

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ «ПЛАЗМЕННЫЙ ФОКУС»

А.М. Жукешов, Б.М. Усеинов, А.У. Амренова, А.Т.Габдуллина, Ж.М. Молдабеков  
КазНУ им. аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан

Явление «плазменного фокуса» было открыто в середине XX века независимо друг от друга Н.В. Филипповым (СССР) [1] и Дж. Мэйзером (J. Mather, США) [2] в исследованиях, проводившихся по программе управляемого термоядерного синтеза (УТС). Экспериментальная установка с плазменным фокусом, или «плазменный фокус» (англоязычный эквивалент названия установки – dense plasma focus (DPF)) представляет собой двухэлектродный газонаполненный электроразрядный прибор. Острый интерес к себе ПФ вызвал у исследователей прежде всего тем, что в случае заполнения рабочей камеры ПФ разреженным изотопом водорода дейтерием, при прохождении через камеру разрядного тока, измеряемого обычно сотнями килоампер, внутри камеры происходит генерация мощного короткого импульса быстрых нейтронов и рентгеновского излучения [3].

Исследование плотных потоков плазмы, формирующихся в импульсном разряде высокой мощности, актуально, прежде всего, для развития представлений о структуре и динамике быстрых и плотных плазменных образований. Вопросы применения плазмы фокуса в термоядерных реакторах рассмотрены в работах [4-6] и некоторых других. При должном уровне понимания этих процессов открываются новые перспективы по созданию термоядерного реактора, в котором главную роль играет не нагрев плазмы, а ее формирование и структуризация. Также актуально изучать поведение материалов электродов реактора под воздействием плазменной радиации, вопросы распыления стенки и др. В Казахстане исследования по формированию плазмы проводятся авторами на установке КПУ-30. Энергетика установки составляет до 35 кДж, разрядный ток до 500 кА, длительность 14 мкс. На данной установке исследованы режимы, при которых формируются плотные и разряженные сгустки плазмы и изучена их динамика, а также изучены основные закономерности фокусировки плазменных пучков [7, 8].

Для получения плотной плазмы, точнее фокусировки пучка во времени и в пространстве, необходимо иметь не только большое значение разрядного тока, но и сделать это как можно быстрее, т.е. за короткий промежуток времени. Оценку времени можно сделать из простых соображений. Если температура термоядерной плазмы порядка  $10^8$  К, то тепловая скорость электронов будет

$$v = \sqrt{\frac{kT}{m}}, \quad (1)$$

где  $m$ - масса электрона,  $k$  – постоянная Больцмана. Оценка по формуле (1) дает для скорости термоядерной плазмы значение порядка  $10^7$  м/с. Геометрический размер плазменного фокуса  $L$ , как это следует из сообщений в научной литературе, порядка миллиметра или меньше. Тогда время прохождения электроном данного участка будет порядка

$$t = \frac{L}{v} \quad (2)$$

Оценка по этой формуле (2) дает величину порядка  $10^{-11}$  с. Как видим, это очень малый промежуток времени, с точки зрения практической электротехники. Согласно озвученной авторами проекта гипотезе, в зоне фокуса происходят колебания электронов и

ионов, частота которых пока неизвестна. Однако, в силу того, что в зоне фокуса присутствует сильное электрическое поле, можно предполагать, что колебания происходят под преобладающим действием электрической силы. Что касается действия магнитной силы, то в геометрии фокуса она создает дрейф в направлении, перпендикулярном силовым линиям, и ее влияние на эти колебания не учитываем. Сказанное поясняет геометрия фокуса, изображенная на рисунке 1.

В таком случае время пролета зоны фокуса определяется из действия электрической силы на точечный заряд массой  $m$

$$\frac{v}{t} = \frac{eE}{m} \quad (3)$$

Оценка по этой формуле дает значение порядка  $10^{-10}$  с для поля напряженностью  $10^6$  В/м. Тогда для частоты получим значение порядка  $10^{10}$  Гц, которая совпадает по порядку с плазменной частотой – частотой собственных продольных колебаний пространственного заряда (ленгмюровских колебаний) в однородной плазме отсутствие магнитного поля, если для плотности взять величину  $10^{15}$  см<sup>-3</sup>.

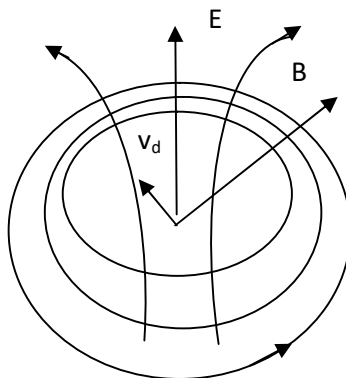


Рисунок 1– Схема формирования ПФ

Для установок ПФ с килоджоульной энергетикой индуктивность разряда определяется индуктивностью батареи и подводющих проводов, то есть можно пренебречь индуктивностью разрядной камеры и плазменного столба. Для нахождения амплитуды тока для такого LC-контура, пренебрегая активным сопротивлением пинча и подводющих кабелей, можно найти из закона сохранения энергии для данной цепи. С учётом того, что все конденсаторы одинаковы, получим

$$I_m = \sqrt{\frac{CU_m^2}{L}} = U_m \sqrt{\frac{nC_1}{L}}, \quad (4)$$

где  $C$  - это ёмкость конденсаторной батареи,  $C_1$  - это ёмкость одного конденсатора,  $n$  - число конденсаторов,  $L$  - индуктивность конденсаторной батареи, подводющих проводов и плазмы. Теоретическая оценка индуктивности в нашей модели дало значение индуктивности  $L = 10^{-7}$  Гн. Из расчётов, приведённых для различного числа конденсаторов следует, что с увеличением напряжения ток растёт почти линейно. Чем больше ёмкость, тем больше сила тока. Из анализа результатов реального эксперимента

по исследованию зависимости силы тока от напряжения, приведённые в [8], можно оценить значение индуктивности всей системы по формуле:

$$L = \frac{U^2 n C_1}{I_m^2} \quad (5)$$

Из расчетов следует, что с ростом емкости конденсаторной батареи (с увеличением числа конденсаторов) в два раза динамическая индуктивность увеличилась на  $0,8 \cdot 10^{-8}$  Гн. Таким образом, индуктивность всей системы складывается из постоянной индуктивности (конденсаторов, соединительных проводов и др.) равной на  $6,5 \cdot 10^{-7}$  Гн и динамической индуктивности плазмы равной  $10^{-7}$  Гн, т.е. индуктивность в реальном эксперименте должна быть  $7,5 \cdot 10^{-7}$  Гн.

Особенностью установок «плазменный фокус» является зависимость нейтронного выхода от энергии  $E$ , запасенной в конденсаторной батарее, и соответственно, от величины разрядного тока в момент пинчевания  $I_p$ :

$$Y_n = 10 E^2 \quad (6)$$

$$Y_n = 10^{-13} I_p^4 \quad (7)$$

Для установок ПФ килоджоульного диапазона можно пренебречь индуктивностью разрядной камеры и плазменного столба, и тогда индуктивность разряда будет определяться индуктивностью батареи и подводящих проводов. Величина максимального тока разряда, для данных установок находится по формуле (4), с учетом того, что энергия, запасенная в конденсаторной батарее равна:

$$E = \frac{C U_m^2}{2} \Rightarrow C U_m^2 = 2E, \quad (8)$$

уравнение (1) примет следующий вид:

$$I_m = \sqrt{\frac{2E}{L}} \quad (9)$$

Выразив из уравнения (9) энергию, и подставив полученное выражение в уравнение (6), получим:

$$Y_n = 2,5 \cdot I_m^4 L \quad (10)$$

Из уравнения (9) следует, что нейтронный выход для установок с килоджоульной энергетикой определяется величиной максимального тока разряда. Вычислим величину нейтронного выхода для экспериментальной установки, конденсаторная батарея, которой состояла от 9 до 18 конденсаторов типа ИК-50, каждый емкостью 3 мкФ, индуктивностью  $10^{-7}$  Гн. Максимальное напряжение на батарее 30 кВ. Максимальный нейтронный выход для установки с конденсаторной батареей емкостью 27 мкФ (9 конденсаторов) составил  $1,5 \cdot 10^9$  нейтрон/импульс, а для батареи емкостью 54 мкФ (18 конденсаторов)  $5,9 \cdot 10^9$  нейтрон/импульс.

Что касается диапазона мегаджоулей, связь между током и энергией установки уже не определяется соотношением (4). Нейтронный выход не зависит от энергии так, как рост энергии при постоянном напряжении зарядки батареи сопровождается увеличением количества параллельно включенных конденсаторов, что приводит к падению

индуктивности батареи. Напротив увеличение емкости батареи ведет к увеличению длительности разряда и к неизбежному увеличению длины электродов разрядной камеры для сохранения условия согласования момента прихода токовой оболочки к оси установки с максимумом тока. В итоге соотношение между величинами  $L_c$  и  $L_t$  становится обратным килоджоульному диапазону, то есть  $L_c \ll L_t$ . Амплитуда тока уже определяется индуктивностью камеры, а не конденсаторной батареи. Более того, дальнейшее увеличение емкости батареи уже не сопровождается повышением тока разряда, вследствие увеличения индуктивности камеры. Происходит насыщение тока разряда, и соответственно насыщение нейтронного выхода.

Концентрацию электронов можно найти воспользовавшись следующим выражением:

$$n_e = \frac{I^2 f_0 \mu_0 t}{4\pi \epsilon r^2} \quad (11)$$

где  $I$  – сила тока,  $f_0$  – частота,  $\mu_0$  – магнитная постоянная,  $r$  – расстояние между электродами,  $\epsilon$  – энергия ионизации. Из уравнения (11) следует, что концентрация электронов зависит от силы тока и расстояния между электродами, что иллюстрируется на рисунке 2.

На рисунке 2 видно, что концентрация электронов уменьшается при увеличении радиуса анода. Хорошо видно, что изменение силы тока контура так же оказывает влияние на концентрацию электронов, а именно увеличение тока ведет к увеличению концентрации. Также установлено, что на увеличение электронной температуры влияет увеличение силы тока, но при этом время импульса уменьшается. То есть при максимальном значении тока в 1 МА электронная температура примет свое максимальное значение 126 эВ, а время импульса будет минимальным 1 мкс. Для более точного определения значения максимальной электронной температуры необходимо рассчитать оптимальное соотношение размеров анода и катода. Получены данные, позволяющие определять значения электронной температуры при изменении радиуса анода от 0,25 см до 2,25 см.

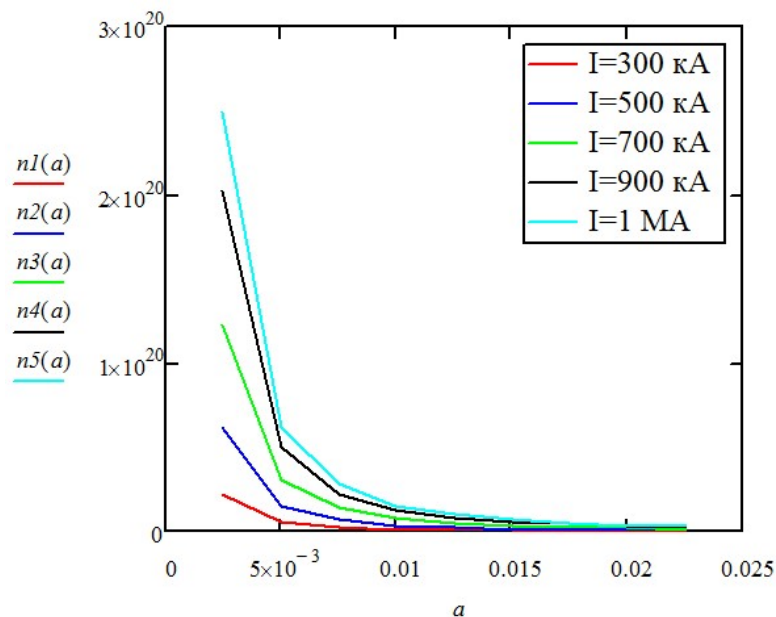


Рисунок 2 – График изменения концентрации электронов от расстояния между электродами при различных значениях силы тока

Таким образом, определено максимальное значение температуры и концентрации электронов по формулам электродинамической модели. Расчеты по электродинамической модели показывают, что концентрация электронов уменьшается при увеличении радиуса анода. При этом, увеличение тока ведет к увеличению концентрации. Также установлено, что на увеличение электронной температуры влияет увеличение силы тока, но при этом время импульса уменьшается.

Электронную температуру плазмы в ПФ можно определить при условии постоянства скорости радиального сжатия на стадии формирования ПФ из равенства газокINETического и магнитного давления. Условия, при которых газокINETическое давление плазмы  $n_e kT$  становится равным магнитному давлению  $\frac{H^2}{8\pi}$ , описываются

соотношением Беннета. Расчеты концентрации по формуле Беннета показали, что ее максимальное значение меняется от  $8,20 \cdot 10^{18}$  при температуре 100 эВ, до значения  $4,10 \cdot 10^{18}$  при температуре 200 эВ, при параметре электродов  $a_1 = 1,25 \text{ см}$ .

Таким образом, максимальное значение температуры и концентрации электронов, определенные по формулам электродинамической модели и по формулам Беннета, по порядку величины сравнимы. Однако, оценка температуры по разрядному току дает существенно заниженные значения. Это противоречие с одной стороны проявляет недостатки данных подходов, не учитывающих степень ионизации плазмы и другие кинетические параметры, но также и ставит задачу о развитии новых методов расчета, а также учета коллективных явлений в плазме.

#### СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Петров Д.П., Филиппов Н.В., Филиппова Т.И., Храбров В.А. Мощный импульсный газовый разряд в камерах с проводящими стенками // В сб. Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций. – Изд. АН СССР. – 1958. – Т. 4. – С. 170-181.
2. Mather J.W. Formation of the high-density deuterium plasma focus // Phys. Fluids. – 1965. – Vol. 8. – P. 366.
3. Filippov N.V., Filippova T.I., Khutoretskaia I.V., Mialton V.V., Vinogradov V.P. Megajoule Scale Plasma Focus as Efficient X-ray Source // Physics Letters A. – 1996. – № 211. – P. 168-171.
4. Gribkov V.A. Feasibility study for developing a hybrid reactor, based on the DPP – device // Atomkernenergie / Kerntechnik. – 1980. – Vol. 36, No3. – P.167.
5. Lerner E.J., Murali S.K. and Hapoub A. Theory and Experimental Program for p-B<sup>11</sup> Fusion with the Dense Plasma Focus // Journal of Fusion Energy. – 2011. – Vol. 30, Is.5. – P. 367-376.
6. Zakaullah M., Alamgir K., Shafiq M. Low-energy plasma focus as a Tailored X-ray source // Journal of Fusion Energy. – 2000. – Vol. 19, No. 2, – P. 143.
7. Baimbetov F.B., Zhukeshov A.M. and Amrenova A.U. Dynamics of Plasma Flow Formation in a Pulsed Accelerator Operating at a Constant Pressure // Technical Physics Letters. – 2007. – Vol. 33, No. 1. – P. 77–79.
8. Zhukeshov A. M., Amrenova A.U., Gabdullina A.T., Ibraev B.M. A plasma Formation in Pulsed Coaxial Gun at Continuously Filling Regime // American Journal of Physics and Applications. – 2013. – Vol. 1, No. 1. – P. 5-9.