

УДК 533.916.03:621.039.61

© 1993 г. ДИМОВ Г. И., КАБАНЦЕВ А. А., КУЗЬМИН С. В.,  
СОКОЛОВ В. Г., ТАСКАЕВ С. Ю.

### ТЕРМОИЗОЛИРОВАННАЯ МИШЕННАЯ ПЛАЗМА В ПРОБКОТРОНЕ «АМБАЛ-Ю»

При заполнении открытых магнитных ловушек мишенной плазмой через пробку показана принципиальная возможность получения термобарьера между газоразрядным источником и образующейся при этом в пробкотроне плазменной мишенью. Без применения дополнительных систем нагрева (ВЧ мощность, нейтральные пучки, магнитная компрессия) в пробкотроне «Амбал-Ю» из квазистационарного плазменного источника с низкой температурой  $\sim 10$  эВ получена горячая мишенная плазма с плотностью  $\sim 3 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$  и температурой электронов более 50 эВ. Высокая температура ионов ( $T_i/T_e \gg 1$ ) обусловлена их нагревом на неустойчивости Кельвина — Гельмгольца. В специально выбранной топологии магнитного поля в ловушке наблюдается термоизоляция от источника плазмы нагреваемого ионами электронного компонента. Измеренные распределения плотности, потенциала и температуры плазмы подтверждают наличие термобарьера, локализованного во входной пробке ловушки.

#### Введение

Одним из наиболее традиционных сценариев получения горячей плазмы в открытых магнитных ловушках предусматривается предварительное создание в них относительно холодной мишенной плазмы для последующего захвата на этой плазме инжектируемых атомарных пучков либо для нагрева ВЧ излучением. Заполнение ловушки мишенной плазмой чаще всего осуществляется с помощью газоразрядных источников, расположенных на торцах установки (рис. 1). В такой схеме плазма из источника проникает в ловушку через концевую магнитную пробку, двигаясь вдоль силовых линий в виде плазменной струи.

Важной характеристикой мишенной плазмы является температура электронов, определяющая как степень ионизации плазмы, так и энергетическое время жизни образующихся горячих ионов. Температура электронов в струях мишенной плазмы, измеренная различными методиками, составляет типичную для подобных импульсных дуговых источников величину  $\sim 10$  эВ. В варианте работы с интенсивными нейтральными пучками на этапе предварительного накопления горячей плазмы (при работающем плазменном источнике) при такой низкой температуре электронов мишенной плазмы возникает серьезная проблема, связанная с относительно быстрым торможением горячих ионов на электронах. Так, при температуре электронов  $T_e = 10$  эВ и плотности  $n_e = 10^{14}$  см $^{-3}$  характерное время столкновительного обмена энергией между горячими ионами и электронами составляет

$$\tau_{ie} = \frac{3 \sqrt{m_e} T_e^{3/2} m_i}{8 \sqrt{2\pi} n_e e^4 m_e} \sim 10 \text{ мкс.} \quad (1)$$

Данный процесс может быть главным, определяющим энергетическое время жизни горячей плазмы. Хотя ионы эффективно отдают свою энергию

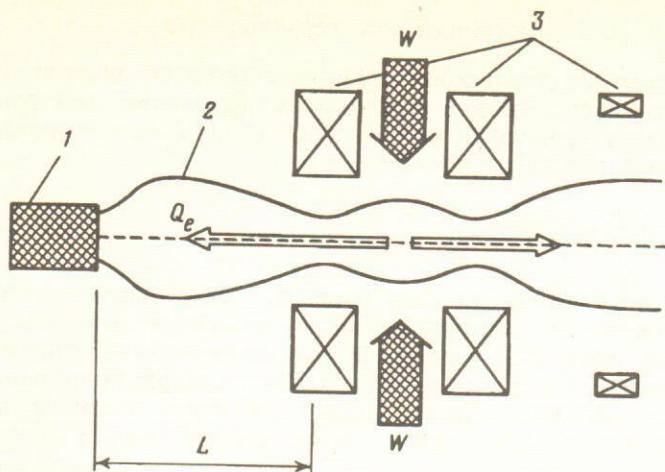


Рис. 1. Схема заполнения открытой ловушки мишенной плазмой: 1 — источник плазмы, 2 — плазменная струя, 3 — катушки магнитного поля ловушки

электронам, из-за значительных потерь тепла по каналу электронной теплопроводности на источник плазмы, где температура электронов практически фиксированная, значительного увеличения электронной температуры и соответственно энергетического времени жизни горячих ионов не происходит. Оценка величины перепада температур  $T_e$  между источником и ловушкой (см. рис. 1) при подводимой мощности  $W \sim 1$  МВт, характерном диаметре плазмы  $\sim 10$  см, расстоянии от источника до пробкотрона  $L \sim 1$  м и указанных выше плотности и электронной температуры составляет  $\sim 10$  эВ. С увеличением  $T_e$  этот перепад температур становится еще меньше (коэффициент электронной теплопроводности пропорционален  $T_e^{5/2}$ ).

На установке «Амбал-Ю» [1] при работе по описанному выше сценарию была получена популяция ионно-горячей плазмы [2] со средней энергией ионов  $\sim 8$  кэВ, плотностью  $\sim 10^{13}$  см $^{-3}$  в объеме  $\sim 3$  л. В указанных экспериментах энергия пучков атомов водорода составила 18 кэВ, а захваченный мишенной плазмой ток инжекции достигал 70 экв.А. Вычисленная при номинальном поле в пробкотроне  $B \sim 0,67$  Тл средняя величина  $\beta$  составляла 9%. Электронная температура мишенной плазмы была 10 эВ, прирост же  $T_e$  в течение атомарной инжекции не превышал приведенной выше оценки.

Для того чтобы избежать описанной ситуации и при работающем источнике мишенной плазмы с помощью атомарной инжекции получить более значительный прирост электронной температуры, необходимый для перехода к квазистационарному режиму накопления и поддержания горячей плазмы, требуется каким-то образом снизить мощность тепловых потерь по электронному каналу на дуговой источник.

Данная работа посвящена экспериментальной демонстрации возможности создания термобарьера, изолирующего электронный компонент в пробкотроне от плотной и холодной плазмы в запробочной области вблизи источника. Приведенный механизм образования термобарьера позволяет объяснить высокую (по сравнению с источником) ионную и электронную температуры плазмы в ловушке, полученные в данном эксперименте. По мнению авторов, аналогичные процессы имели место и в экспериментах на установке 2ХИВ [3], что и объясняет полученную там неожиданно высокую температуру  $T_e \approx 40$  эВ в мишенной плазме от традиционного газоразрядного источника.

## Формирование термобарьера

Профиль электростатического потенциала вдоль силовых линий магнитного поля для максвелловской функции распределения электронов можно найти, интегрируя уравнения, приведенные в [4]. В изотермическом случае имеем известное распределение Больцмана:

$$\varphi(z) = \varphi_0 + \frac{T_e}{e} \ln(n(z)/n_0). \quad (2)$$

Для образования потенциального барьера, разделяющего электроны по областям движения, достаточно создать локальный минимум плотности плазмы между ловушкой и плазменным источником. Возникающий при этом потенциальный горб для электронов будет эффективно снижать электронную теплопроводность вдоль плазменной струи в случае, если длина пробега электронов  $\lambda_e > L_p$ , где  $L_p$  — продольный размер потенциального горба. Следует подчеркнуть, что при  $\lambda_e \ll L_p$  электронная теплопроводность не зависит от наличия потенциального барьера.

Такой локальный минимум плотности может быть образован с помощью специального устройства, называемого «Gas-box» [3], т. е. путем дополнительного локального напуска газа в область транспортировки плазменной струи. Этот газ, ионизуясь, увеличивает концентрацию плазмы, и, следовательно, образуется локальный минимум плотности между местом инъекции пучков нейтралов и местом напуска газа (даже при однородной плотности мишенной плазмы). Другая возможность, реализованная в описываемых экспериментах, заключается в использовании специфических свойств газоразрядного источника, позволяющих получить плазменную струю с анизотропной функцией распределения ионов, и топологии магнитного поля ловушки.

Плазменный источник представляет собой помещенную в продольное магнитное поле газоразрядную коаксиальную ячейку [5]. Генерируемая плазма имеет типичные для таких источников параметры: плотность  $n \sim 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, температура как ионов, так и электронов  $T \sim 10$  эВ, потоковая скорость  $V \leq V_{Ti}$ . Замагниченность электронного компонента приводит к выносу в плазменный поток напряжения на разряде, и в плазменной струе появляется неоднородное радиальное электрическое поле. Как было показано в [6], при дифференциальном вращении в скрещенных полях в плазменной струе развивается неустойчивость Кельвина — Гельмгольца (НКГ), которая эффективно греет ионы, и их температура возрастает до значений  $T_i \sim 50$  эВ. Температура ионов (как продольная, так и поперечная) измерялась по рассеянию быстрых атомов на ионах плазмы, времяпролетным и цезиевым энергоанализаторами нейтралов перезарядки, тройным макрозондом. Все перечисленные методики дают хорошо согласующиеся между собой результаты [7]. Дальнейший рост  $T_i$  ограничен теплообменом с электронами, температура которых мало изменяется на длине струи вследствие стока мощности нагрева на источник по электронной теплопроводности. Следует отметить, что, хотя на НКГ происходит накачка энергии в поперечную температуру, сильного различия в  $T_{\perp}$  и  $T_{\parallel}$  не наблюдается [7], так как время релаксации температур при указанных параметрах плазмы составляет всего 3 мкс, что соответствует характерной длине релаксации по течению  $\lambda_p \sim 10$  см.

В адиабатическом режиме течения плазменной струи в области увеличения ведущего магнитного поля (в пробке) функция распределения ионов становится анизотропной ( $T_{\parallel} < T_{\perp}$ ), часть плазменного потока отражается, и происходит уменьшение плотности струи. Это приводит к росту времени выравнивания температур  $T_{\perp}$  и  $T_{\parallel}$ , а их сильная анизотропия  $T_{\perp} \gg T_{\parallel}$ , поддерживаемая продолжающейся накачкой энергии в  $T_{\perp}$  на НКГ, в свою очередь способствует дальнейшему уменьшению плотности. Таким образом,

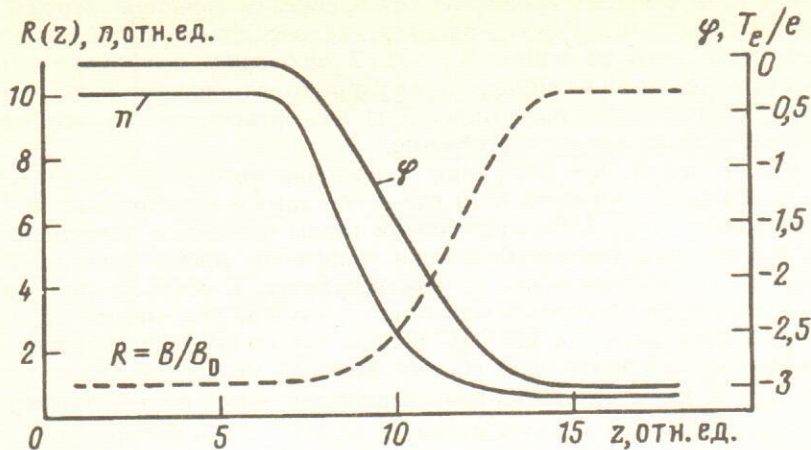


Рис. 2. Схема формирования потенциального барьера для электронов

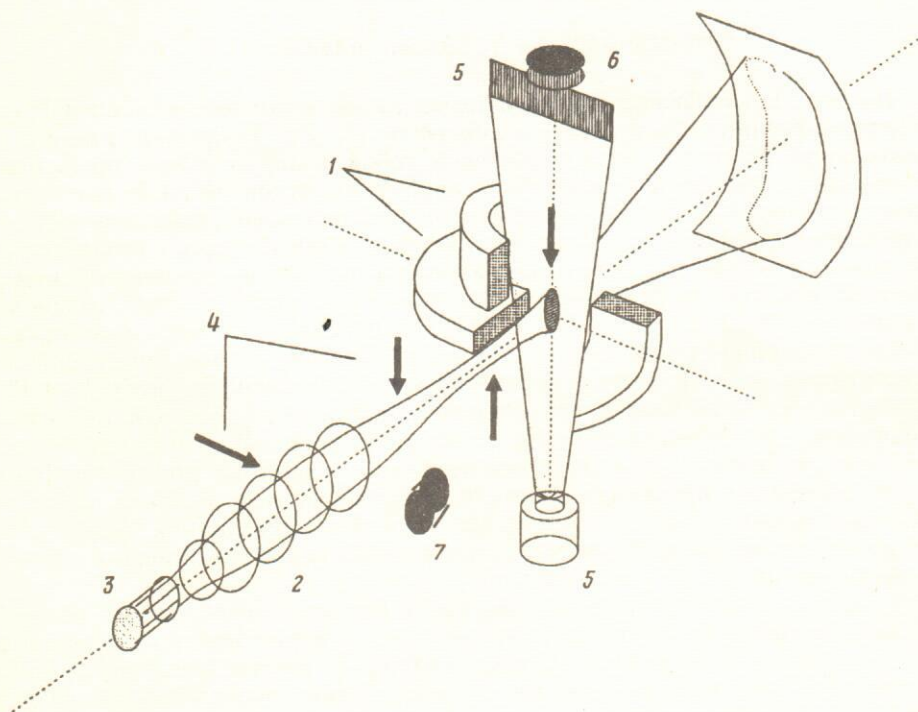


Рис. 3. Схема установки «Амбал-ИОМ»: 1 — катушки типа «Инь-Янь» магнитного поля пробкотрона; 2 — транспортирующий соленоид; 3 — источник плазмы; 4 — ленгмюровские тройные зонды; 5 — система диагностики по ослаблению нейтрального пучка; 6 — регистрация излучения  $H_{\alpha}$ , определение температуры ионов по доплеровскому уширению линии нейтралов перезарядки; 7 — фотоэлектронный спектрометр (ФЭС).

при достаточно быстром нарастании магнитного поля вдоль движения плазменной струи ( $|B/(dB/dz)| < \lambda_p$ ) в области пробки образуется необходимый для формирования термобарьера минимум плотности плазмы, величина которого может быть аппроксимирована следующим скейлингом:

$$n(R) \sim n_0 (1 - \sqrt{1 - 1/R}), \quad (3)$$

где  $R = B/B_0$  — текущее пробочное отношение по течению струи. Более точные и совершенные фоккер-планковские расчеты по балансу частиц в ловушке здесь явно излишни. На рис. 2 приведены графики плотности, электростатического потенциала и пробочного отношения вдоль течения плазменного потока. По известному  $R(z)$  из соотношения (3) вычислялась  $n(z)$ , затем  $\varphi(z)$  из (2) соответственно.

Из рис. 2 видно, что даже при умеренном пробочном отношении  $\sim 5$  можно иметь спад плотности в 10 раз и тем самым потенциальный барьер для электронов  $\sim 2 T_e$ . Сформированный таким образом в области входной пробки термобарьер уменьшает потери энергии из пробкотрона по каналу электронной теплопроводности и, как результат, в ловушке должна подняться температура электронов мишенной плазмы за счет нагрева последних от ионов, нагреваемых на НКГ. С ростом температуры электронов будет расти время столкновительного обмена энергией между ионами и электронами ( $\sim T_e^{3/2}$ ) и, как следствие, произойдет дальнейший подъем температуры ионов, т. е. отрыв температуры ионов ( $T_i/T_e \gg 1$ , определяющийся балансом потоков энергии от ВЧ полей, генерируемых НКГ, к ионам и от ионов к электронам [7]) еще более возрастет.

### Эксперимент на установке «Амбал-ЮМ»

На рис. 3 приведена принципиальная схема установки «Амбал-ЮМ» — модернизированной установки «Амбал-Ю» [1, 2]. Установка состоит из плазменной ловушки, представляющей собой квадрупольный пробкотрон «Инь-Янь» с абсолютным « $\text{min-B}$ » и пробочным отношением 2. Магнитное поле в пробке 1,3 Тл. Плазменная струя из источника транспортируется через дополнительный соленоид, состоящий из пяти катушек с независимым питанием каждой, что позволяет изменять пробочное отношение между входной пробкой и соленоидом. Максимальное поле в этом соленоиде составляет  $\sim 0,25$  Тл ( $R_{\text{min}} \sim 5$ ). В области перехода из бака источника в объем соленоида расположена система диафрагм, позволяющая при соответствующем выборе магнитного поля отсекалть газоплазменное гало [2], образующееся в результате взаимодействия плазменной струи и вытекающего из источника рабочего газа (водорода). Большой объем бака  $V \sim 1,6$  м<sup>3</sup>, в котором располагается источник, и система коллимирующих струю диафрагм позволили иметь в ловушке вблизи плазмы во время работы источника вакуум лучше  $10^{-5}$  Тор. На приведенной схеме установки показаны средства диагностики плазмы, применявшиеся в данных экспериментах.

Распределение плотности плазмы вдоль струи показано на рис. 4. Здесь приведены также электронная температура  $T_e$  и магнитное поле. Плотность и температура электронов измерены тройными ленгмюровскими зондами и находятся в хорошем согласии с измерениями, проведенными ранее в подобных экспериментах в соленоиде [6]. Плотность плазмы в центре ловушки была отнормирована по ослаблению диагностического пучка нейтральных атомов. Видно, что плотность плазмы падает при течении в пробку и в минимуме составляет  $\sim 10\%$  от плотности в соленоиде, что неплохо согласуется с оценкой по формуле (3). К центру ловушки плотность возрастает и, что главное, наблюдается значительное увеличение электронной температуры, которое было невозможно и не наблюдалось в экспериментах без термобарьера [2]. Электронная температура не меняется при течении плазменной струи из источника до пробки и составляет  $\approx 10$  эВ, поэтому в области пробки можно ожидать провала потенциала  $\delta\varphi \sim 2T_e \approx 20$  эВ. Измеренный профиль потенциала, приведенный на рис. 5, подтверждает это и свидетельствует о наличии потенциального барьера для электронов. Длительность разряда в плазменном источнике составляет 1,5 мс. После

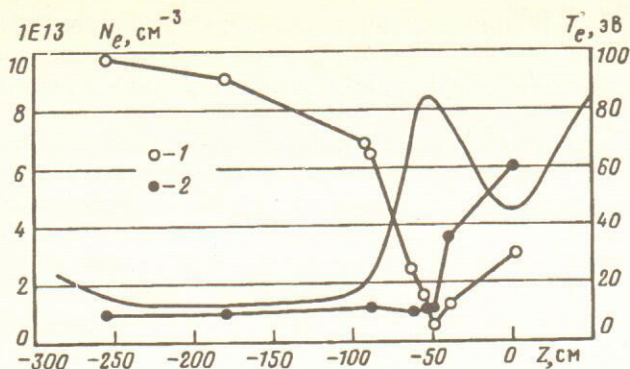


Рис. 4. Зависимость магнитного поля (сплошная линия), плотности плазмы (1) и электронной температуры (2) вдоль оси установки

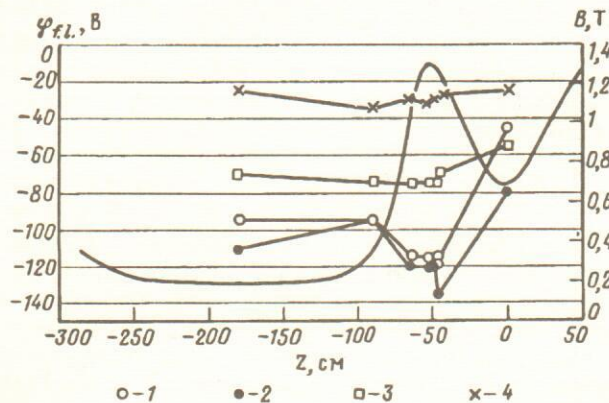


Рис. 5. Распределение потенциала вдоль оси установки в разные моменты времени ( $t=0$  — начало работы источника): 1 —  $t=0,5$  мс; 2 —  $t=0,8$ ; 3 —  $t=1,8$ ; 4 —  $t=2,1$ . Сплошная линия — магнитное поле  $B$

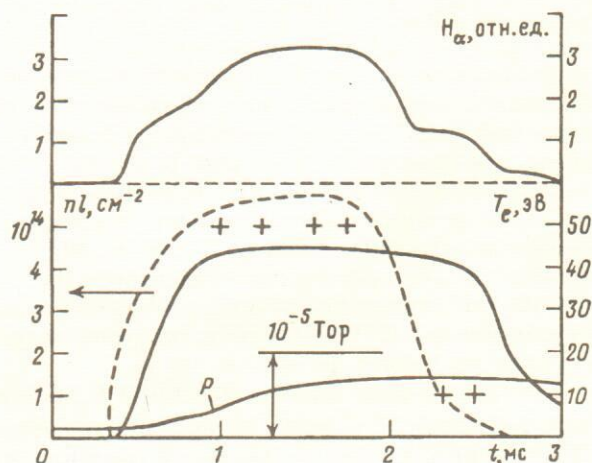


Рис. 6. Зависимости от времени в центре ловушки: давления газа  $P$ , линейной плотности плазмы  $nl$  (жирная линия), температуры электронов (крестики) и интенсивности излучения на линии  $H_{\alpha}$ . Ток разряда источника — пунктирная линия

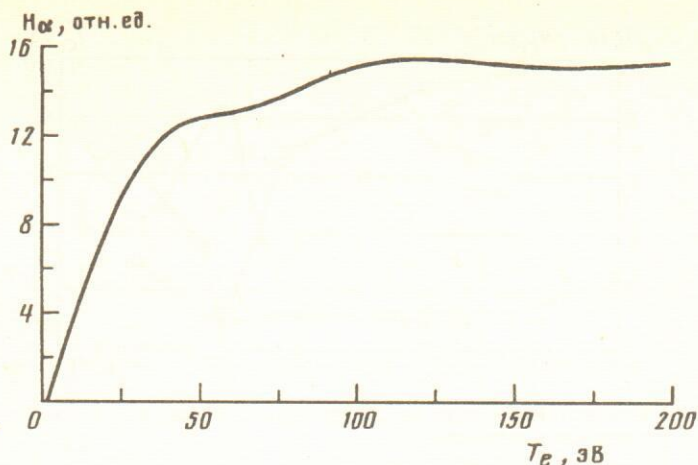


Рис. 7. Интенсивность свечения плазмы на линии  $H_{\alpha}$  в зависимости от электронной температуры ( $n_e = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_a = 5,0 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ )

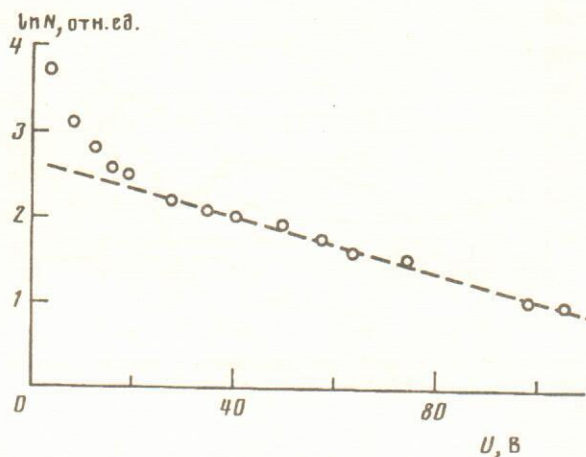


Рис. 8. Спектр рентгеновских фотоэлектронов  $T_e = 58,3$  эВ

его окончания ( $t > 1,5$  мс) исчезает задаваемое напряжением на разряде поперечное электрическое поле плазменной струи, прекращается активность на частотах НКГ, падает температура ионов [7] и исчезает потенциальный барьер для электронов (см. рис. 5).

Временные характеристики процессов в центре ловушки приведены на рис. 6. В течение работы дугового источника температура электронов в пробкотроне имеет значение  $T_e \approx 50$  эВ. После выключения разряда в источнике плазма в ловушке поддерживается за счет вытекания холодной плазмы, накопленной в транспортирующей области. В это время процессы нагрева ионов на НКГ закончились, термобарьер исчезает, и электронная температура падает до уровня 10 эВ.

Кривая свечения плазмы на линии  $H_{\alpha}$  подтверждает описываемый процесс. В начальный момент интенсивность свечения возрастает, что связано с увеличением плотности плазмы и давления водорода вокруг струи. Затем наблюдается плато как в сигнале излучения, так и в кривых концентрации плазмы и газа (см. рис. 6). После выключения дуги электронная температура понижается, соответственно уменьшается и свечение, и, наконец, с исчезновением плазмы исчезает свет. По методике и результатам работы [8]

построен график интенсивности излучения на линии  $H_{\alpha}$  в зависимости от  $T_e$  при параметрах описываемого эксперимента (рис. 7). Перепад  $T_e$  после выключения источника, оцененный по графику рис. 7, дает величину  $\Delta T_e \sim 30$  эВ, что неплохо подтверждает приведенные выше результаты. Оценка плотности атомов водорода внутри плазмы, сделанная по абсолютной интенсивности свечения  $H_{\alpha}$ , дает величину  $\sim 5 \cdot 10^9$  см $^{-3}$ , что при средней энергии горячих ионов  $E_i \sim 10$  кэВ позволит иметь время жизни по перезарядке  $\sim 5$  мс.

Измерения электронной температуры в центре ловушки проводились также и фотоэлектронным спектрометром, аналогичным [9]. Типичный спектр фотоэлектронов, порождаемых рентгеновским излучением плазмы, приведен на рис. 8.

Энергетическое время жизни горячих ионов при полученных параметрах мишенной плазмы ( $n \sim 3 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ ,  $T_e \sim 50$  эВ), согласно (1), составит  $\tau \sim 300$  мкс.

На приведенных выше графиках рис. 5 показано измеренное распределение плавающего потенциала плазмы  $\varphi_{fl}$ . Потенциал плазмы связан с плавающим потенциалом зависимостью  $\varphi_p = \varphi_{fl} + kT_e/e$ , где коэффициент  $k$  обычно принимается равным 2—3. Таким образом, потенциал изотермической холодной плазмы, а это вся транспортирующая область, включая термобарьер, сдвинут относительно плавающего потенциала на величину  $\sim 20$  В. В центре ловушки для соответствия необходимо добавить величину  $\sim 100$  В. Полученная в итоге амплитуда потенциального барьера для электронов в ловушке составляет величину масштаба 100—150 эВ. Поток тепла из центра ловушки можно оценить как  $\sim nT_e V_{Te} S \exp(-e\Delta\varphi/T_e)$ . Экспоненциальный множитель отражает наличие термобарьера и в нашем случае оказывается  $\sim 0,1$ . В предположении, что в присутствии термобарьера мощность нагрева ионов на НКГ сильно не изменяется (это предположение основано на неизменности характера наблюдаемых низкочастотных колебаний), в стационарном случае необходим вынос из центра ловушки того же самого потока тепла. Следовательно, электронная температура в ловушке должна вырасти в  $0,1^{-2/3} \sim 5$  раз, что согласуется с экспериментом.

### Заключение

Таким образом, при заполнении открытой магнитной ловушки мишенной плазмой через пробку показана принципиальная возможность получения термобарьера между газоразрядным источником и образующейся при этом в пробкотроне плазменной мишенью. Этот термобарьер поддерживается в течение всего рабочего импульса источника. Без применения дополнительных систем нагрева в пробкотроне «Амбал-Ю» из квазистационарного плазменного источника с низкой температурой  $T \sim 10$  эВ получена горячая мишенная плазма с плотностью  $\sim 3 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$  и температурой электронов более 50 эВ.

Достигнутые в экспериментах газовые условия, когда концентрация холодного газа в плазме сравнима с концентрацией быстрых атомов при инжекции, позволяют для горячих захваченных ионов сделать несущественными потери, связанные с процессами перезарядки на холодном газе.

### Список литературы

1. Димов Г. И. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 1988. Вып. 3. С. 13.
2. Bender E. D., Chupriyanov V. E., Dimov G. I. et al. // Proc. of the Workshop held at Varenna, Italy, 15—24 October 1990. P. 157.
3. Cohen B. I. // Status of Mirror Fusion Research 1980. UCAR 10049-80-Rev. 1. P. A. 1—1.
4. Брагинский С. И. // Вопросы теории плазмы / Под ред. Леонтовича М. А. М.: Атомиздат, 1963. Вып. 1. С. 191.



5. Димов Г. И., Иванов А. А., Росляков Г. В.//Физика плазмы. 1982. Т. 8. С. 58.
6. Кабанцев А. А., Таскаев С. Ю.//Физика плазмы. 1990. Т. 16. С. 700.
7. Кабанцев А. А., Таскаев С. Ю.//Физика плазмы. 1992. Т. 18. С. 634.
8. Абрамов В. А., Кузнецов Э. И., Коган В. И.//Атом. энергия. 1969. Т. 26. С. 516.
9. Gott Yu. V., Shurygin V. A.//17-th EPS Conf. on Controll. Fusion. Amsterdam, 25—29 June 1990. Contr. Papers. V. 4. P. 1612.

Институт ядерной физики  
им. Г. И. Будкера  
СО РАН

Поступила в редакцию  
15.06.1992  
Исправленный вариант  
получен 31.08.1992