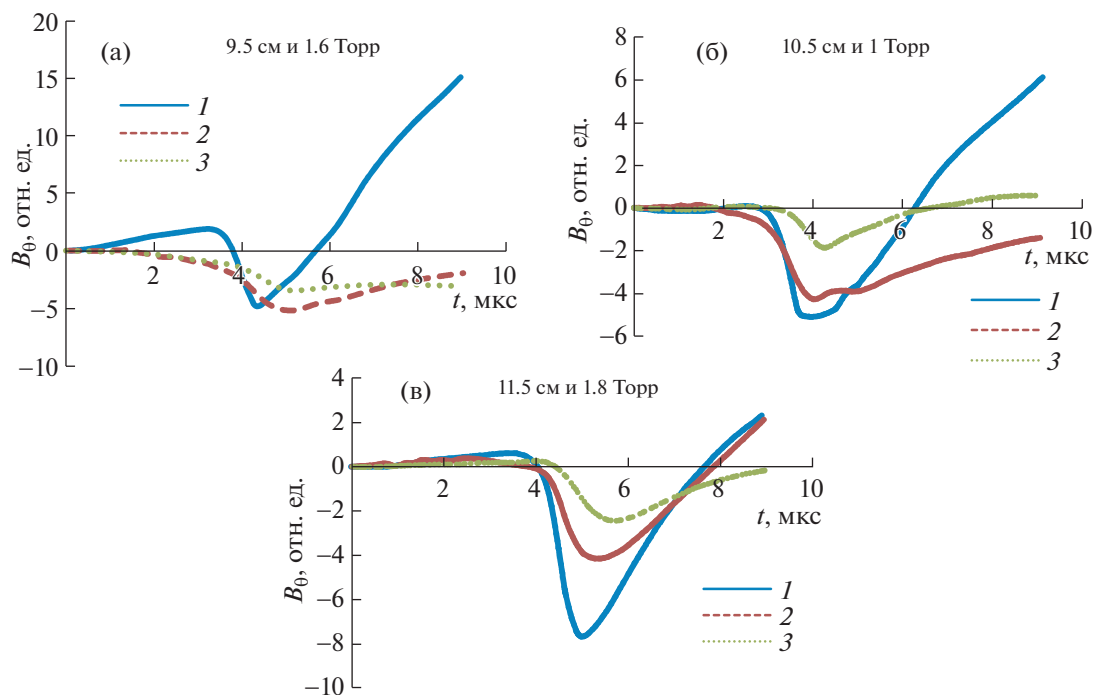


Рис. 3. Зависимость азимутального магнитного поля B_{θ} от времени для различных z_0 — длин внутреннего электрода (ИЕ), радиуса r и давления газа аргона P .

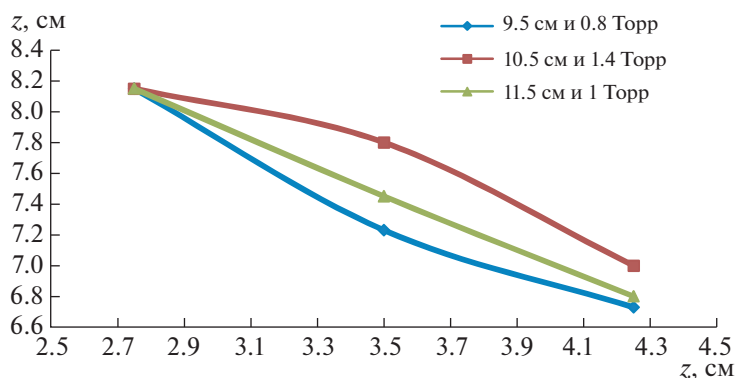


Рис. 4. Зависимость z — осевого положения PCS от радиуса при различных z_0 — длинах ИЕ, и различных давлениях газа аргона.

Тогда толщина PCS, λ , выводится из уравнений (1) и (2),

$$\lambda = \frac{I_0 \sin \omega t}{2\pi r \partial B_{\theta z} / \partial z}, \quad (3)$$

где I_0 — максимальный ток разряда и ω — угловая частота тока разряда.

На рис. 7 показана толщина PCS, λ , в зависимости от давления газа для различного радиального расстояния r и длины внутреннего электрода

z_0 . На рис. 8 показано радиальное распределение λ для различных давлений газа аргона.

Суммируя эти результаты, отметим, что на рис. 6 и 8 описывается общая форма PCS с точки зрения ее угла наклона θ и толщины λ . Эти рисунки показывают, что PCS имеет довольно симметричную форму, то есть на радиусах вблизи внешней поверхности ИЕ, PCS намного тоньше, чем в окрестности внутренней поверхности ОЕ. Более того, PCS больше наклоняется по оси z при условиях, указанных в табл. 1.

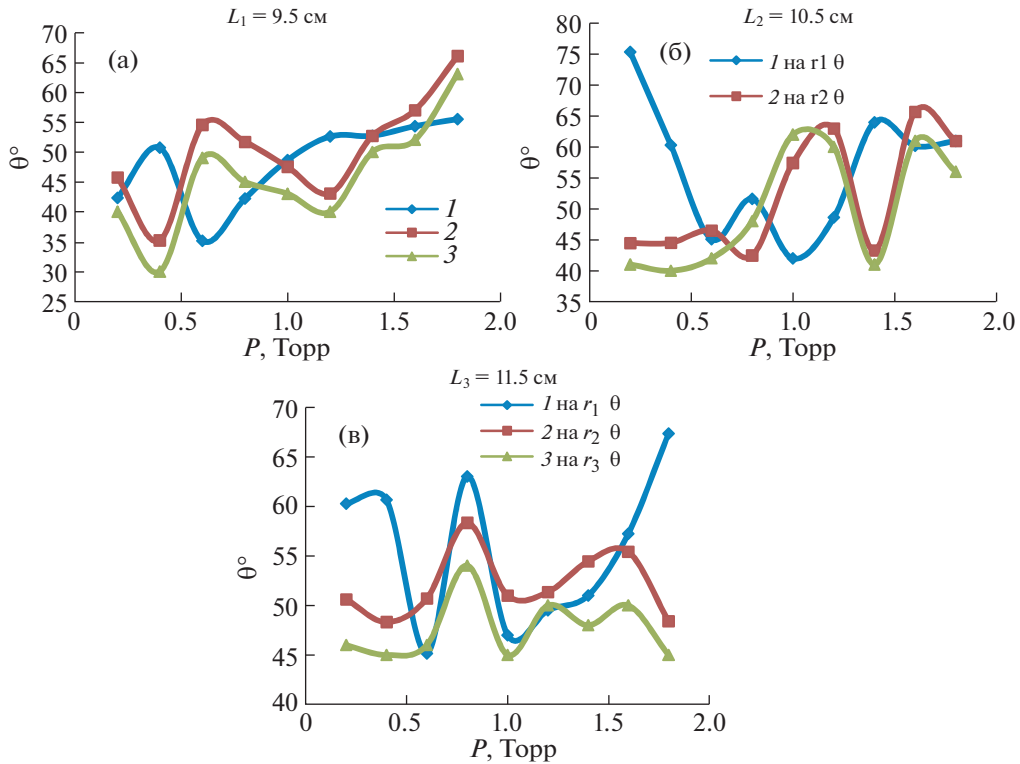


Рис. 5. Изменение угла наклона θ от давления газа при различных z_0 и радиусах.

В этих условиях общая форма PCS на осевом расстоянии около торца коаксиальных электродов показана на рис. 9. Эти рисунки подтверждают, что длина ИЕ 10.5 см и давление газа аргона 0.8 Торр дают наилучшую оптимизированную форму PCS. Предыдущие результаты [13] показали, что лучший плазменный фокус обнаруживается при тех же условиях разряда при оптимизированной форме PCS на той же установке PF, которая использовалась в настоящей работе. Кроме того, существует сильная зависимость между наилучшей оптимизированной формой PCS с точки зрения ее толщины λ , угла наклона оболочки θ и исследуемой наилучшей фокусировки плазмы.

Поскольку масса заполняющего газа, сгребаемого PCS, составляет только часть общей массы заполняющего газа в объеме, занимаемым PCS между ИЕ и ОЕ, то эффективность сгребания PCS, $\eta = m_{tr}/m_{tot}$, где m_{tr} – масса, переносимая PCS, и m_{tot} – масса m_{tr} определяется из магнитной силы F , действующей на PCS, и ускорения PCS в осевом направлении, a_z .

Осевая сила Лоренца F_z , действующая на PCS по нормальному направлению, рассчитывается по следующему уравнению:

$$F = \frac{\mu_0 I_0^2 \sin^2 \omega t}{4\pi \sin \theta},$$

где I_0 – пиковый ток разряда, ω – угловая частота, ($\omega = \frac{2\pi}{\tau} = 0.43 \times 10^6$ рад \cdot с $^{-1}$), (где τ – период сигнала тока разряда), t – текущее время разряда, θ – угол наклона PCS и μ_0 – магнитная проницаемость. Влияние давления наполняющего газа аргона на осевую силу, F_z при тех же положениях PCS (r_1, r_2 и r_3) и при каждой $z_0 = 9.5, 10.5$ и 11.5 см, представлено на рис. 10.

Осевое ускорение PCS, a_z , выводится из данных по осевому расстоянию и времени, пройденного движущейся PCS, зарегистрированных тремя магнитными зондами. Некоторые из соотношений между a_z и P показаны на рис. 11 для различного радиального расстояния r и z_0 . На этом рисунке показано, что a_z уменьшается с увеличением давления газа и, как правило, уменьшается с радиальным положением от r_1 до r_3 . Из соотношения между F_z и a_z , равно F_z/a_z , определяется масса наполняющего газа, сгребаемого PCS.

Таблица 1. Условия эксперимента, при которых PCS более наклонена к оси z

Длина ИЕ z_0 (см)	9.5	10.5	11.5
Давление P (Торр)	1	0.8	1

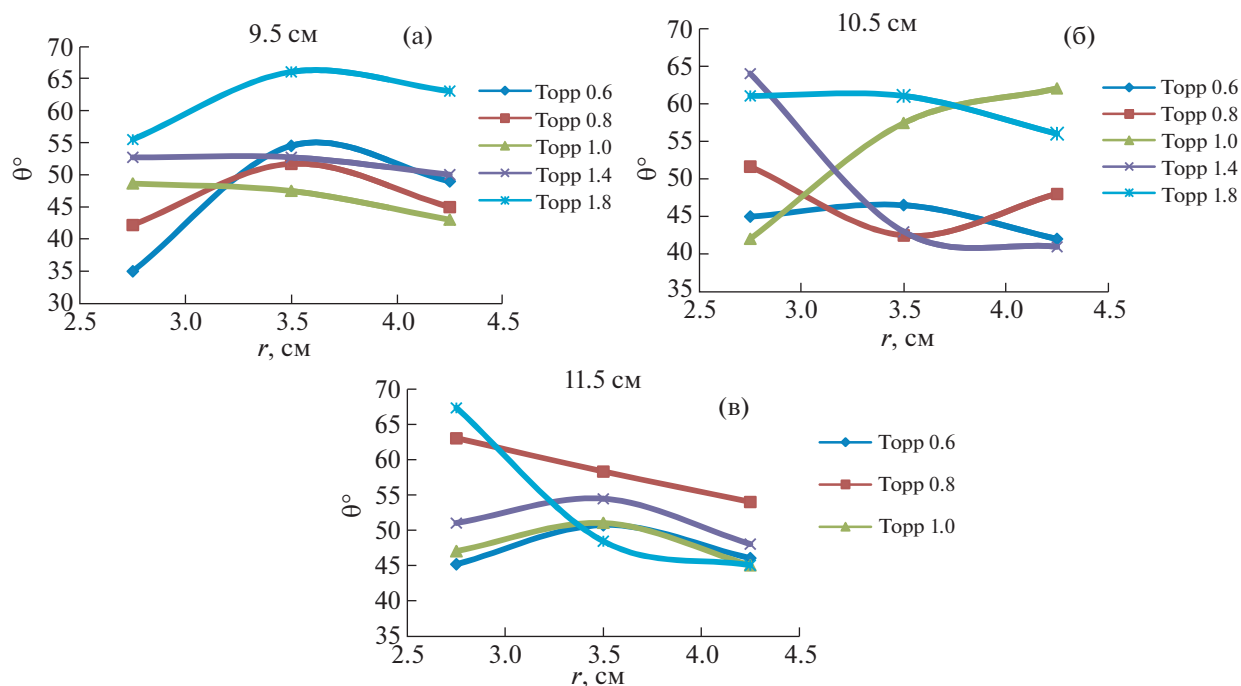


Рис. 6. Радиальное распределение угла наклона θ^0 при различных P и z_0 .

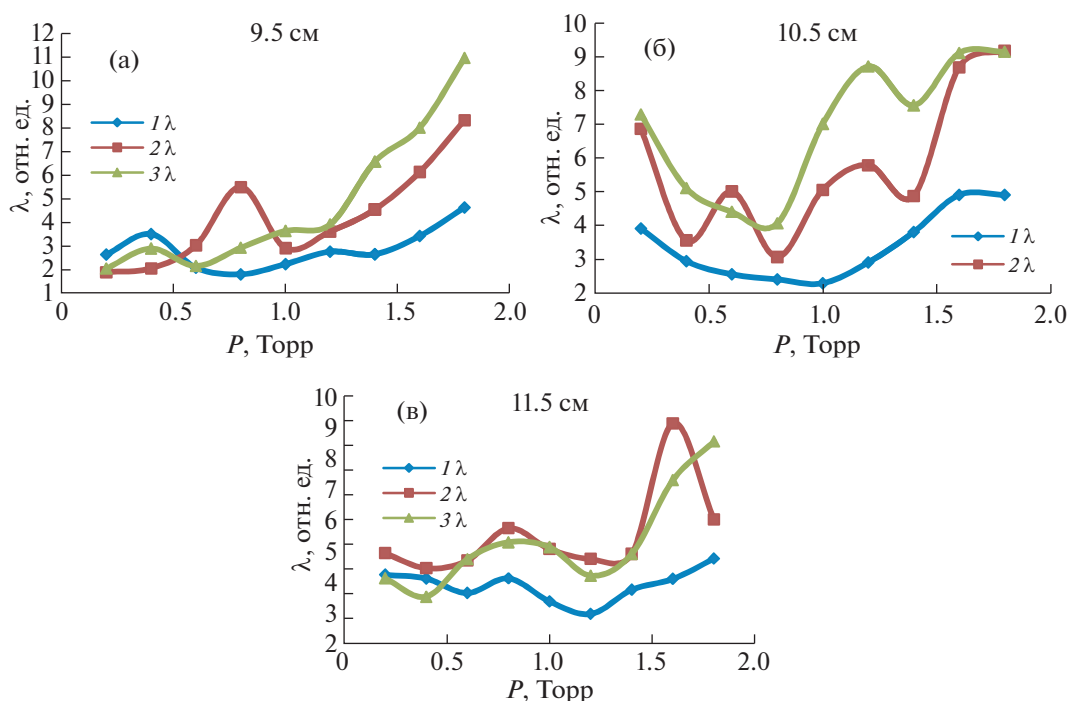


Рис. 7. Изменение толщины оболочки λ с давлением при различной длине ИЕ на разных радиусах.

Общая масса газа в кольцевом пространстве между коаксиальными электродами определяется следующим уравнением:

$$m_{\text{tot}} = \rho V,$$

где плотность газа $\rho = MP/RT$, M – молекулярный вес газа, P – давление газа, R – универсальная газовая постоянная, $R = 62.36367$ (литр торр K^{-1} моль $^{-1}$), T – температура газа (К), V – объем кольцевого промежутка между ИЕ и ОЕ, $V = \pi(b^2 - a^2)z$, (м 3).

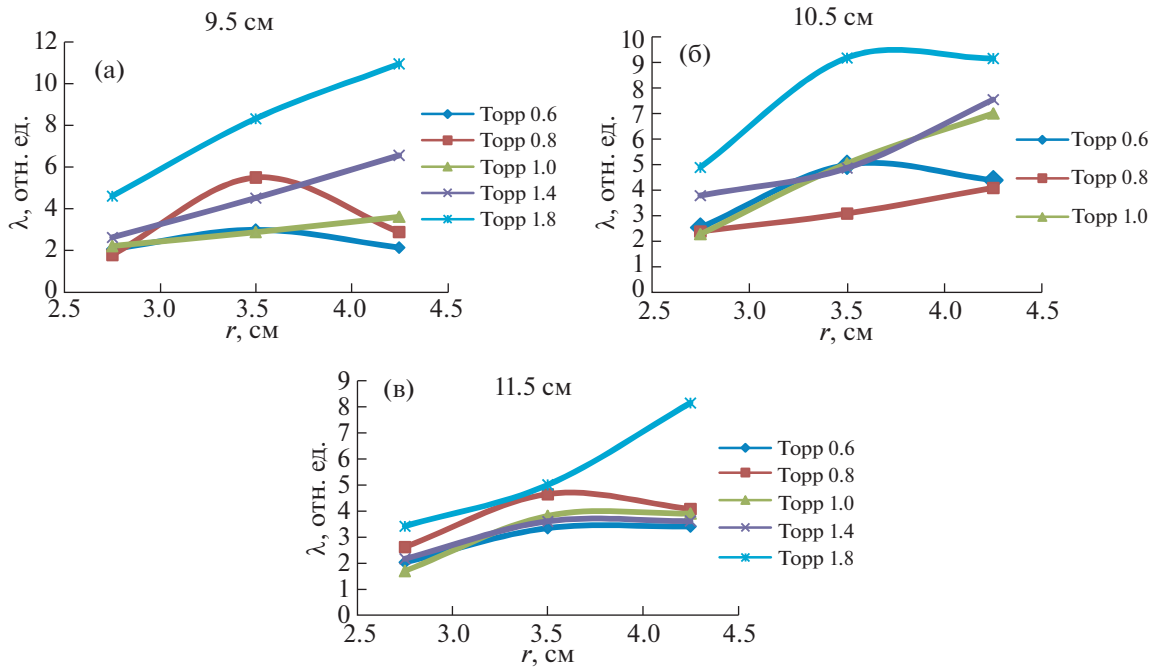


Рис. 8. Радиальное распределение λ при различных P и z_0 .

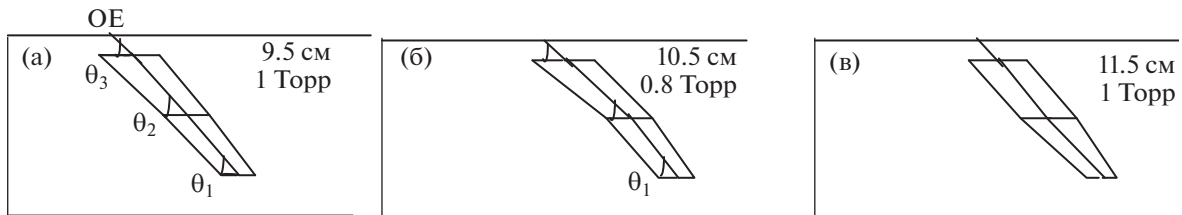


Рис. 9. Форма токовой оболочки при различных длинах z_0 и давлениях газа аргона.

На рис. 12 показана зависимость η (%) от давления газа при различных значениях r и z_0 . Из большинства результатов видно, что для низкого давления газа (0.2–0.4) торр, η является высоким, особенно при длине внутреннего элект-

трода $z_0 = 9.5$ см и 11.5 см. При давлении газа, когда осевая сила максимальна, и наблюдается более наклонный PCS, η выше любых других значений при каждом r и z_0 , что показано в табл. 2.

Таблица 2. Зависимость эффективности η_{\max} %, силы F_{\max} и угла θ от давления P при различных r и z_0

	$z_0 = 9.5$ см				$z_0 = 10.5$ см				$z_0 = 11.5$ см			
	$\eta\%_{\max}$	F_{\max} (Н)	θ^0	P	$\eta\%$	F_{\max}	θ^0	P	$\eta\%$	F_{\max}	θ^0	P
r_1	45.32 ± 3.4	$3283.24 \pm 9.54\%$	$42.2 \pm 2.84\%$	0.8	$38.34 \pm 2.72\%$	$3226.23 \pm 9.475\%$	$48.6 \pm 3.086\%$	1.2	$30.48 \pm 1.64\%$	$2793.58 \pm 9.448\%$	$47 \pm 3.08\%$	1
r_2	42.4 ± 3.14	$3267.23 \pm 9.606\%$	$42.8 \pm 3.2\%$	1.2	$37.22 \pm 2.63\%$	$3077.75 \pm 8.452\%$	$64.2 \pm 2.42\%$	1.4	$31.53 \pm 1.8\%$	$2629.76 \pm 9.494\%$	$51.3 \pm 3.137\%$	1
r_3	50.65 ± 3.53	$3490.87 \pm 10.273\%$	$40 \pm 3.75\%$	1.2	$42 \pm 3.2\%$	$3203.92 \pm 10.322\%$	$41.3 \pm 3.658\%$	1.4	$37.71 \pm 2.5\%$	$2861.42 \pm 10.281\%$	$45 \pm 3.888\%$	1

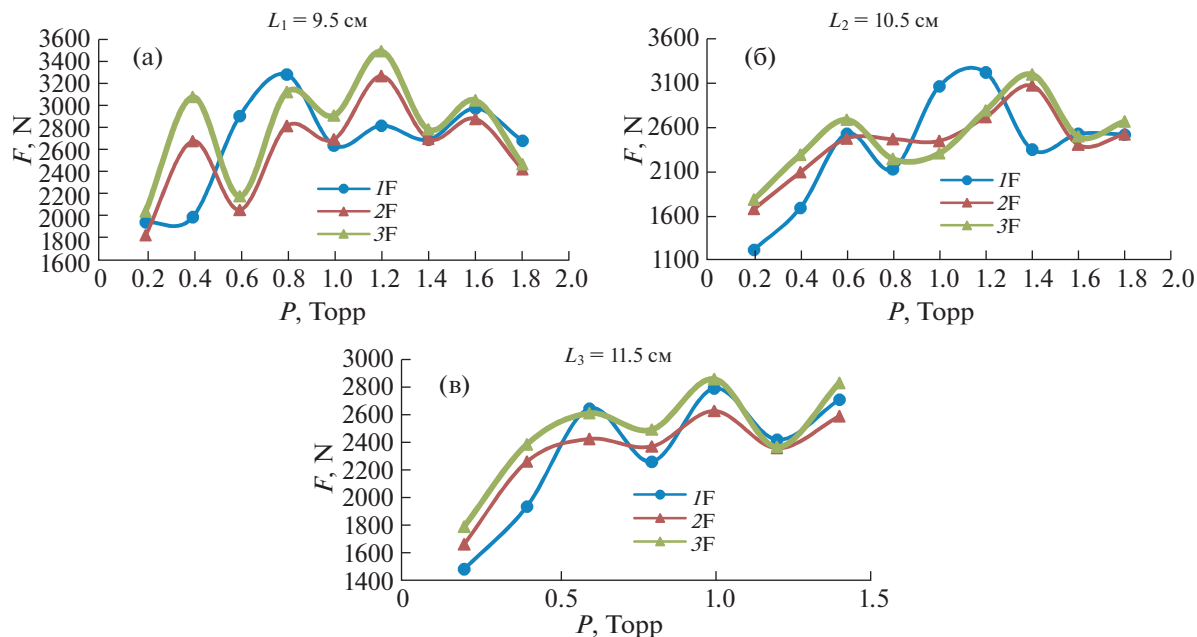


Рис. 10. Зависимость осевой силы Лоренца F_z от давления газа при различных длинах ИЕ, z_0 и радиальных положениях PCS.

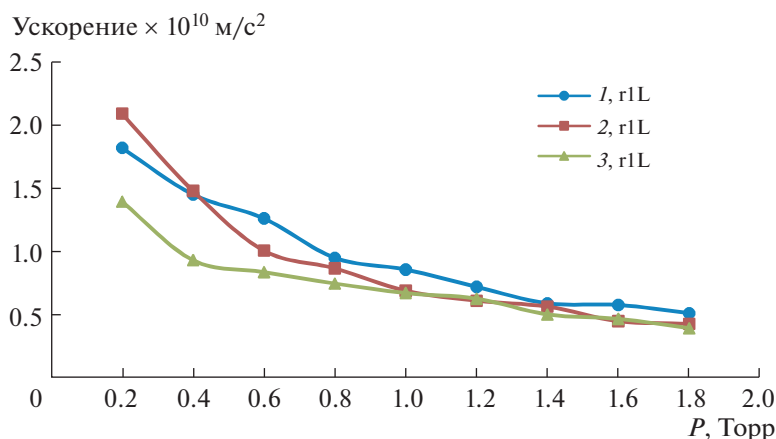


Рис. 11. Зависимость осевого ускорения от давления газа аргона при различных z_0 – длинах ИЕ и радиальных положениях r .

4. ВЫВОДЫ

Исследования толщины токовой оболочки плазмы λ , угла наклона θ , осевой силы Лоренца F_z и эффективности сгребания η , в зависимости от давления газа аргона (от 0.2 до 1.8 Торр) при различных радиальных расстояниях в кольцевом промежутке между внутренним и внешним электродом системы коаксиального разряда, и при различной длине внутренних электродов, $z_0 = 9.5, 10.5$ и 11.5 см показали, что изменение длины ИЕ и давления наполнения газообразным аргоном влияет на все вышеупомянутые параметры плазмы, измеренные вдоль различных радиальных

позиций. Исходя из результатов формы PCS (λ и θ), делается вывод, что в этом плазменном фокусе PCS имеет довольно симметричный профиль при длине ИЕ, $z_0 = 10.5$ см и давлении газа аргона 0.8 Торр, т.е. в этих условиях достигается лучшая оптимизированная форма PCS. Кроме того, ранее было экспериментально обнаружено, что наилучшая фокусировка плазмы достигается при тех же условиях разряда [18]. Корреляция между формой PCS во время фазы осевого ускорения и действием плазменного фокуса экспериментально проверена с помощью упрощенного метода системы магнитных зондов и может считаться по-

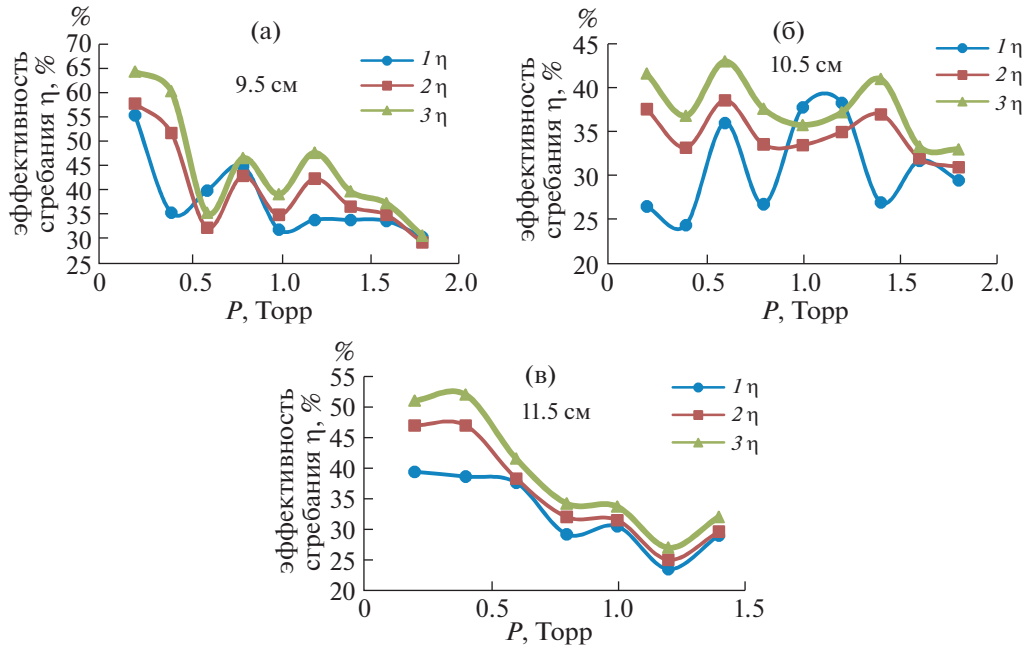


Рис. 12. Эффективность сгребания η (%) от давления газа при различных длинах ИЕ на разных r .

лезной в различных случаях, когда требуются простые методы измерения, особенно когда другие методы, например высокоскоростные видеокамеры или лазерная теневая фотография недоступны. Большинство результатов по эффективности сгребания PCS, η , показывают, что η является высоким при давлении аргона от 0.2 до 0.4 Торр, особенно для длины ИЕ, $z_0 = 9.5$ и 10.5 см, т.е. большая часть газа сгребается в этом диапазоне давлений. Хотя при давлении аргона в диапазоне от 0.6 до 1.8 Торр η меньше, тем не менее, обнаружен эффективный сгребующий слой PCS, собирающий больше газа во время его распространения вдоль коаксиальных электродов при давлении, когда осевая магнитная сила F_z достигает максимума при каждой рассматриваемой длине ИЕ.

В будущем эта установка должна эксплуатироваться с ИЕ длиной 10.5 см и давлением аргона 0.8 Торр, чтобы изучить быстрые заряженные частицы и рентгеновское излучение из плазменного фокуса, а также некоторые их применения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Filippov N.V., Filippova T.I., Vinogradov V.P.* // Nucl. Fusion. 1962. V. 2. P. 577.
2. *Mather J.W.* // Phys. Fluids. 1965. V. 8. P. 366.
3. *Damideh V., Zaeem A.A., Heidarnia A., Sadighzadeh A., Tafreshi M.A., Abbasi Davani F., Moradshahi M., Bakhshzad Mahmoudi M., Damideh R.* // J. Fusion Energy. 2012. V. 31. P. 47.
4. *Soto L.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. V. 47. P. A361.
5. *Silva P., Moreno J., Soto L., Birstein L., Mayer R., Kies W.* // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 83. P. 16.
6. *Lee S.* // in Proceedings of the Invited Paper Tubav Conferences on Nuclear and Renewable Energy Sources. Ankara, Turkey. 28–29 September 2009. Procs: 9.
7. *Lee S.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1999. V. 19. P. 912.
8. *Achamir F.M., Behbahani R.A.* // J. Plasma Fusion Res. Series. 2008. V. 8. 1265.
9. *Frignani M.* // PhD thesis. “Simulation of Gas Breakdown and Plasma Dynamics in Plasma Focus Devices”, Università degli Studi di Bologna. 2007.
10. *Mathuthu M., Zengine T.G., Gholap A.V.* // Phys. Plasmas. 1996. V. 3. P. 4572.
11. *El-Sayed H.A., Allam T.M., Gaber W.H.* // J. Adv. Phys. 2015. V. 11. P. 2990.
12. *Soto L., Pavez C., Moreno J., Barbaglia M., Clause A.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2009. V. 18. P. 015007.
13. *Mohammadi M.A., Sobhanian S., Wong C.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. P. 045203.
14. *Zhang T., Lin X., Chandra K.A., Tan T.L., Springham S.V., Patran A., Lee P., Lee S., Rawat R.S.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2005. V. 14. P. 368.
15. *Allam T.M., El-Sayed H.A., Soliman H.M.* // Energy and Power Engineering. 2011. V. 3. P. 436.
16. *Moreno C., Casanova F., Correa G., Clause A.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2003. V. 45. P. 1989.
17. *Mather J.W.* Methods of Experimental Physics/ Ed. by H. Griem and Lovbuge. New York: Academic, 1971. V. 9B. 198.
18. *El-Sayed H.A., Allam T.M., Soliman H.M.* // J. Adv. Phys. 2015. V. 10. P. 2802.