



V ХАЛЫҚАРАЛЫҚ ФАРАБИ ОҚУЛАРЫ

Алматы, Қазақстан, 3-13 сәуір, 2018 жыл

**ӘБДІЛДИН ОҚУЛАРЫ:
ЗАМАНАУИ ФИЗИКАНЫҢ КӨКЕЙКЕСТІ МӘСЕЛЕЛЕРІ**
ҚР ҰҒА академигі Әбділдин Мейірхан Мұбаракұлының
80-жылдығына арналған атты
халықаралық ғылыми конференция
МАТЕРИАЛДАРЫ

Алматы, Қазақстан, 12-15 сәуір 2018 жыл

V МЕЖДУНАРОДНЫЕ ФАРАБИЕВСКИЕ ЧТЕНИЯ

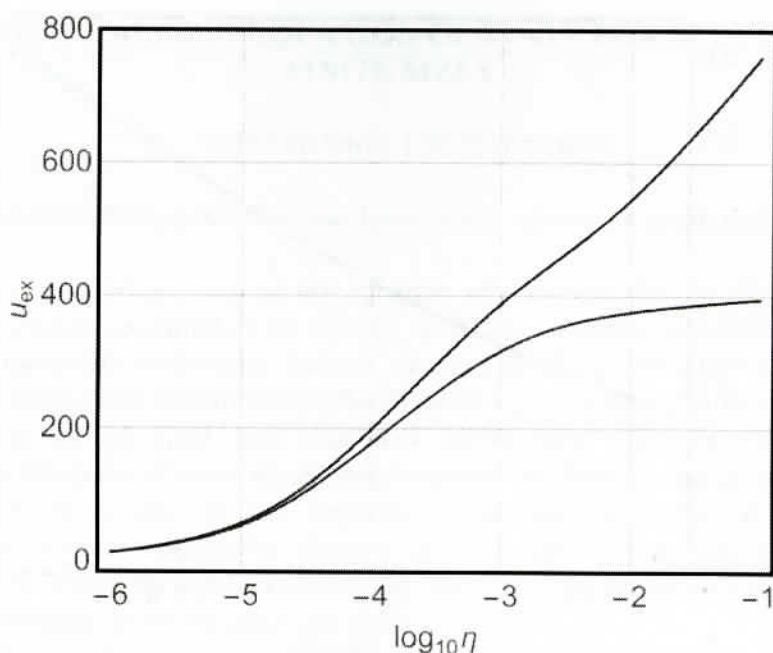
Алматы, Казахстан, 3-13 апреля 2018 года

МАТЕРИАЛЫ
международной научной конференции
АБДИЛЬДИНСКИЕ ЧТЕНИЯ:
АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКИ
посвященной 80-летию академика НАН РК
Абдильдина Мейрхан Мубаракovich
Алматы, Казахстан, 12-15 апреля 2018 года

V INTERNATIONAL FARABI READINGS

Almaty, Kazakhstan, 3-13 April 2018

MATERIALS
of the International Scientific conference dedicated
to the 80th anniversary of Academician of the NAS RK
Abdildin Meirkhan Mubarakovich
ABDILDIN READINGS:
ACTUAL PROBLEMS OF MODERN PHYSICS
Almaty, Kazakhstan, 12-15 April 2018



$$\tau = 1; \Gamma = 0.01; \eta = 10^{-3}$$

The red line: [3]; blue line: basic hyperchain approximation

Figure 6 - Correlation energy of the dust component as a function of $\log_{10}\eta$

Analysis of graphical dependencies allows us to draw the following conclusions. At low packing densities, the excess pressure increases with an increase in the concentration of dust particles, and at opposite densities an opposite pattern is observed, which is explained by a change in the charge of dust particles. With increasing packing density, the correlation energy for particles of finite dimensions exceeds the corresponding values for point particles.

References

1. Davletov A.E., Arkhipov Yu.V., Tkachenko I.M. Electric Charge of Dust Particles in a Plasma // *Contrib. Plasma Phys.* – 2016. – Vol.56, No.3-4. – P.308-320
2. Khrapak S.A., Thomas H.M. Practical expressions for the internal energy and pressure of Yukawa fluids // *Phys. Rev. E* – 2015. – Vol. 90. – P. 023108.
3. Khrapak S.A., Khrapak A.G., Ivlev A.V., Morfill G.E. Simple estimation of thermodynamic properties of Yukawa systems // *Phys. Rev. E.* – 2014. – Vol. 89. – P. 023102 (8 p.).

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

напряженным 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 напряженные 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 отсутствии магнитного поля, если для плотности взять величину 10^{15} см⁻³.

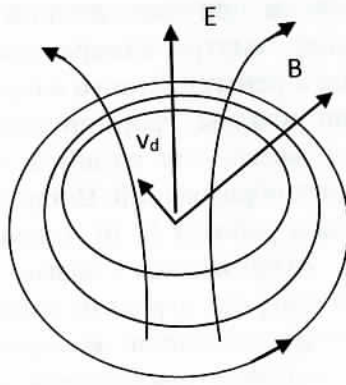


Рисунок 1– Схема формирования ПФ

Для установок ПФ с килоджоульной энергетикой индуктивность разряда определяется индуктивностью батареи и подводящих проводов, то есть можно пренебречь индуктивностью разрядной камеры и плазменного столба. Для нахождения амплитуды тока для такого LC-контура, пренебрегая активным сопротивлением пинча и подводящих 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, проводящих 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 :

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

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

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:

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

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, μ_0 – магнитная постоянная, r – расстояние между электродами, ϵ – 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.

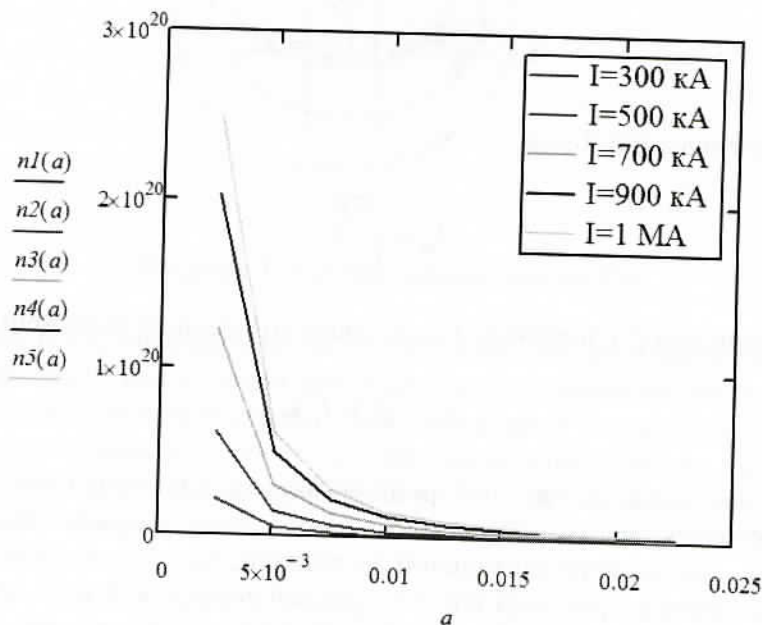


Рисунок 2 – График изменения концентрации электронов от расстояния между электродами при различных значениях силы тока

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 газокинетического и магнитного давления. Условия, при которых газокинетическое 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.