

УДК 533.9.082

## ВЛИЯНИЕ КОНФИГУРАЦИИ РАЗРЯДНОЙ КАМЕРЫ ПЛАЗМЕННОГО ФОКУСА НА НЕЙТРОННЫЙ ВЫХОД

И. В. Волобуев, Л. Х. Крюков, В. Я. Никулин, С. Н. Полухин

*На плазменном фокусе филипповского типа с энергетикой  $E = 70$  кДж и током около 1 МА предварительные зондовые эксперименты указали на значительные паразитные токи, текущие около изолятора. В целях борьбы с ними и оптимизации разрядного контура были изменены главные элементы разрядной камеры: изолятор, анод и катодный лайнер. В результате зарегистрировано 30-кратное увеличение нейтронного выхода установки до величины  $Y_n = 5 \cdot 10^{10}$  нейтронов за импульс.*

**Ключевые слова:** плазменный фокус, нейтронный скэйлинг, Z-пинч.

В последние десятилетия акцент исследований на плазменных фокусах (ПФ) смещается с термоядерной тематики на прикладные работы [1, 2]. Это объясняется снижением темпов роста нейтронного выхода с переходом на большие мегаджоульные машины, а также некоторыми успехами на сильноточных ускорителях [3]. Как известно, нейтронный выход на Z-пинчах пропорционален (грубо) четвертой степени тока разряда [4]. На дорогих и сложных ускорителях ток превысил 15 МА [3], на сравнительно простых плазменных фокусах максимальный ток остановился на 2–3 МА [5]. Такое отставание обусловлено двумя причинами: сложностью организации в газе сплошной токовой плазменной оболочки и электротехническими проблемами поднятия тока, используя только конденсаторную батарею. Первая причина доминирует на ПФ филипповского типа – слишком большая поверхность плазменной оболочки, стартующей от изолятора. Вторая причина свойственна мэйзеровским фокусам. Они наиболее распространены благодаря большей эффективности работы и стабильности нейтронного выхода. Однако на них труднее увеличить ток разряда посредством простого увеличения емкости батареи, поскольку это затягивает время разряда. Для временного согласования придется увеличивать длину пробега токовой оболочки, соответственно длину электродов

и индуктивность всего разряда. В итоге рост тока разряда оказывается незначительным [6]. В то же время для филипповского типа ПФ наращивание емкости батареи не приводит к существенному увеличению индуктивности разрядной камеры из-за ее плоской геометрии. Основной недостаток существующих фокусов такой геометрии – низкий нейтронный выход и нестабильность работы, по указанной выше первой причине. Например, на установке ПФ-400 большая рыхлая и неоднородная плазменная оболочка оставляет после своего прохода слишком много газа, в котором проходят вторичные пробои. Магнитозондовые измерения показали, что более половины полного тока разряда остается около фарфорового изолятора [7].

Результаты этих измерений были проанализированы и проведены радикальные изменения конструкции разрядной камеры, направленные на создание компактной сплошной однородной плазменной оболочки. Во-первых, проведена замена фарфорового изолятора на термостойкий керамический меньшего диаметра и высоты, соответственно уменьшен диаметр анода и катода. Во-вторых, сплошной катодный лайнер из листовой нержавеющей стали заменен лайнером типа “беличье колесо”, позволяющим легче менять радиальный и торцевой зазор между электродами. Электрическая цепь разряда не менялась.

*Схема эксперимента.* Конденсаторная батарея заряжалась до 30 кВ и состояла из 32 конденсаторов типа ИК40-5, каждый емкостью 5 мкФ, индуктивностью 40 нГн. Батарея коммутировалась 4-мя газонаполненными разрядниками. Максимальный ток разряда менялся от 0.8 до 1.1 МА в зависимости от конфигурации камеры, время нарастания тока 5–6 мкс. Эксперименты проводились на чистом дейтерии.

Полный ток разряда измерялся калиброванным поясом Роговского с временным разрешением 30 нс. Нейтронный выход регистрировался по нейтронно-активационной методике (замедлитель – оргстекло, покрытое слоем  $Cd$ , фольга –  $In$ , счетчик Гейгера СТС-5) [8]. Градуировка активационных счётчиков осуществлялась с помощью трех постоянных источников нейтронов  $Po-Be$ ,  $Pu-Be$  и  $Am^{241}-Be$ , интенсивность которых известна с 10% точностью, определившей в основном погрешность измерения нейтронного выхода в эксперименте. Данные этой методики сопоставлялись с другими диагностиками измерения абсолютного нейтронного выхода на установках ПФ-3 и С-300 (НИЦ “Курчатовский институт”). Расхождение результатов не превышало 10% .

Изменения конструкции разрядной камеры и полученные изменения параметров разряда приведены в табл. 1. Старый фарфоровый изолятор был заменен на новый керамический алундовый марки ВК94 меньшего диаметра и высоты. Диаметр уменьшен

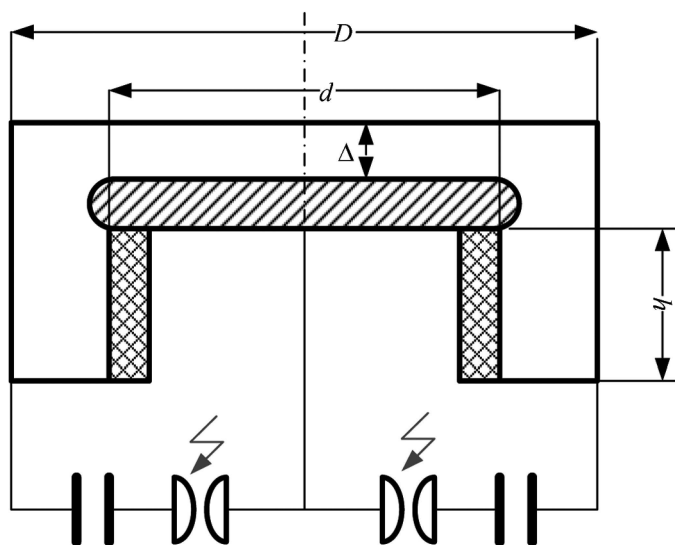


Рис. 1: Схема разрядной камеры. Пояснения в тексте.

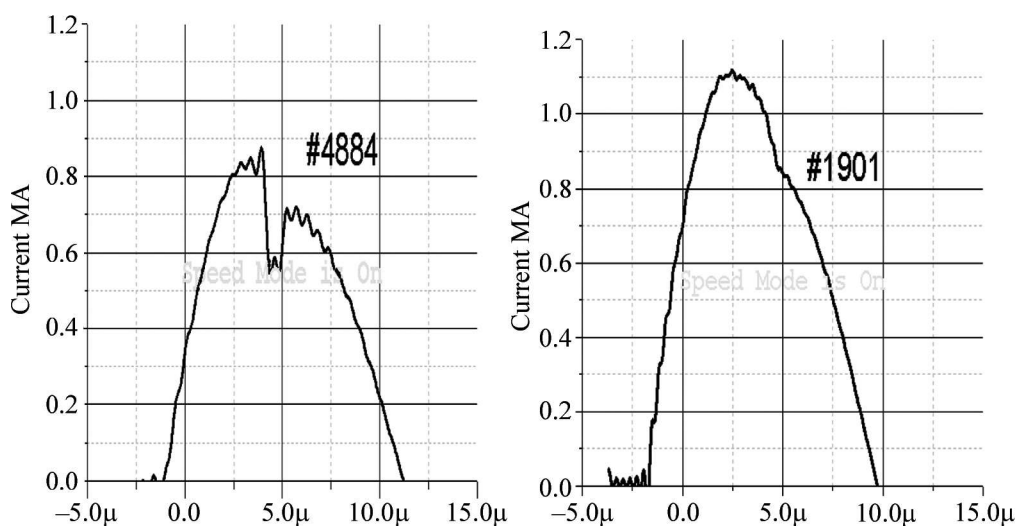


Рис. 2: Ток разряда в новой и старой конфигурации.

для лучшего согласования батареи и камеры (рис. 1) – в старой конфигурации “особенность” тока отставала от максимума тока (рис. 2 справа). Высота изолятора уменьшена в целях снижения индуктивности разряда и площади токовой оболочки. Старый катодный лайнер был изготовлен из листовой нержавеющей стали с прорезями для окон. Новый лайнер состоит из 24 латунных стержней диаметром 18 мм и торца из листа нержавеющей стали толщиной 2.5 мм.

Т а б л и ц а 1

*Старая и новая конфигурация разряда*

Конфигурация	Старая	Новая
Изолятор	Фарфор	Керамика ВК94
Диаметр изолятора $d$ , см	40	25
Высота изолятора $h$ , см	12	6.5
Диаметр катода $D$ , см	69	40
Осевой зазор между электродами $\Delta$ , см	7	6, 4, 2, 1
Период разряда, мкс	22.4	24
Индуктивность цепи, нГн	80	90
Максимальный ток, МА	1.0–1.1	0.8–0.9
Амплитуда провала тока, %	10	20–50
Макс. нейтронный выход	$1.4 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^{10}$
Давление дейтерия, Торр	0.2	3.5–4.5

*Результаты эксперимента.* Основные результаты указаны в табл. 1. Обнаружено:

1. Увеличение максимального абсолютного нейтронного выхода с  $1.4 \cdot 10^9$  н/имп до  $5 \cdot 10^{10}$  н/имп.

2. Увеличение рабочего давления дейтерия с 0.1–0.3 Торр до 3–5 Торр.

3. Изменение электрических параметров цепи. Увеличились период и индуктивность разряда (табл. 1 и рис. 2). Ток значительно уменьшился и в его максимуме образовался резкий провал величиной 20–50% амплитуды тока.

4. Максимальный нейтронный выход зарегистрирован при межэлектродном промежутке  $\Delta = 2$  см. При  $\Delta = 6$  см и 4 см нейтронный выход в 1.5–2 раза ниже. При  $\Delta = 1$  см он падает в 10–20 раз.

5. Повышение стабильности нейтронного выхода (рис. 3).

6. Ускорение ввода камеры в режим после напуска в нее воздуха, достаточно 2–10 выстрелов. В старой конфигурации процесс тренировки растягивался на несколько десятков и даже сотен выстрелов.

*Обсуждение результатов эксперимента.* Совокупность приведенных результатов по увеличению оптимального начального давления рабочего газа, по увеличению абсолютного нейтронного выхода, по уменьшению тока разряда свидетельствует об улучшении характеристик плазменной оболочки в новой конфигурации.

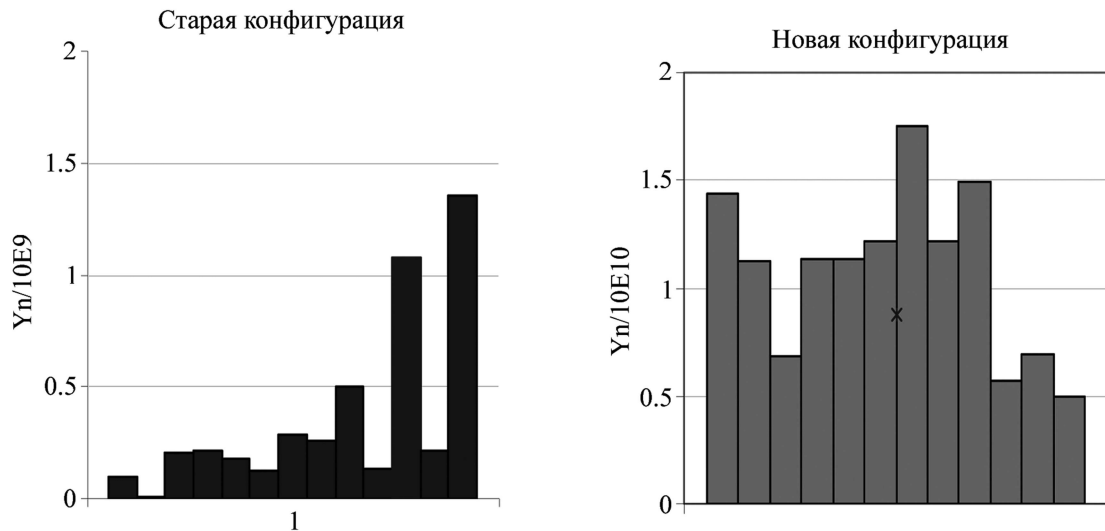


Рис. 3: Сравнение абсолютного нейтронного выхода в серии выстрелов для старой и новой конфигурации.

После прохода токовой оболочки остаточная плазма шунтирует основной ток в случае ее слабой замагниченности, т.е. когда частота электрон-ионных столкновений превышает циклотронную частоту. Для геометрии плазменного фокуса это дает оценку верхней границы диапазона давлений его работы [9], если оболочка пропускает практически весь газ:

$$n \sim 10^{11} I / r,$$

где:  $n$  – электронная плотность [ $\text{см}^{-3}$ ],  $I$  – ток разряда [A],  $r$  – характерный радиус разряда (изолятора) [см]. В нашем случае  $I \cong 10^6$  A,  $r \cong 10$  см, тогда  $n \sim 10^{16}$   $\text{см}^{-3}$ , что соответствует 0.3 Торр при допущении полной ионизации остаточного газа. То есть токовая оболочка даже при проницаемости, близкой к 100%, продолжает переносить ток разряда, если давление рабочего газа не превышает 0.3 Торра, что собственно и происходило в старой геометрии. В новой конфигурации фокус работает при давлениях выше 3 Торр, значит, проницаемость оболочки для набегающего потока газа упала на порядок.

Исходя из нейтронного скэйлинга, повышение нейтронного выхода связано с ростом тока, протекающего через пинч. При меньшем полном токе (в сравнении со старой конфигурацией) это можно объяснить только значительным уменьшением паразитных токов в остаточной плазме.

Индуктивность паразитных токов на периферии разряда меньше индуктивности пинча. Рост шунтирующих токов ведет к снижению индуктивности разряда и росту полного тока, что и наблюдалось в эксперименте. Провал тока пинча в случае больших шунтирующих токов в старой геометрии был малозаметен на осциллограммах полного тока, но регистрировался магнитными зондами на расстоянии 10–20 см от оси камеры (рис. 4). В новой конфигурации провал полного тока по амплитуде и длительности совпадает с зондовыми показаниями в старой конфигурации, что свидетельствует об отсутствии или значительно меньшем шунтировании тока пинча.

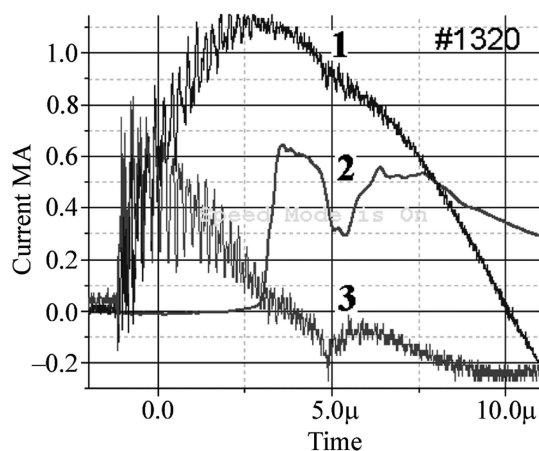


Рис. 4: Старая конфигурация. Кривая полного тока разряда (1), кривая тока регистрируемого зондом внутри  $r < 20$  см (2), производная полного тока разряда (3).

Отдельный интерес представляет поиск оптимального осевого зазора между электродами. Очевидно, что уменьшение зазора ведет к уменьшению индуктивности разряда, росту полного тока. С ростом энергетики установок ПФ индуктивность внешней цепи уменьшается, индуктивность пары разрядная камера – токовая оболочка определит ток разряда.

В наших экспериментах максимум нейтронного выхода достигнут при зазоре 2 см. Уменьшение зазора до 1 см привело к срыву устойчивого режима разряда. По всей видимости, для дальнейшего продвижения в этом направлении нужна определенная (не плоская) форма электродов вблизи оси. Такие работы помимо сказанного интересны для локализации области генерации нейтронов.

В новой конфигурации плазменный фокус филипповского типа показал стабильность нейтронного выхода от выстрела к выстрелу на уровне современного плазменного фокуса мэйзеровского типа мегаджоульного уровня PF-1000 [12] рис. 5.

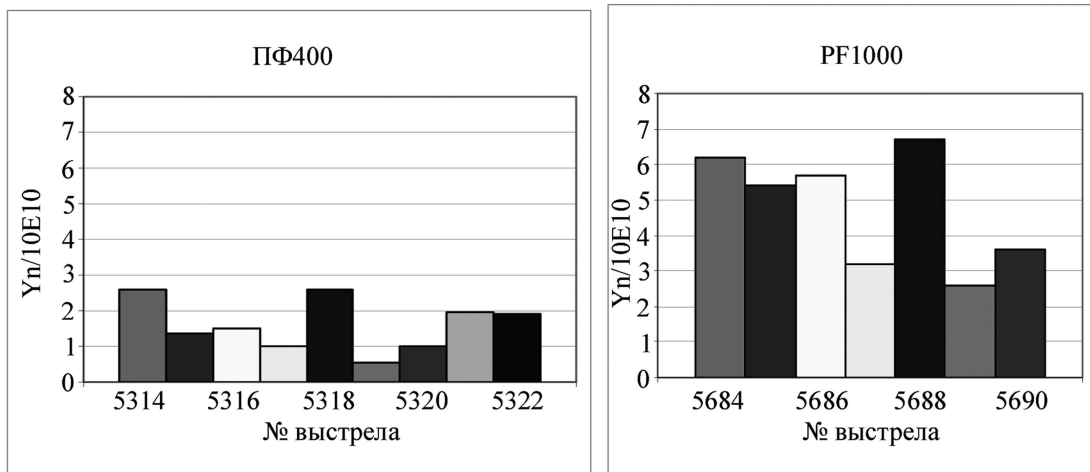


Рис. 5: Сравнение нейтронного выхода ПФ-400 и PF-1000 [12] в серии выстрелов.

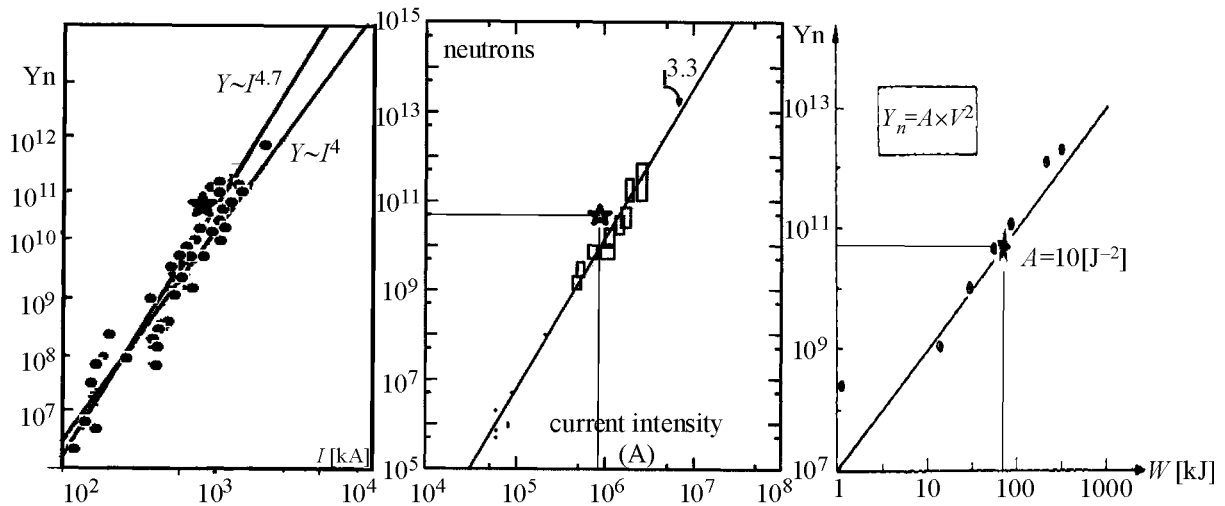


Рис. 6: Положение установки ПФ-400 (отмечено звездочкой) на нейтронном скэйлинге по току и энергии. Графики взяты из работ [5, 13, 14].

По нейтронному скэйлингу от тока и энергетики он также не отстает от мэйзеровских фокусов рис. 6. При этом плазменный фокус филипповского типа, как показано в [6], обладает большим и пока нереализованным потенциалом по увеличению тока в мегаамперной области.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки (ГК № 14.518.11.7006) и гранта Президента Российской Федерации для поддержки ведущих научных школ (НШ-354.2012.2).

## Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] V. A. Gribkov, B. Bienkovska, A. V. Dubrovsky, et al., *J. Phys. D:Appl.Phys.* **40**, 1977 (2007).
- [2] В. Н. Колокольцев, Б. П. Михайлов, Л. И. Иванов и др., *Перспективные материалы*, № 5, 18 (2011).
- [3] C. A. Coverdale, C. Deeney, A. L. Velikovich, et al., *Physics of plasmas* **14**, 022706 (2007).
- [4] В. В. Вихрев, В. Д. Королев, *Физика плазмы* **33**(5), 397 (2007).
- [5] J. Pouzo, *Proceedings of the 2d Symp. Ed. by E. Panarella*, Ottawa (NRC Research Press, National Research Council of Canada, Ottawa, 1999), p. 41.
- [6] В. Я. Никулин, С. Н. Полухин, *Физика плазмы* **33**(4), 304 (2007).
- [7] И. В. Волобуев, А. Е. Гурей, В. Я. Никулин, С. Н. Полухин, *Физика плазмы* **36**(12), 1075 (2010).
- [8] O. N. Krokhin, V. Ya. Nikulin, and I. V. Volobuev, in: *Proc. of 21st Symposium on Plasma Physics and Technology*, *Czech. J. Phys.* **54**, 359 (2004).
- [9] В.Я. Никулин, С.Н. Полухин, А.А. Тихомиров, *Физика плазмы* **31**(7), 642 (2005).
- [10] C. Goulan, H. Kroegler, Ch. Maisonnier, et. al., *Preprint C.N.E.N., No. 78.12/cc*, (CNEN, Frascati, Italy, July 1978).
- [11] В. И. Крауз, К. Н. Митрофанов, В. В. Мялтон и др., *Физика плазмы* **36**(11), 997 (2010).
- [12] B. Bienkowska, L. Karpinski, M. Paduch, and M. Scholz, *Czechoslovak Journal of Physics* **56**, Suppl. B., 377 (2006).
- [13] H. Schmidt, *Nukleonika* **56**(2), 107 (2011).
- [14] H. Schmidt, *Preprint IFP-87-5. (Institut für Plasmaforschung, Universität, Stuttgart, November 1987).*

Поступила в редакцию 22 мая 2012 г.