

УДК 533.933 : 533.951.7

© 1992 г. КАБАНЦЕВ А. А., ТАСКАЕВ С. Ю.

## О ТЕМПЕРАТУРЕ ИОНОВ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ

Обсуждается природа аномально высокой температуры ионов ( $T_i \sim 50 \text{ эВ} \gg T_e$ ), наблюдаемой в струях газоразрядной мишенной плазмы. При этом при движении вдоль плазменной струи сохраняется отношение  $T_i/T_e \gg 1$ , несмотря на то, что релаксационное время выравнивания температур много меньше пролетного времени жизни ионов в струе. Экспериментально показано, что эта аномалия связана с развитием в плазменной струе низкочастотной ( $\omega < \omega_{ci}$ ) неустойчивости Кельвина – Гельмгольца, вызывающей соответствующую частотную модуляцию радиального электрического поля струи, что приводит в конечном итоге к стохастическому нагреву ионов. Даются оценки энергетического баланса с учетом динамики развивающихся в плазменной струе процессов теплопереноса.

### Введение

Одним из сценариев накопления и поддержания горячей плазмы в открытых магнитных ловушках является инжекция пучков быстрых атомов. На начальной стадии накопления «мишенью» для захвата инжектируемых пучков служит предварительно созданная в ловушке относительно холодная плазма. Заполнение ловушки этой мишенной плазмой часто осуществляется с помощью газоразрядных источников, расположенных в запробочных областях, т. е. генерируемые источниками плазменные струи проникают в ловушку, двигаясь вдоль силовых линий магнитного поля. Для создания мишенной плазмы в установке АМБАЛ-Ю [1] были разработаны кольцевые [2] и щелевые [3] типы (геометрический фактор в названии источника определяется топологией разрядного канала) импульсных дуговых источников плазмы, обладающие удовлетворительными мишенными свойствами (плотность плазмы на выходе из источника  $n_0 \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , степень ионизации более 99,9%).

Важной характеристикой мишенной плазмы является также электронная температура  $T_e$ , определяющая как ее степень ионизации, так и энергетическое время жизни в плазме горячих ионов, образующихся в результате захвата инжектируемых быстрых атомов. Температура электронов плазменных струй измерялась различными методиками и составила 10–20 эВ, что является типичной величиной для подобных импульсных дуговых источников плазмы.

Другим существенным параметром мишенной плазмы является температура ионов  $T_i$ , определяющая энергию основного потока атомов перезарядки на стенки вакуумной камеры и тем самым газовую обстановку вблизи плазмы. Обычно газоразрядные источники характеризуются  $T_i \ll T_e$ . Однако эксперименты [4, 5] с обсуждаемыми здесь источниками плазмы показали, что исследуемые плазменные струи обладают аномально высокой температурой ионов  $T_i \sim 50 \text{ эВ} \gg T_e$ . Эта аномалия стала еще более вызывающей в экспериментах с протяженными струями, когда ре-

лаксационное время выравнивания температур было много меньше пролетного времени жизни ионов в струе. Единственное непротиворечивое объяснение этой аномалии можно найти только на основе предположения о наличии в струе некоторого механизма постоянного нагрева ионов, связанного, по-видимому, с нелинейными процессами, обусловленными взаимодействием с плазмой сильных ВЧ полей. При этом электронная компонента плазменной струи оказывается своеобразным термостатом в силу высокой электронной теплопроводности вдоль силовых линий ведущего магнитного поля и практически неограниченной эмитирующей способности катода источника плазмы.

Такой механизм был нами экспериментально обнаружен. Термодинамически неравновесная природа плазменных струй служит источником развития в них различных плазменных неустойчивостей. В частности, как

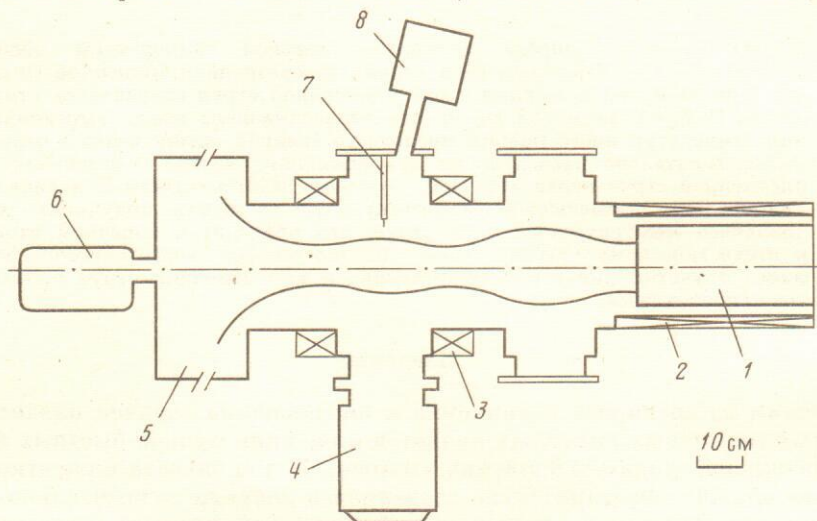


Рис. 1. Общая схема экспериментальной установки: 1 — источник плазмы; 2 — соленоид источника плазмы; 3 — катушки пробкотрона; 4 — диагностический инжектор; 5 — плазмоприемник; 6 — цезиевый или времяпролетный анализатор; 7 — подвижные зонды; 8 — анализатор высокоэнергетических атомов

было показано в [6], в нашем случае в плазменной струе развивается такая специфическая неустойчивость, как неустойчивость Кельвина — Гельмгольца (НКГ), связанная в конечном итоге с конкретной топологией электродов источника плазмы. Развитие НКГ приводит к возбуждению в плазменной струе соответствующей частотной модуляции радиального электрического поля. На нелинейной стадии НКГ возбуждаемые в плазме волновые пакеты, распространяющиеся поперек магнитного поля, затухают на «столкновениях» с ионами [7], что и приводит в итоге к насыщению неустойчивости. Потеря энергии волной в силу самосогласованности нелинейной системы «поля и частицы» сопровождается ростом энергии частиц, в данном случае ионов, т. е. реализуется возможность стохастического нагрева ионов в флуктуирующем электрическом поле плазменной струи.

Конструктивные особенности источника плазмы с кольцевой геометрией разрядного канала позволяют достаточно просто подавлять НКГ обращением радиального электрического поля плазменной струи [8], сохраняя при этом неизменными такие основные параметры струи, как плотность и температура электронов на выходе из источника. При этом

как было отмечено в [8], в плазменной струе наблюдается значительное снижение ионного тока насыщения ленгмюровского зонда, что естественно было связать с падением температуры ионов. Подробное изучение этого явления (связи температуры ионов плазменной струи с неустойчивостью Кельвина — Гельмгольца) было проведено в настоящей работе.

### Экспериментальная установка и диагностические методики

Общая схема экспериментального стенда, на котором проводилась основная часть настоящих исследований, представлена на рис. 1. Подробное описание установки, источника плазмы и характеристики генерируемой им плазменной струи можно найти в [2, 4, 6, 8].

Для определения электронной и ионной температур в плазменной струе в наших экспериментах использовался большой набор различных (как прямых, так и косвенных) диагностических методик. Перечислим основные из них.

Распределение электронной температуры по сечению плазменной струи снималось подвижными тройными ленгмюровскими зондами [9], а также с помощью помехозащищенного зонда специальной конструкции [10] по электронной ветви ВАХ. Усредненная по диаметру струи электронная температура определялась из сравнения ослаблений совмещенных атомарных пучков водорода и аргона [2]. Кроме того, температура электронов оценивалась по относительной интенсивности линий  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$ .

Распределение продольной и поперечной температуры ионов снималось трехэлектродным макрозондом [11], один электрод которого представляет собой цилиндрическую поверхность с осью, ориентированной вдоль ведущего магнитного поля, и с отношением длины цилиндра к его диаметру  $l/d \gg 1$ , другой электрод — диск того же диаметра на одном из торцов цилиндра и третий — опорный электрод для смещения первых двух под потенциал ионного тока насыщения. В случае  $T_i \gg T_e$  и при достаточной величине магнитного поля ионный ток насыщения на диск будет определяться только продольной температурой ионов  $T_i^{\parallel}$  (при малости потоковой скорости), а ионный ток насыщения цилиндрического электрода — некоторой функцией поперечной температуры  $T_i^{\perp}$  [12]. Потоковая скорость и  $T_i^{\parallel}$  определялись независимо по энергетическому спектру атомов диагностического пучка, рассеявшихся на фиксированный угол  $\theta \ll 1$  в результате однократных столкновений с ионами плазмы [4, 13]. Анализ энергетического спектра атомов перезарядки низких энергий, осуществляемый с помощью времяпролетной техники [5] или с помощью цезиевого анализатора [14], также позволял определять  $T_i^{\parallel}$  и  $T_i^{\perp}$  (в зависимости от угла наблюдения по отношению к оси струи).

### Результаты экспериментов

Все используемые нами диагностические методики дают хорошо согласующиеся между собой значения температур. В зависимости от газового режима работы источника плазмы электронная температура составляет 10–20 эВ (в номинальном режиме  $T_e \approx 10$  эВ) и не зависит от того, развивается в струе НКГ или нет. В поперечном сечении плазменной струи  $T_e$  в целом однородна, но на самых крайних радиусах (диффузионных «крыльях») струи наблюдается некоторое систематическое увеличение  $T_e$  на несколько электронвольт, что, впрочем, лежит в основном в пределах ошибки измерений. В этих же пределах находится наблюдаемый в экспериментах рост  $T_e$  вдоль плазменной струи при удалении точки измерения от источника.

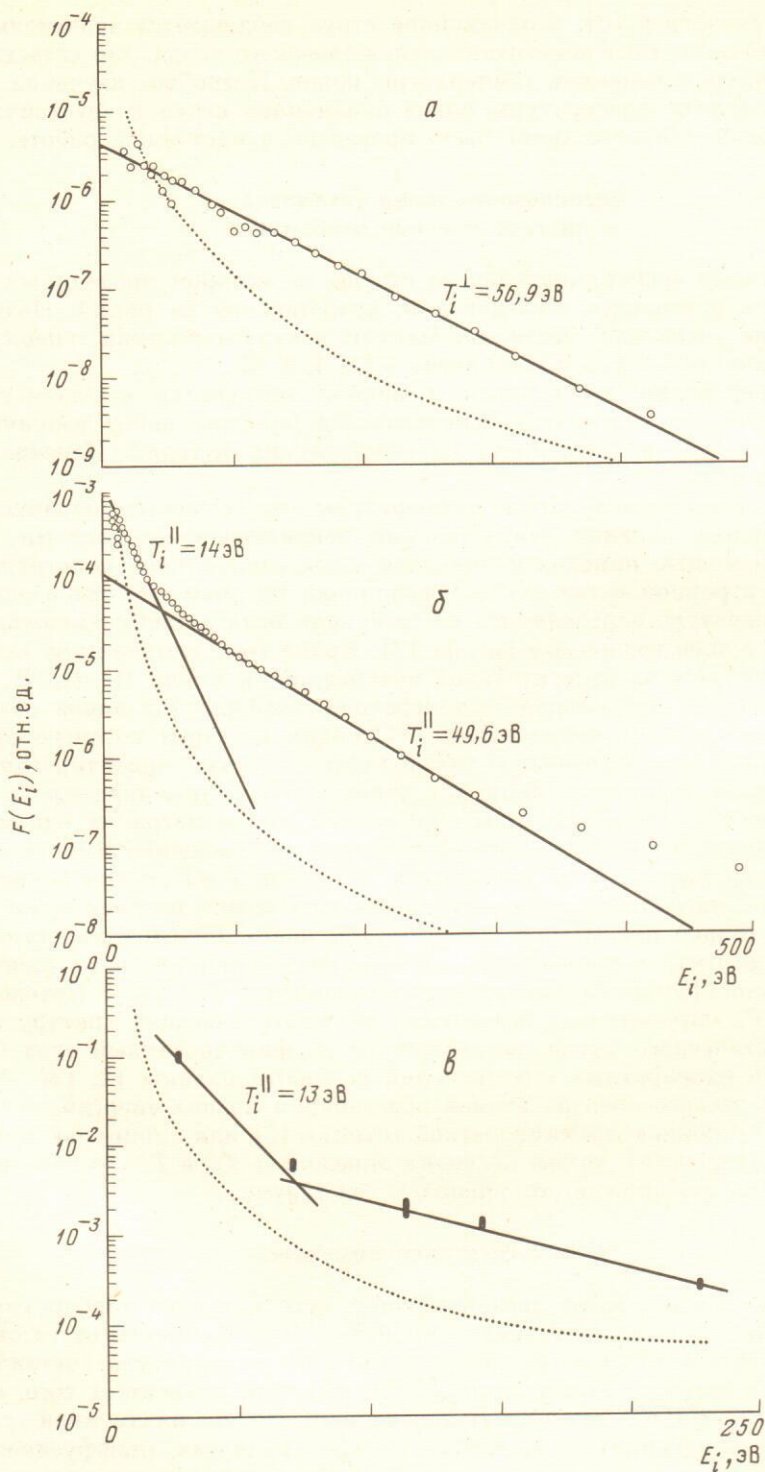


Рис. 2. Энергетические спектры атомов перезарядки низкой энергии в протяженной плазменной струе: *a* —  $T_i^\perp$ ; *б* —  $T_i^\parallel$ , времяпролетный анализатор; *в* —  $T_i^\parallel$ , цезиевый анализатор. Минимально регистрируемый поток показан точечной кривой

В штатном режиме работы источники плазмы, характеризующимся развитием в струе НКГ,  $T_i^\perp$  и  $T_i^\parallel$  основной компоненты близки и составляют  $\sim 40-60$  эВ. При этом цезиевый и времяпролетный анализаторы обнаруживают в продольной энергии атомов перезарядки еще и более низкоэнергетическую компоненту, соответствующую  $T_i^\parallel \approx T_e$  (рис. 2). Временные зависимости тока дуги в источнике,  $T_e$  и  $T_i^\perp$ ,  $T_i^\parallel$  представлены на рис. 3. Обращает на себя внимание быстрое падение ионной температуры плазмы после выключения разряда в источнике ( $t \approx 1,5$  мс). В это же время наблюдается прекращение активности плазмы на частотах НКГ (рис. 4), поскольку исчезает задаваемое падением напряжения на разряде неравновесное радиальное электрическое поле.

Как было замечено в [6], в случае стандартного ямообразного распределения потенциала плазмы НКГ не развивается в короткой плазменной струе, когда при выключенном питании катушек пробкотрона (и транспортирующей области) она выбрасывается на стенки вакуумной камеры непосредственно вблизи выхода из источника. Измерения спектра атомов перезарядки цезиевым анализатором показывают в этом случае низкую ионную температуру  $T_i \approx T_e$  (рис. 5).

Конструкция используемого нами источника плазмы с кольцевой геометрией разрядного канала позволяет эффективно подавлять развитие НКГ обращением радиального электрического поля плазменной струи [8]. Такое подавление приводит также к падению температуры ионов до значений  $T_i \approx T_e$ , что подтверждается как зондовыми, так и спектрометрическими измерениями.

### Обсуждение

Таким образом, основной вывод по экспериментальным результатам, приведенным в предыдущем разделе, заключается в том, что  $T_i \gg T_e$  при развитии в плазменной струе НКГ и  $T_i \approx T_e$  при отсутствии данной неустойчивости. Причем наличие в первом случае компоненты с  $T_i \approx T_e$  только в  $T_i^\parallel$  (и отсутствие такой компоненты в  $T_i^\perp$ ) говорит о первичности  $T_i^\perp$  в смысле непосредственного взаимодействия с ВЧ полями именно поперечных степеней свободы, образующих в фазовом пространстве стохастическую паутину [15], по которой происходит быстрый рост средней энергии ионов со временем. Заметим здесь дополнительно, что на фронте нарастания плотности плазмы в момент времени  $t \sim 100$  мкс от начала разряда (см. рис. 4) наблюдаются быстрый и значительный по величине всплеск потока атомов перезарядки, вылетающих из плазменной струи в

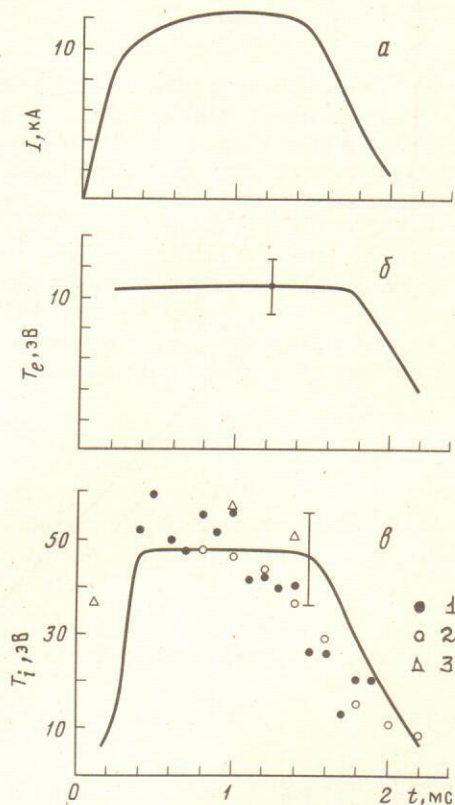


Рис. 3. Временные зависимости параметров в источнике: а — ток дуги; б —  $T_e$ ; в —  $T_i^\perp$ ,  $T_i^\parallel$  (1 — времяпролетный анализатор, 2 — рассеяние быстрых атомов, 3 — цезиевый анализатор, сплошная линия — трехэлектродный макрозонд). Указанный разброс определяется реальными пульсациями соответствующего параметра в эксперименте

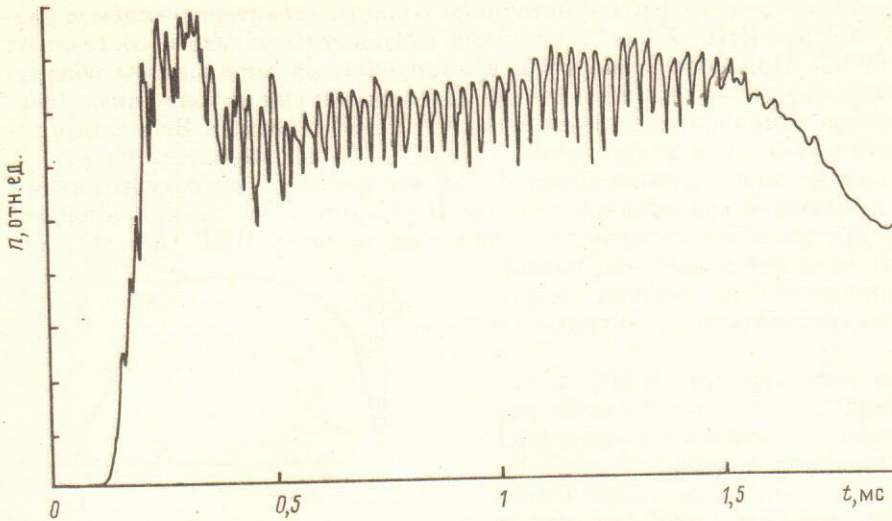


Рис. 4. Колебания плотности плазмы в струе при неустойчивости Кельвина – Гельмгольца

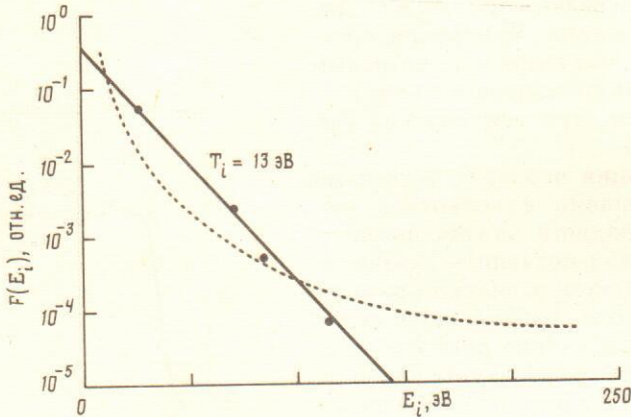


Рис. 5. Энергетический спектр атомов перезарядки низкой энергии, снятый цезиевым анализатором в короткой плазменной струе

поперечном направлении (самый левый значок  $\Delta$  на рис. 3, *в*), и синхронное с ним уменьшение (вплоть до провала в интенсивности) скорости нарастания потока атомов перезарядки в продольном направлении. Этот факт также находит свое объяснение в предположении, что в этот момент времени включается механизм стохастического нагрева ионов, растет  $T_i^\perp$ , но в силу еще малой плотности плазмы в струе и соответственно достаточно большого времени выравнивания температур увеличение  $T_i^\perp$  запаздывает на десятки микросекунд, так что атомы перезарядки вылетают при этом из плазменной струи преимущественно поперек силовых линий ведущего магнитного поля. Затем происходит выравнивание  $T_i^\perp$  и  $T_i^\parallel$  и поток атомов перезарядки, вылетающих поперек поля, резко падает с последующим уже сравнительно медленным ростом вместе с ростом плотности плазмы. При этом особенно весомым аргументом в пользу стохастического механизма нагрева ионов выглядит тот факт, что в короткой струе  $T_i \approx T_e$ , а в протяженной струе из того же источника плазмы  $T_i \gg T_e$ .

Сделаем некоторые оценки энергетического баланса плазмы, исходя из высказанного выше предположения. Поскольку обмен энергией между электронами и ионами происходит гораздо медленнее, чем между частицами одного сорта, то время выравнивания  $T_i^\perp$  и  $T_i^\parallel$  определяется только ион-ионными столкновениями. При этом разность температур  $T_i^\perp$  и  $T_i^\parallel$  убывает экспоненциально и уменьшается в  $e$  раз (в случае близких температур  $T_i^\perp - T_i^\parallel \ll T_i^\perp$ ) за время  $\tau = 1,56\tau_i(T_i)$  [16], где  $\tau_i$  — простейшее время релаксации, определяемое известной формулой

$$\tau_i(T_i) = \frac{\sqrt{M} T_i^{3/2}}{\pi \sqrt{2} e^4 \lambda n}.$$

При средней плотности в струе  $n \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и температуре ионов  $T_i \sim 50 \text{ эВ}$  получаем время выравнивания продольной и поперечной температур  $\tau \sim 3 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ , что много меньше характерного пролетающего времени жизни ионов в струе длиной в несколько метров, составляющего десятки микросекунд. Таким образом, различие температур  $T_i^\parallel \ll T_i^\perp$  может наблюдаться только на крайних радиусах плазменной струи, где плотность плазмы много меньше пиковой. Достаточно же высокая плотность нейтрального газа на этих радиусах приводит к наличию в спектре атомов перезарядки, заметной по интенсивности низкоэнергетической компоненты с  $T_i^\parallel \approx T_e$ .

Рассмотрим теперь процесс обмена энергией между электронами и ионами. Мощность, получаемую электронами от ионов в единичном объеме плазмы, можно записать в виде

$$\frac{dW_{ei}}{dt} = - \frac{dW_{ie}}{dt} = \frac{3}{2} n \frac{T_i - T_e}{\tau_{ei}},$$

где  $\tau_{ei}$  — время столкновительного обмена энергией, определяемое как [17]:

$$\tau_{ei} = \frac{3}{8\sqrt{2}\pi} \frac{M T_e^{3/2}}{m^{3/2} e^4 \lambda n}.$$

В наших условиях ( $T_e \sim 10 \text{ эВ}$ ,  $n \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ )  $\tau_{ei} \sim 10 \text{ мкс}$ , так что

$$\frac{dW_{ei}}{dt} \sim 10 \text{ Вт/см}^3. \quad (1)$$

Выражение (1) можно теперь подставить в условие баланса энергии электронной компоненты. Полагая потери энергии на излучение и потери, обусловленные переносом тепла поперек магнитного поля, малыми, получаем

$$k_\parallel^2 \frac{d^2 T_e}{dz^2} = \frac{dW_{ei}}{dt},$$

где  $k_\parallel^2$  — коэффициент продольной электронной теплопроводности, а ось  $Oz$  направлена вдоль магнитного поля. При постоянной по длине плазменной струи мощности нагрева  $dW_{ei}/dt$  для перепада электронной температуры  $\Delta T_e$  между точкой измерения и источником плазмы следует выражение

$$\Delta T_e = \frac{1}{2k_\parallel^2} \frac{dW_{ei}}{dt} z^2,$$

откуда для  $z=1 \text{ м}$  получаем  $\Delta T_e \sim 5 \text{ эВ}$ . С учетом того, что по мере удаления от источника вместе с падением плотности в струе происходит и падение мощности, идущей на нагрев электронной компоненты, эту оценку  $\Delta T_e$  можно считать оценкой по максимуму, согласующейся с экспериментальными данными. При этом на диффузионных «крыльях» плазменной

струи может наблюдаться несколько более значительный прирост  $\Delta T_e$  в силу магнитной термоизоляции этих «крыльев» от основного ядра струи, связанного по полю с катодом источника плазмы, что также не противоречит эксперименту.

Энергетический баланс ионной компоненты существенным образом зависит от реального характера распространения возбуждаемых неустойчивостью воли в неоднородной плазме. Не делая в данной работе попытки к решению такой задачи, мы выскажем только несколько замечаний. Поле отдельного волнового пакета в первом приближении можно представить в виде

$$E(\theta, t) = E_0(t) \exp\{i(m\theta - \omega t)\},$$

где  $dE_0/dt = \gamma E_0$ ,  $\gamma$  — декремент затухания волны. Тогда плотность мощности  $dW_E/dt$ , передаваемая плазме от волны, определится как

$$\frac{dW_E}{dt} = \frac{d}{dt} \left( \frac{EE^*}{8\pi} \right) = 2\gamma \epsilon_{\perp} E_0^2 / (8\pi).$$

Полагая  $\epsilon_{\perp} \approx (\omega_{pi}/\omega_{ci})^2 \sim 10^5$ ,  $E_0 \sim 10^2$  В/см и  $\gamma \sim 10^5$  с<sup>-1</sup> [6], получаем

$$\frac{dW_E}{dt} \sim 10 \text{ Вт/см}^3.$$

Таким образом, поток энергии, передаваемый ионам нелинейными процессами от ВЧ полей в результате механизма стохастического нагрева, соответствует по порядку энергии от ионов к электронам (1), т. е. стационарное значение  $T_i \sim 50$  эВ определяется балансом этих потоков.

Мощность, идущая на нагрев ионной компоненты, безусловно, должна составлять малую часть от полной мощности дугового разряда в источнике плазмы. При номинальном потоке ионов из источника в 2–3 кА на нагрев ионов уходит мощность, оцениваемая величиной порядка 100 кВт, в то время как мощность дугового разряда  $\sim 1$  МВт (напряжение на разряде 100 В, ток разряда 10 кА).

### Заключение

Итак, динамику развивающихся в плазменной струе процессов теплопереноса можно представить в следующем виде. Радиальное нелинейное электрическое поле плазменной струи, связанное с падением напряжения на разряде в источнике, приводит к неоднородному азимутальному дрейфу плазмы в скрещенных полях. Этот неоднородный дрейф вызывает развитие низкочастотной неустойчивости Кельвина — Гельмгольца, сопровождаемой соответствующей частотной модуляцией радиального электрического поля. На нелинейной стадии развития происходит насыщение этой неустойчивости на столкновениях типа «волна — частица». Следствием хаотического изменения фазы столкновений становится стохастический нагрев ионов, растет  $T_i^+$ . На ион-ионных столкновениях в плотной плазме происходит быстрое ( $\tau \sim 3$  мкс) выравнивание  $T_i^{\parallel}$  и  $T_i^{\perp}$ , а на электрон-ионных столкновениях — передача энергии от ионной компоненты плазменной струи к электронной с характерными временами масштаба 10 мкс. При этом температура ионов  $T_i$  определяется балансом потоков энергий между ВЧ полями, ионами и электронами плазмы. Поток энергии, достигающий электронной компоненты, в силу высокой электронной теплопроводности и практически неограниченной эмитирующей способности катода источника плазмы выносится волье удерживающего струю магнитного поля.

Заметим еще, что величина мощности, передаваемая при этом в электронную компоненту (масштаба 100 кВт), сравнима с мощностью, вклады-



ваемой в электроны при торможении быстрых ионов, захваченных в установке АМБАЛ-Ю при инжекции в плазму интенсивных атомарных пучков [1]. На этом уровне поглощаемой мощности, как следует из наших экспериментов, нельзя ожидать заметного подъема электронной температуры, не обеспечив прежде разрыва контакта плазменной струи с эмитирующими поверхностями.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность Димову Г. И. за постоянное внимание к работе и предоставленную возможность закончить ее, Шунько Е. В. за непосредственную помощь в проведении зондовых измерений электронной температуры и всему советско-американскому коллективу сотрудников, принимавших участие в экспериментах с времяпролетным анализатором на установке АМБАЛ-Ю.

#### Список литературы

1. Димов Г. И. // *Вопр. атомной науки и техники, Сер. Термояд. синтез*. 1988. Вып. 3. С. 13.
2. Димов Г. И., Иванов А. А., Росляков Г. В. // *Физика плазмы*. 1982. Т. 8. С. 970.
3. Димов Г. И., Кабанцев А. А., Таскаев С. Ю. // *Вопр. атомной науки и техники, Сер. Термояд. синтез*. 1989. Вып. 3. С. 58.
4. Иванов А. А., Кабанцев А. А., Росляков Г. В., Таскаев С. Ю. Препринт № 86-77. Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1986.
5. Carter M., Behne D., Hulsey S. et al. Preprint № 87-163. Novosibirsk: INP, 1987.
6. Кабанцев А. А., Таскаев С. Ю. // *Физика плазмы*. 1990. Т. 16. С. 700.
7. Dirge T. H. // *Phys. Fluids*. 1968. V. 11. P. 2680.
8. Кабанцев А. А. Препринт № 89-164. Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1989.
9. Залкина В. М., Павличенко О. С., Тарасенко В. П. // *Вопр. атомной науки и техники, Сер. Физика плазмы и проблемы УТР*. 1975. Вып. 2(4). С. 69.
10. Шунько Е. В. // V Всесоюз. совещ. по диагностике высокотемпературной плазмы. Тез. докл. Минск, 1990. С. 232.
11. Кабанцев А. А. Препринт № 90-80. Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1990.
12. Aetuna H. // *Japan. J. Appl. Phys.* 1989. V. 28. P. 1109.
13. Абрамов В. Г., Афросимов В. В., Гладковский И. П. и др. // *Журн. техн. физики*. 1971. Т. 41. С. 1924.
14. Таскаев С. Ю. // V Всесоюз. совещ. по диагностике высокотемпературной плазмы. Тез. докл. Минск, 1990. С. 191.
15. Заславский Г. М., Сагдеев Р. З. *Введение в нелинейную физику*. М.: Наука, 1988. Гл. 13.
16. Трубицкий Б. А. // *Вопросы теории плазмы/Под ред. Леонтовича М. А. М.: Госатомиздат*, 1963. Вып. 1. С. 181.
17. Трубицкий Б. А. // Там же. Вып. 1. С. 178.

Институт ядерной физики  
РАН

Поступила в редакцию  
15.10.1990