

# ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННЫЙ РАЗРЯД В ПЛОТНОЙ ГАЗОВОЙ СРЕДЕ И СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ, ЕГО ОСОБЕННОСТИ И ВОЗМОЖНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ

*Е.И. Скибенко*

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,  
Харьков, Украина*

*E-mail: Ykovtun@kipt.kharkov.ua*

Представлены в обобщающем виде результаты экспериментального исследования параметров пучково-плазменного разряда в плотной газовой среде, локализованной в вакуумном пространстве, и сильном магнитном поле. Рассмотрены особенности процесса образования плотной плазмы, ее нагрева, а также возможного применения.

## ВВЕДЕНИЕ

Из ранее опубликованных работ [1-15, 25] по проблеме пучково-плазменного взаимодействия следует, что параметры пучково-плазменного разряда (ППР) и интенсивность пучково-плазменного взаимодействия (ППВ) в значительной мере могут зависеть от параметров электронного пучка (уровня мощности, величины отношения  $v_{\perp}/v_{H}$ , формы пучка – сплошная или полая, степени и частоты его модуляции), магнитного поля (его конфигурации, напряженности, градиента), давления нейтрального газа, пространственного распределения плотности плазмы  $n(r)$  и др. Конечно, исследование влияния таких параметров разряда, как напряженность магнитного поля при выполнении условия  $\omega_{ce} / \omega_p \geq 1$ , высокие давления газовой среды, с которой взаимодействует электронный пучок, требовали достаточно высокого уровня магнитных и вакуумных технологий. Такой уровень физики и техники получения сильных магнитных полей и высокого вакуума при значительных газовых нагрузках (поток газа от  $10$  до  $10^3$  нейтр.см<sup>3</sup>/с) был достигнут в шестидесятые годы прошлого столетия в криогенно-плазменной лаборатории Р-3 ХФТИ, созданной в 1958 г. профессором Е.С. Боровиком, 95-летие со дня рождения которого отмечается в этом году. Все исследования по физике плазмы, в том числе исследования по созданию электронно-горячей плазмы высокой плотности, проводились при достаточно широком использовании достижений физики и техники низких (криогенных) температур для обеспечения высоких параметров плазменного эксперимента по напряженности магнитного поля, вакууму и плотности газовых сред, локализованных в пространстве, необходимых для проведения экспериментов по пучково-плазменному взаимодействию.

В настоящей работе была поставлена задача экспериментального исследования возможности получения и нагрева плазмы плотностью  $10^{14} \dots 10^{15}$  см<sup>-3</sup> пучковым методом. В пределах этого требовалось: 1) получить электроногорячую плазму с температурой несколько килоэлектронвольт в магнитном поле пробочной конфигурации; 2) исследовать условия ее образования и нагрева, ее пространственные и другие характеристики; 3) выяснить, какая доля энергии пучка передается плазме в области высоких плотностей плазмы и сильных магнитных полей; 4) выяснить возможность применения пучково-плазменного разряда (взаимодейст-

вия) в развитии магнито-плазменных сепарационных технологиях, направленных на укрупненное разделение отработанного ядерного топлива (ОЯТ) и радиоактивных отходов (РАО); 5) кроме того, сформировать аппаратно-экспериментальную базу с использованием низких (криогенных) температур для преодоления экспериментальных трудностей, связанных с получением сильных магнитных полей (до 7 Тл в пробке), плотных газовых мишеней (до  $10^{16}$  см<sup>-3</sup>), высокопроизводительных средств откачки ( $\sim 10^5$  л/с), высокоточных электронных пучков ( $\sim 10$  МВт) и т.д.

## 1. ФОРМИРОВАНИЕ АППАРАТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ БАЗЫ

Во введении были указаны необходимые для достижения поставленной цели величины напряженности магнитного поля (импульсного – до 10 Тл, стационарного – до 7 Тл), плотности ( $\sim 10^{16}$  см<sup>-3</sup>) стационарных и импульсных газовых потоков, локализованных в высоковакуумном пространстве, производительности откачных средств (до  $10^5$  л/с), расположенных в непосредственной близости от источников интенсивного газовойделения, мощности электронного пучка ( $\sim 10$  МВт, до 100 кВ, до 100 А). Перечисленные вопросы (проблемы) решались следующим образом.

1.1. Проблема магнитного поля была решена оптимизацией внешней геометрии соленоидов, их внутреннего построения и условий теплосъема. Оказалось, что оптимум внешней геометрии соленоида достигается при отношении  $\alpha/\beta=1,63$  и  $\beta(\alpha^2-1)=const$ , где  $\alpha=2a_2/2a_1$ ;  $\beta=2b/2a_1$ ;  $a_1$  – внутренний радиус соленоида;  $a_2$  – его наружный радиус;  $b$  – полудлина. Оптимум внутреннего построения соленоида требует межслойных каналов высотой  $0,5 \dots 1$  мм. Оптимум по теплосъему достигается при использовании криогентов при температуре  $T < T_{кип}$ , когда криогент представляет собой шугообразную смесь, т.е. смесь жидкой и твердой фаз. Катушки охлаждались либо жидким водородом, либо жидким азотом.

1.2. Эффективный ввод рабочего вещества в количестве  $0,1 \dots 1$  л/с в ограниченную область взаимодействия осуществлялся с помощью сверхзвуковой струи нейтрального газа (Ar или H<sub>2</sub>) с угловой расходимостью  $1 \dots 2^\circ$ , имеющей резкую границу мишень-вакуум ( $dn_0/dr = 5 \cdot 10^{14}$  част./см<sup>3</sup>·см).

1.3. Основу вакуумной откачки установки пучково-плазменного разряда составляли криогенные насосы. Водородный конденсационный насос производительностью  $2 \cdot 10^4$  л/с по азоту предназначался для предварительной откачки установки перед включением электронной пушки и охлаждением магнитных катушек. Для откачки сверхзвуковой струи использовался конденсационный насос производительностью по Ar  $5 \cdot 10^4$  л/с. Охлаждался насос либо жидким водородом (струя Ar), либо жидким гелием (струя  $H_2$ ).

1.4. Электронная пушка располагалась за пробкой в неоднородном магнитном поле. Изменяя угол наклона катода и анода пушки относительно оси магнитной системы, а также другие ее параметры ( $d$  – расстояние анод-катод,  $\gamma = H_{\max} / H_a$ , где  $H_{\max}$  – поле в пробке,  $H_a$  – поле в области анода), можно регулировать отношение поперечной составляющей энергии пучка к продольной. Максимальные параметры электронного пучка в эксперименте были следующие: ток 90 А, энергия 72 кВ, длительность импульса 200...400 мкс, плотность тока  $4,6 \cdot 10^6$  А/м<sup>2</sup>, импульсная мощность 6,5 МВт, энергосодержание 2,6 кДж, диаметр пучка 4...5 мм.

1.5. Для диагностики образовавшейся в пучково-плазменном разряде плотной высокотемпературной плазмы использовались различные методики и средства: СВЧ-зондирование на нескольких частотах ( $\lambda=30, 8$  и 4 мм), активная и пассивная корпускулярная диагностики, калиброванные электрические зонды (Ленгмюра), диамагнитные зонды, рентгеновская методика, термозонды и криогенные калориметры, СВЧ-приемники прямого усиления с набором предельных волноводов на длине волны  $\lambda=30, 8$  и 4 мм и на основе антимонита индия в суб-миллиметровой области спектра.

## 2. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ МЕТОДОМ ППР

В эксперименте производилось изучение параметров и условий образования плазмы с плотностью  $10^{13} \dots 10^{15}$  см<sup>-3</sup> в магнитной ловушке пробочной конфигурации (Рис.1) при инжекции в нее электронного пучка и взаимодействии его с нейтральным газом. Определены зависимости времени  $\Delta t$  нарастания плотности плазмы (Рис.2) и времени  $\tau_{\text{сущ}}$  ее существования (Рис.3) от параметров пучково-плазменного разряда, таких, как ток  $I_e$  и энергия  $E_e$  электронного пучка, напряженность  $H_0$  магнитного поля в центре ловушки, плотность  $n_0 L$  нейтрального газа в струе, соотношение  $\delta$  поперечной составляющей энергии  $E_{\perp}$  к продольной  $E_{\parallel}$  ( $\delta = E_{\perp} / E_{\parallel}$ ).

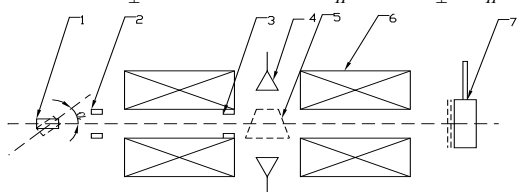


Рис.1. Схема экспериментальной установки ППР: 1 – электронная пушка; 2,3 – пояса Роговского; 4 – СВЧ-интерферометр; 5 – газовая мишень; 6 – магнитная система; 7 – цилиндр Фарадея, совмещенный с калориметром

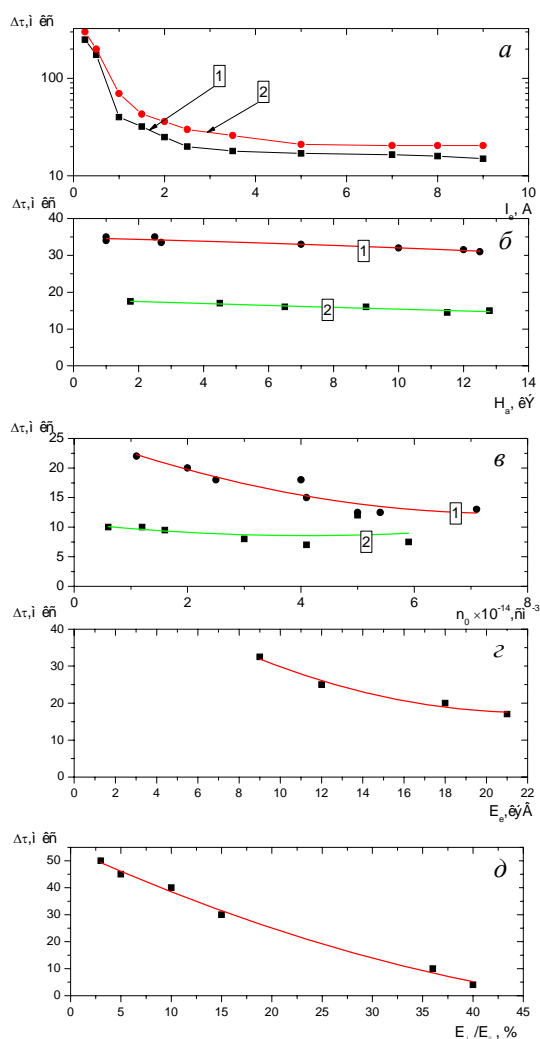


Рис.2. Зависимость времени образования плазмы от параметров разряда: тока пучка (а); напряженности магнитного поля (б); плотности нейтрального газа (в); энергии пучка (г) и поперечной составляющей энергии электронного пучка (д)

Установлено, что времена образования плотной плазмы в большинстве случаев намного меньше времени инжекции, составляя в среднем 5...30 мкс, и уменьшаются с увеличением тока электронного пучка, плотности нейтрального газа и поперечной составляющей энергии электронов пучка. С изменением величины магнитного поля от 0,5 до 15 кЭ это время практически не изменяется. Измеренная величина скорости ионизации  $((2 \dots 8) \cdot 10^{-8}$  см<sup>3</sup>/с) соответствует энергии электронов плазмы, производящих ионизацию нейтрального газа, около 20...40 эВ, что подтверждено также диамагнитными и СВЧ-измерениями. Наряду с исследованием условий образования аргоновой плазмы производилось исследование процесса создания водородной плазмы. Качественно зависимости  $\Delta t = f(H_0, n_0 L)$  для  $H_2$  повторяют аналогичные зависимости для Ar плазмы. Основное различие заключается в том, что для достижения условий экспоненциального роста плотности водородной плазмы требовались токи электронного пучка в 3-4 раза выше, чем для Ar, что находится в соответствии с величинами сечений ионизации электронами Ar и  $H_2$ . Измерения плотности плазмы в зависимости от тока электронного пучка позволили оценить энерге-

тические затраты на образование плотной плазмы в условиях пучково-плазменного разряда. Оказалось, что на создание аргоновой плазмы плотностью  $6 \dots 8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  требуются удельные затраты мощности  $\leq 100 \text{ Вт/см}^3$ . Для водородной плазмы эти затраты возрастают в 3-4 раза соответственно величинам сечений ионизации. Максимально полученная в эксперименте плотность плазмы составляет  $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (Рис.4). Из приведенных зависимостей следует, что в исследуемом диапазоне параметров разряда достигается 100% ионизация плазмы. При этом время существования плотной плазмы в несколько раз превосходит время инжекции электронного пучка и растет с увеличением температуры. При значениях плотности нейтрального газа  $n_0L = (1 \dots 3) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$  величина  $\tau_{\text{отс}}$  достигает максимального значения. Именно при этих значениях  $n_0L$  реализуются наиболее благоприятные условия для образования плотной плазмы ( $\Delta\tau$  – минимально,  $\tau_{\text{сущ}}$  – максимально) при данных условиях эксперимента. При импульсной мощности электронного пучка  $W_e \geq 50 \text{ кВт}$  достигается не только 100% степень ионизации аргоновой плазмы, но и происходит образование многозарядных ионов аргона.

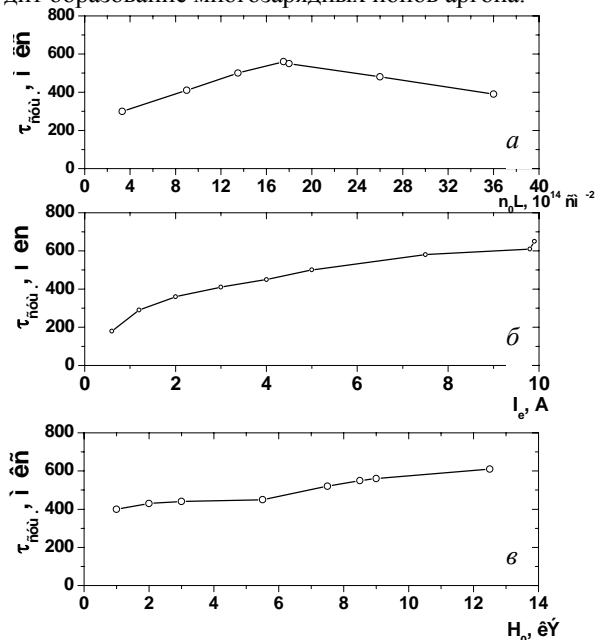


Рис.3. Зависимость времени существования плазмы от параметров разряда: а – плотности нейтрального газа; б – тока электронного пучка; в – магнитного поля.  $N_{\text{кр}} \geq 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$

Их средняя зарядность в центральном сечении ловушки достигает  $Z = 3-4$ . Исследования поперечного профиля плотности плазмы  $N = f(r)$  показали, что с ростом напряженности магнитного поля  $H_0 > 10 \text{ кЭ}$  плазма концентрируется в центральной части разряда, и отношение максимальной плотности плазмы к средней увеличивается, достигая 4. При этом наблюдаются значительные градиенты плотности по всему сечению ловушки. Знание пространственного распределения концентрации частиц плазмы позволило определить полное число частиц на единицу длины ловушки ( $\sim (5 \dots 10) \cdot 10^{15} \text{ част./см}$ ) и составить уравнение баланса в активный период разряда. Его решение показало, что основным видом потерь плазмы из ловушки является их уход вдоль

магнитного поля. Потери плазмы поперек магнитного поля составили около 10% от суммарных потерь.

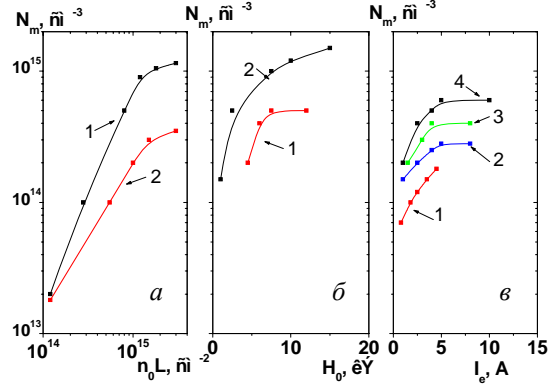


Рис.4. Зависимость максимальной плотности плазмы от параметров разряда: а – плотности нейтрального газа, 1 –  $E_e = 30 \text{ кэВ}$ ; 2 –  $15 \text{ кэВ}$ ;  $H_0 = 5 \text{ кЭ}$ ; б – напряженности магнитного поля, 1 –  $n_0L = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ; 2 –  $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ;  $E_e = 30 \text{ кэВ}$ ; в – тока электронного пучка, 1 –  $E_e = 9 \text{ кэВ}$ ; 2 –  $15 \text{ кэВ}$ ; 3 –  $22,5 \text{ кэВ}$ ; 4 –  $30 \text{ кэВ}$ ;  $H_0 = 5 \text{ кЭ}$ ;  $n_0L = 8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$

### 3. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА НАГРЕВА ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ МЕТОДОМ ППР

Измерение величины полных потерь энергии в плотной плазме производилось с помощью чувствительного криогенного гелиевого калориметра ( $3,6 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/см}^3$  испарившегося газа). На Рис.5 представлены зависимости коэффициента ослабления мощности пучка, как функция плотности нейтрального газа и напряженности магнитного поля в центре ловушки. Видно, что при взаимодействии с плазмой плотностью  $10^{14} \dots 10^{15} \text{ см}^{-3}$  в сильных магнитных полях ( $H_0 \sim 35 \text{ кЭ}$ ) электронный пучок может потерять до 70% своей первоначальной мощности. Величина коэффициента  $\eta$  растет с увеличением плотности нейтрального газа и напряженности магнитного поля.

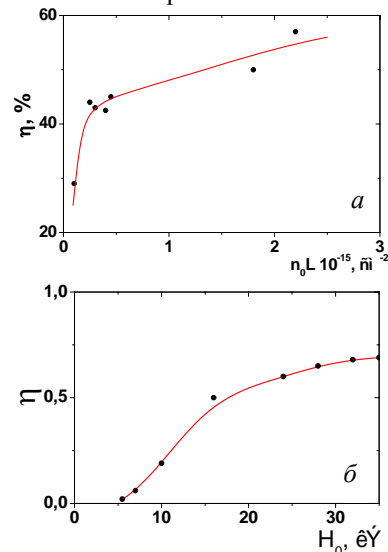


Рис.5. Зависимость коэффициента ослабления мощности пучка от плотности нейтрального газа (а) и напряженности магнитного поля (б)

Измерения энергосодержания плазмы  $NT$  ( $\text{эВ/см}^3$ ) диамагнитными зондами, размещавшимися в средней

части ловушки, позволили установить характер зависимости энергосодержания плазмы от величины магнитного поля. Было установлено, что нагрев плазмы сильно зависит от соотношения электронной плазменной частоты и электронной циклотронной частоты (Рис.6).

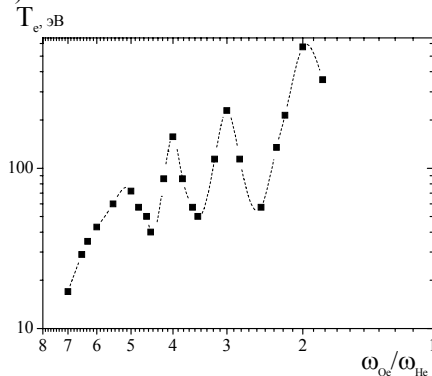


Рис.6. Зависимость электронной температуры плазмы пучково-плазменного разряда от соотношения электронной плазменной частоты  $\omega_{Oe}$  к электронной циклотронной частоте  $\omega_{He}$ .  $N_p = 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$

Важное значение для нагрева плазмы в пробконе имеет наличие поперечной составляющей энергии у электронов пучка. С увеличением  $\delta = E_{\perp} / E_{\parallel}$  от 6 до 38% энергосодержание плазмы увеличивается в 8-10 раз в магнитных полях более 30 кЭ и достигает абсолютных значений  $1,5 \cdot 10^{18} \text{ эВ/см}^3$  при  $N_p = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , что соответствует значению  $T_e = 3,75 \text{ кэВ}$ . Подтверждением того факта, что в процессе нагрева принимают участие все электроны плазмы, а не отдельная их группа, явились сравнительные измерения температуры плазмы с помощью диамагнитных зондов и разработанного СВЧ-метода [16], основанного на продольном зондировании магнитоактивной плазмы необыкновенной волной с  $\lambda = 3 \text{ см}$ . Показания обоих методик дают достаточно хорошее качественное совпадение результатов и подтверждают общую тенденцию в поведении электронной температуры плазмы разряда в зависимости от напряженности магнитного поля и времени. И также позволяют считать, что в нагреве плазмы участвуют все электроны, а не их часть, поскольку дисперсионные свойства плазмы определяются именно всеми плазменными электронами, а не группой захваченных ускоренных частиц. Энергосодержание плазмы определялось с помощью рентгеновской методики путем сравнения экспериментальных кривых поглощения рентгеновского излучения в алюминиевых фольгах с рассчитанными в предположении максвелловского распределения электронов плазмы по скоростям. В результате были получены зависимости электронной температуры плазмы от различных параметров разряда (Рис.7). Таким образом, показано, что энергосодержание плазмы растет с увеличением напряженности магнитного поля и мощности электронного пучка. Методом погружения вольфрамовой мишени в плазму было измерено радиальное распределение интенсивности рентгеновского излучения плазмы и ее температуры (Рис.8). В зоне пучка уровень излучения максимален и на один-два порядка величины превосходит собственное излучение плазмы. Это может быть вызвано торможением инжeksi-

руемых извне в плазму электронов на мишени. Вне пучка интенсивность излучения быстро падает, а начиная с радиуса  $r = 8 \text{ мм}$  вновь подрастает и при  $r = 16 \text{ мм}$  достигает максимума, после чего происходит спад интенсивности до уровня, определяемого собственным излучением плазмы в отсутствие мишени. Увеличение интенсивности излучения при  $r = 16 \text{ мм}$  происходит за счет роста температуры плазмы в этом слое (см. Рис.8,в). Это свидетельствует о нагреве плазмы вне зоны электронного пучка. Процесс нагрева плазмы сопровождается достаточно мощным СВЧ-излучением с частотами, лежащими в районе плазменных и верхних гибридных частот, которое регистрировалось приемниками, располагавшимися снаружи плазмы. Излучение носит надтепловой характер и не имеет выделенной поляризации (одинаково  $\parallel$  и  $\perp$  H). Установлено, что влияние на возбуждение СВЧ-колебаний и их амплитуду оказывают также начальные условия инъекции электронного пучка в магнитную ловушку. С ростом величины отношения  $\delta = E_{\perp} / E_{\parallel}$  происходит увеличение амплитуды колебаний и температуры плазмы. Мощность пучка при этом равнялась 3,5 МВт.

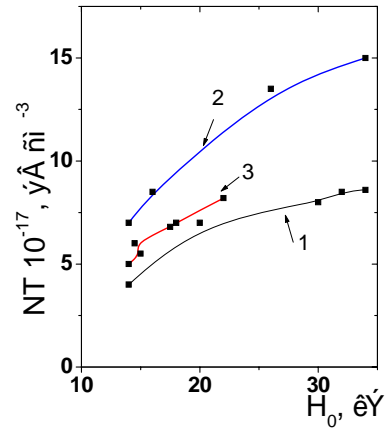


Рис.7. Зависимость энергосодержания плазмы  $NT$  от напряженности магнитного поля  $H_0$ .  $N_p = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . 1,2 – рентгеновские измерения; 3 – диамагнитный зонд; 1,3 –  $W_e = 0,6 \text{ МВт}$ ; 2 –  $3,6 \text{ МВт}$

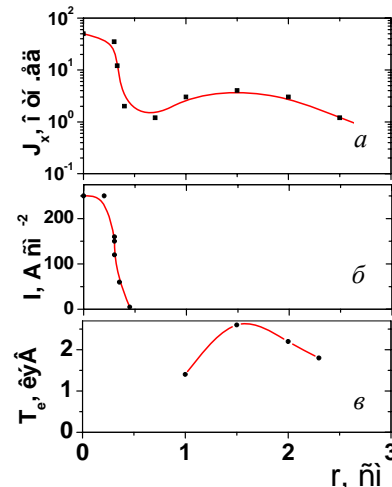


Рис.8. Радиальное распределение интенсивности рентгеновского излучения из плазмы (а), плотности тока электронного пучка (б) и электронной температуры (в) в средней части ловушки для направле-

ния зондирования, перпендикулярного движению сверхзвуковой струи газа

Наряду с нагревом электронов плазмы методами пассивной корпускулярной диагностики обнаружен нагрев ионов (Рис.9). Средняя энергия частиц составляет 100...200 эВ и растет с увеличением напряженности магнитного поля и мощности пучка. В этом случае величина  $E_{\perp}$  возростала до 400 эВ. Наряду с измерением термозондом потока энергии, уносимого из плазмы быстрыми нейтральными атомами (б.н.а.), с помощью анализатора б.н.а. производилось определение их энергетического распределения. Считая, что распределение ионов плазмы носит максвелловский характер, можно определить их температуру, которая по порядку величины согласуется с результатами термозондовых измерений. Энергосодержание  $NT_i$  плазмы по ионам составляет  $(6...8) \cdot 10^{16}$  эВ/см<sup>3</sup>, что более чем на порядок меньше энергосодержания  $NT_e$  плазмы по электронам, которое равняется  $1,5 \cdot 10^{18}$  эВ/см<sup>3</sup>. Величина  $NT_i$  составляет 5,3% от значения  $NT_e$ .

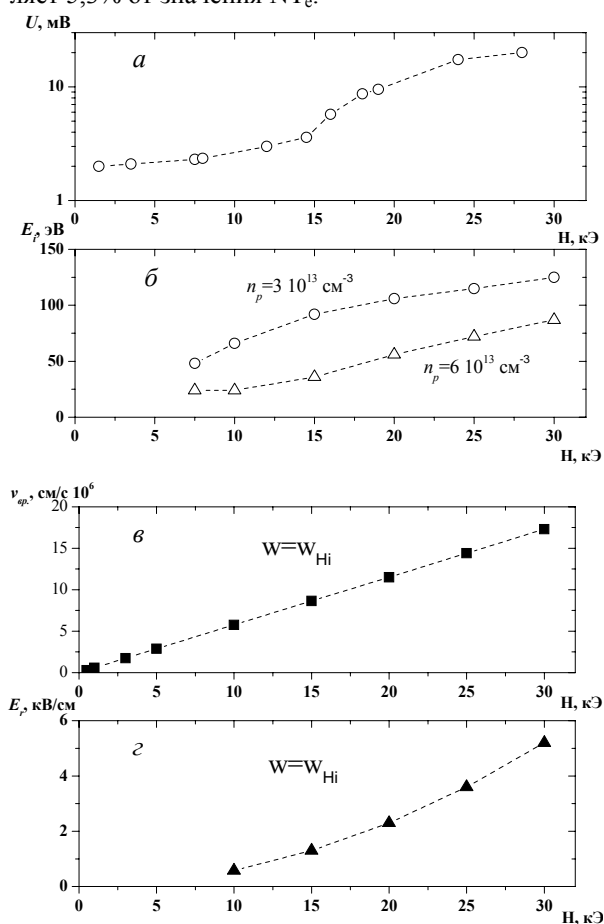


Рис.9. Зависимость амплитуды сигнала термозонда (а), средней энергии частиц плазмы поперек магнитного поля (б), расчетных величин скорости вращения плазмы (в) и напряженности радиального электрического поля (г) от напряженности продольного магнитного поля

#### 4. ОБСУЖДЕНИЯ И ВЫВОДЫ

1. Процессы, происходящие при взаимодействии электронного пучка с локализованной в вакуумном пространстве газовой мишенью, и приводящие к

образованию плотной и горячей плазмы, можно разделить на два характерных этапа. Первый из них характеризуется тем, что электронный пучок взаимодействует с нейтральным газом, и в результате ударной ионизации образует первичную плазму плотностью, меньшей или равной плотности пучка (около  $10^{10}...10^{11}$  см<sup>-3</sup>), степень ионизации которой мала и составляет  $\sim 10^{-2}\%$ . При этом электронный пучок возбуждает достаточно мощные СВЧ-колебания вблизи электронной циклотронной частоты подобно [7]. Нагреваясь в полях этих колебаний, электроны плазмы достигают энергий, необходимых для ионизации нейтрального газа. Второй этап развития разряда характеризуется быстрым ростом температуры электронов плазмы до 20...40 эВ, в связи с чем нарастает скорость ионизации до  $(2...6) \cdot 10^{-8}$  см<sup>3</sup>·с<sup>-1</sup>, и плотность плазмы изменяется по экспоненциальному закону. Это происходит тогда, когда начинают выполняться условия для возникновения длинноволновых пучковых неустойчивостей в цилиндрически симметричной, ограниченной плазме [1].

2. Электронный пучок с  $E_{\perp} \neq 0$  и величиной  $\delta = E_{\perp} / E_{\parallel} \leq 0,4...0,5$  в условиях нормального и аномального эффектов Доплера [1] возбуждает в плазме мощные продольные колебания на частотах, близких к гармоникам электронной циклотронной частоты, которые лежат вблизи плазменной и верхнегибридной частот. Поглощение возбуждаемых в плазме волн происходит на неоднородностях магнитного поля и плотности плазмы. Возможными механизмами, приводящими к нагреву электронов плазмы, являются циклотронный резонанс, при котором поглощение возбуждаемых в плазме колебаний происходит при  $\omega \sim \omega_{He}(z)$ , и верхний гибридный резонанс, который характеризуется поглощением волн, при  $\omega \sim \Omega(r)$ .

3. Увеличение температуры электронов плазмы вне зоны электронного пучка можно объяснить возбуждением в плазме колебаний с частотами  $\omega \sim \omega_{He}(z)$ ,  $\Omega = \sqrt{\omega_{oe}^2 + \omega_{He}^2}$ , которые распространяются поперек магнитного поля, затухают в некотором плазменном слое в результате гибридного резонанса,  $\omega \sim \Omega(r)$ .

4. Увеличение энергосодержания плазмы с ростом напряженности магнитного поля может быть объяснено возбуждением колебаний на частотах  $\omega_{He} \leq \omega \sim \omega_{He} \leq \omega_{oe}$ , которые распространяются вдоль магнитного поля и поглощаются в области циклотронного резонанса  $\omega \sim \omega_{He}(z)$ . Поглощение волн при  $H = \text{const}$  происходит в диапазоне циклотронных частот, соответствующих минимальному и максимальному значениям напряженности поля пробкотрона, т.е.  $H_0$  и  $H_{пр}$ . При этом условие поглощения на кратном циклотронном резонансе  $n = (\omega_{oe} / \omega_{He}) > 1$  легко удовлетворяется при движении волны вдоль оси ловушки. Энергия волны идет на ускорение частиц плазмы поперек магнитного поля, что приводит к эффективному захвату плазмы ловушкой. Таким образом, с увеличением магнитного поля появляется возможность нагрева электронов плазмы на гармо-

никах циклотронной частоты с меньшими номерами, вплоть до  $n=2$ , в которых заключена большая часть энергии колебаний.

5. Достижение максимума температуры электронов через несколько десятков микросекунд после появления характерного СВЧ-излучения можно понять в предположении, что ускорение электронов происходит стохастически. Для проверки этого проведем сравнение измеренного времени нагрева с результатами вычислений на основе [18,19], где произведен учет влияния конечности времени корреляции электрических микрополей в плазме в рамках квазилинейного приближения. Плазма с большой амплитудой колебаний рассматривается как набор осцилляций, которые в отдельности когерентны, но вместе некогерентны. Период времени, в течение которого электрон с известным значением перпендикулярной скорости при резонансно-циклотронном ускорении может находиться в фазе с ускоряющим полем, параллельным магнитному полю через одну область когерентности ограничен временем дрейфа. Ускорение до высоких энергий поэтому можно представить как квазистохастический процесс, при котором отдельные этапы – это короткие интервалы циклотронного ускорения. Из проведенных вычислений следует, что при  $(\omega_{ce}/\omega_{He}) \leq 2$  и напряженности микрополей в плазме  $E > 0,25$  кВ/см наблюдается удовлетворительное согласие экспериментальной и расчетной величин времени нагрева.

6. Измеренная величина средней энергии ионов составила около 200 эВ. Возможное объяснение факта нагрева ионов плазмы может быть связано с возникновением в разряде радиального электрического поля [14], приводящего к вращению плазмы, помещенной в продольное магнитное поле, с равновесной круговой частотой  $\omega_{вр}$ . Относительное движение различных по заряду и массе компонент плазмы приводит к неустойчивости плазмы относительно продольных колебаний вращающейся плазмы и возникновению ионно-циклотронных колебаний с частотами и инкрементами порядка ионно-циклотронной частоты ( $\omega \sim \omega_{Hi}$ ), когда частота вращения становится порядка  $\omega_{Hi}$ . Полагая  $eU \sim kT$ , получаем напряженность электрического поля  $E_r = eU/r$ . Знание величины напряженности электрического поля  $E_r$  позволяет оценить частоту  $\omega_{вр}$  и скорость  $v_{вр}$  вращения плазмы, среднюю энергию ионов. На Рис. 9, в, г приведены расчетные зависимости скорости вращения плазмы в скрещенных  $\vec{E}$ -и  $\vec{H}$ -полях и напряженности радиального электрического поля от напряженности магнитного поля для случая  $\omega_{вр} \approx \omega_{Hi}$  и принятых параметров разряда и установки, что подтверждает достигнутый эффект нагрева ионов.

## 5. ВОЗМОЖНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ

1. Изначально задача образования плотной электронно-горячей плазмы (на основе пучково-плазменного разряда) связывалась с идеей создания эффективного ионизатора пучков быстрых нейтральных атомов, необходимого для реализации проекта профессора Е.С. Боровика по разработке магнитных ловушек большого объема, который в

первоначальном виде в 60-е годы прошлого столетия не был реализован, хотя физико-технические аспекты разработки такого ионизатора были реализованы в 70-е годы [20, 21]. В последующем подобная идея нашла воплощение в экспериментах на установке “ГОЛ” ИЯФ СО РАН.

2. Разработка и использование новых радиационных технологий модифицирования материалов (РТММ) позволяют получать новые материалы и улучшать их эксплуатационные свойства [22]. Перспективными являются методы, включающие комбинации различных источников частиц, источников плазмы и концентрированных потоков энергии (КПЭ) в одной установке, комбинации различных РТММ [23]. В связи с этим представляется интересным использование для этих целей плазмы, образующейся при пучково-плазменном взаимодействии [24], так как в этом случае в плазме возможно существование двух групп ускоренных электронов – электронов с энергией порядка энергии инжекции или превышающей ее (сотни килоэлектронвольт) и термализованных электронов (от нескольких до десяти килоэлектронвольт). При этом следует указать на следующие аспекты, демонстрирующие преимущества такого применения по сравнению с другими технологиями: возможность плавной регулировки параметров воздействия на поверхность металлов (плотности, температуры, времени существования плазмы, т.е. воздействия); большая апертура воздействия; значительная длительность обработки поверхности.

3. Анализ результатов проведенных расчетов и экспериментов показывает, что пучково-плазменный разряд может быть использован в качестве средства создания сепарационной многокомпонентной плазмы и селективного разделения элементов и их стабильных изотопов с самовозбуждением электронно-циклотронных и ионно-циклотронных колебаний и самостоятельным нагревом электронов и ионов образуемой плазмы. Существенным достоинством данного метода создания плазмы для сепарационных технологий является тот факт, что электронный пучок от внешнего источника в вакууме и продольном магнитном поле распространяется практически без потерь на любые расстояния в пределах выбранных размеров сепарирующих устройств, т.е. плазма может быть образована в любой точке транспортного (инжекционного) тракта длиной в несколько метров, а именно, в зоне разделения. Кроме того, использование физических механизмов, приводящих к самовозбуждению ВЧ-колебаний, необходимых для создания и нагрева сепарационной многокомпонентной плазмы, несколько упрощает компоновку и систему сепаратора и снижает жесткость требований к отдельным его узлам, в частности, к магнитной системе.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Я.Б. Файнберг // *Атомная энергия*. 1961, т.11, с.313.
2. И.Ф. Харченко, Я.Б. Файнберг, Р.М. Николаев, Е.А. Корнилов, Е.И. Луценко, Н.С. Педенко // *Ядерный синтез, дополнение*. 1962, т.3, с.1101.



3. L.D. Smullin, W.D. Getty // *J. Appl. Phys.* 1963, v.34, p.3421.
4. I. Alexeff, K. Estabrook, A. Hirose, et al. // *Physical Review Letters*. 1970, v.25, №13, p.848-851.
5. Е.Г. Шустин, В.П. Попович, И.Ф. Харченко // *ЖТФ*. 1969, т.39, с.993.
6. M. Seidl, P. Sunka // *Nuclear Fusion*. 1967, №7, p.237.
7. Е.А. Корнилов, О.Ф. Ковпик, Я.Б. Файнберг и др. *Взаимодействие пучков заряженных частиц с плазмой*. Киев: «Наукова думка», 1965, 36 с.
8. К. Миямото. *Основы физики плазмы и управляемого синтеза*. М.: «Физматлит», 2007, 424с.
9. Е.А. Корнилов, О.Ф. Ковпик., Я.Б. Файнберг, И.Ф. Харченко. *Взаимодействие пучков заряженных частиц с плазмой*. Киев: «Наукова думка», 1965, с. 24-35.
10. А.С. Бакай // *ЖЭТФ*. 1970, т.59, №7. с.116-127.
11. А.С. Бакай, Е.А. Корнилов, С.М. Криворучко // *Письма в ЖЭТФ*. 1970, т.12, №2, с.69-73.
12. Г.П. Березина, Я.Б. Файнберг, А.К. Березин // *Атомная энергия*. 1968, т.24, №5, с.465-466.
13. А.Б. Михайловский, В.С. Цыпин // *Письма в ЖЭТФ*. 1966, т.3, №5, с.247-250.
14. В.В. Долгополов, В.Л. Сизоненко, К.Н. Степанов // *УФЖ*. 1973, т.18, №1, с.18-28.
15. А.Б. Михайловский. *Теория плазменных неустойчивостей*. М.: Атомиздат, 1970, т.2, 360 с.
16. М.Ю. Бредихин, А.И. Маслов, А.И. Скибенко, Е.И. Скибенко, И.П. Фомин, В.Б. Юферов // *Теплофизика высоких температур*. 1972, т.10, №6, с.1188-1194.
17. А.Б. Михайловский. *Теория плазменных неустойчивостей*. М.: «Атомиздат», 1977, т.1360 с.
18. Т.Н. Stix // *Phys. of Fluids*. 1964, v.7, p.1960.
19. Ф.Г. Басс, Я.Б. Файнберг, В.Д. Шапиро // *ЖЭТФ*. 1965, т.49, 329 с.
20. Е.И. Skibenko, A.I. Maslov, V.B. Yuferov // *Sov. Phys. Tech. Phys.* 1976, v.20, №4.
21. М.Ю. Bredikhin, A.I. Maslov, A.I. Skibenko, et al. // *Sov. Phys. Tech. Phys.* 1971, v.16, №4, 544 p.
22. Б.А. Калинин // *ВАНТ. Серия «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»*. 1998, в.1 (64), 2(68), с.122-124.
23. Б.А. Калинин, В.Л. Якушин, В.И. Польский // *Изв. вузов: Физика*. 1994, №5, с.109-126.
24. Е.И. Скибенко, В.Б. Юферов // *ВАНТ. Серия «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»*. 1998, в.3(69), 4 (70), с.187-189.
25. L.D. Smullin // *A Review of the Beam Plasma Discharge*. Massachusetts, USA. 1980. 21p.

*Статья поступила в редакцию 01.06.2010.*

#### **BEAM-PLASMA DISCHARGE IN A DENSE GASEOUS MEDIUM AND HIGH MAGNETIC FIELD, ITS FEATURES AND POSSIBLE APPLICATIONS**

*E.I. Skibenko*

The paper presents the generalized results of experimental investigations on the parameters of a beam-plasma discharge in the dense gaseous medium localized in the vacuum space and high magnetic field. The peculiarities in the process of dense plasma formation, its heating and possible application are under consideration.

#### **ПУЧКОВО-ПЛАЗМОВИЙ РОЗРЯД В ЩІЛЬНОМУ ГАЗОВОМУ СЕРЕДОВИЩІ І СИЛЬНОМУ МАГНІТНОМУ ПОЛІ, ЙОГО ОСОБЛИВОСТІ І МОЖЛИВЕ ВИКОРИСТАННЯ**

*Є.І. Скібенко*

Наведено в узагальненому вигляді результати експериментального дослідження параметрів пучково-плазмового розряду в щільному газовому середовищі, локалізованому у вакуумному просторі, і сильному магнітному полі. Розглянуто особливості процесу утворення щільної плазми, її нагрівання, а також можливого використання.