

Некоторые методы ввода частиц в магнитные ловушки

Б. С. АКШАНОВ, К. П. БАГИРОВ, В. Г. МАРИНИН

УДК 533.9.07

В работах [1—5] путем инжекции «спиральных» электронных потоков в ловушки с магнитными пробками, заполненные газом, была получена плазма сравнительно высоких параметров: $n \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $T_e \approx 100 \text{ кэВ}$, $n_e \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $\tau \approx 0,1 \text{ сек}$. Спиральные пучки создавались при прохождении электронами системы со встречными магнитными полями. Условием прохождения электронов в ловушку являлось $r_0 < R_L$, где r_0 — начальный радиус частицы, входящей в систему со встречными полями; R_L — ларморовский радиус частицы.

При переходе к экспериментам с большими магнитными полями возникает проблема ввода в ловушку значительного количества легких заряженных частиц с большой поперечной энергией. Для решения этой проблемы целесообразно сочетать одновременно инжекцию частиц с большой и малой перпендикулярной составляющей скорости. С этой целью рассмотрим модель инжектора, у которого катод параболической формы размещен так, как это показано на рис. 1. Анод пушки имеет примерно такую же форму и расположен вблизи катода.

Нетрудно видеть, что для электронов, вышедших из участка катода АВ, условия прохождения через магнитную пробку B_2 остаются теми же, что и ранее [7], т. е. они совершают неадиабатическое движение и при соответствующих условиях проходят через пробку B_2 . Электроны, вышедшие из участка ВС, будут двигаться адиабатически и пройдут через магнитную

пробку только при условии $\sin \theta_0 > \sqrt{\frac{B_0}{B_2}}$, где θ_0 —

угол между скоростью частицы и направлением магнитной силовой линии. Частицы, инжектированные из точек, более удаленных от точки В в сторону ловушки, значительно легче пройдут через магнитную пробку B_2 , так как магнитное поле в месте «старта» больше.

Был проведен следующий эксперимент: катод в форме круглого усеченного конуса, выполненного из лантанированной вольфрамовой проволоки, свернутой в виде спирали с переменным шагом, помещали в систему со встречными полями так, что нейтральная плоскость проходила по линии, которая делила поверхность конуса на две равные части. Анод, изготовлен-

ный из вольфрамовой сетки, имеющий форму, подобную форме катода, находился на расстоянии $\sim 5 \text{ мм}$ от катода. Ловушку откачивали до давления $p = 1 \cdot 10^{-8} \text{ мм рт. ст.}$, а затем напускали рабочий газ. На электронную пушку подавали напряжение 5 кВ. Измеряли температуру электронов плазмы в ловушке с магнитными пробками. При этом начальное магнитное поле во всех трех катушках было одинаковым ($B_{\text{нач}} = 0,5 \text{ кГс}$). В таком магнитном поле все электроны, эмитированные катодом, проходили в ловушку. Отношение электронного потока (эмитированного с участка катода АВ), движущегося по спиральной траектории I_c , к потоку электронов I_{Π} , вышедших с части катода, расположенной правее нейтральной плоскости, равнялось ~ 1 . С увеличением магнитного поля, созданного тремя катушками, это отношение уменьшалось и достигало нулевых значений. Результаты зависимости температуры электронов плазмы от отношения B/B_0 , где $B = B_T - B_0$ (B_T — величина изменяющегося магнитного поля), а B_0 — магнитное поле при отношении $I_c/I_{\Pi} \approx 1$, приведены на рис. 2. Из рисунка видно, что до значений $B/B_0 \approx 3$ температура электронов плазмы меняется сравнительно мало, это соответствует отношению $I_c/I_{\Pi} \approx 0,2$, а затем спадает. Отсюда можно заключить, что наличие в пучке некоторой доли электронов с большой поперечной составляющей скорости оказывается существенным для нагрева плазмы. Кроме того, надо отметить, что даже при малых отношениях между «неадиабатической» и «адиабатической» компонентами потока электронов регулирующий фактор, позволяющий управлять развитием неустойчивостей, неизменно сохраняется за «спиральной» — неадиабатической составляющей потока. В проведенных экспериментах большое внимание уделялось сохранению полного числа электронов, инжектированных в ловушку для различных условий. Заметим, что плотность плазмы при этом оставалась практически постоянной и лишь менялась температура T_e .

Ранее [5] нами было показано наличие резонансного характера нагрева электронов плазмы от магнитного поля ловушки. Чтобы избежать влияния изменения магнитного поля, измерения проводили вдали от резонанса (на пологой части резонансной кривой). Для дополнительной проверки правильности полученных результатов был поставлен эксперимент, в котором магнитное поле не менялось, а изменялось лишь соотношение токов адиабатических и неадиабатических частиц. Это достигалось простым перемещением пушки вдоль оси системы. Результаты подобных измерений подтвердили характер зависимости, приведенной на рис. 2. Заметное падение температуры также начинается при $I_c/I_{\Pi} \approx 0,2$.

Другим сравнительно простым методом ввода заряженных частиц в ловушку является метод, в котором используются несимметричные встречные поля. Если система, создающая магнитное поле, состоит из экранированных катушек и в первой из них протекает небольшой ток (см. рис. 1), то результирующее магнитное поле имеет значительный продольный градиент, так что электроны, проходя его, приобретают достаточно большой магнитный момент. Рассматриваемая задача до некоторой степени подобна задаче о движении заряженной частицы в колоколообразном магнитном

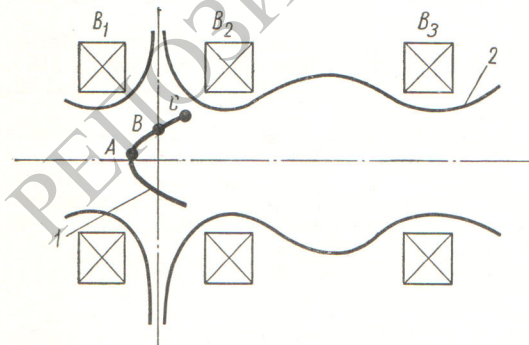


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 — катод; 2 — силовые линии магнитного поля; B_1 , B_2 , B_3 — катушки магнитного поля.

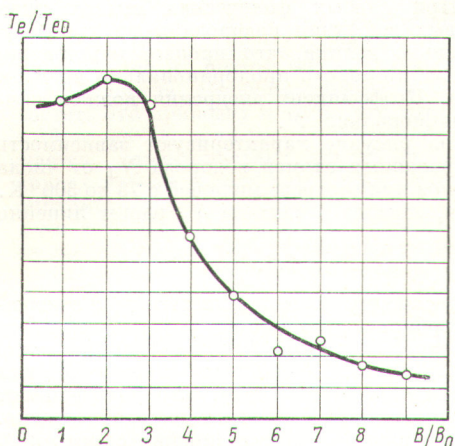


Рис. 2. Зависимость температуры электронов от магнитного поля:

Параметры установки: $I = I_c + I_{II} \approx 0,5$ а; $U \approx 5$ кв; $B_0 \approx 0,5$ кэс; $p = 3 \cdot 10^{-8}$ мм рт.ст.

поле, рассмотренной в работе [8]. Пусть, например, электрон движется со стороны $z \gg 0$ в магнитном поле, которое описывается формулой

$$B(z) = \frac{B_0}{1 + \left(\frac{z}{a}\right)^2},$$

где $B(z) = B_0$, и достигает $z \leq 0$. При $z \rightarrow \infty$ его скорость равна v_0 и электрон удален от оси z на расстояние r_0 . Тогда после достижения электроном точки, где $B(z) = B_0$, его магнитный момент будет равен

$$\mu = \frac{mv_0^2}{2B_0} \cdot \frac{r_0^2}{a^2},$$

где a — расстояние, на котором поле спадает до половины максимального значения.

Если электроны инжектируются с кольцевого катода нужного радиуса, то они будут входить в систему без охвата ее оси, но в целом пучок будет кольцевым и охватывать магнитную ось ловушки. Достоинство этого метода ввода частиц состоит в том, что он позволяет заполнять ловушки электронами со сравнительно малой энергией и значительной поперечной составляющей скорости при больших магнитных полях. Предварительные эксперименты на установке, подобной

приведенной на рис. 1, подтвердили высказанные предположения. Сравнивалась эффективность нагрева плазмы в случае описанной системы инжекции и инжекции, когда магнитное поле на пути пучка имеет значительный градиент. При одних и тех же параметрах пушки амплитуда ВЧ-колебаний в широком диапазоне частот в случае значительного градиента поля возрастала больше, чем на порядок, а температура горячих электронов плазмы — примерно на два порядка, достигая для данного режима $T_{e \text{ гор}} \approx 30$ кэв.

Описанный второй метод ввода частиц значительно проще первого в отношении конструкции пушки и определения наиболее выгодного положения ее в магнитном поле.

Эффективность нагрева плазмы с помощью обоих методов практически одинакова, если работа происходит в ловушках с большими магнитными полями ($B_2 > 2$ кэс). Если же магнитное поле ловушки сравнительно невелико ($B_2 \approx 1 - 2$ кэс), то несомненное преимущество в возбуждении ВЧ- и НЧ-колебаний и, следовательно, нагреве плазмы остается за первым методом, в котором весь поток электронов проходит в ловушку по спиральной траектории с охватом магнитной оси системы.

Авторы благодарны Б. Н. Руткевичу за обсуждение результатов.

Поступило в Редакцию 18/III 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. Д. Синельников, Б. С. Акшанов. В кн. «Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза». Киев, Изд-во «Наукова думка», 1965, стр. 403—410.
2. Б. С. Акшанов, Ю. Я. Волколупов, К. Д. Синельников. «Ж. техн. физ.», 36, 595 (1966).
3. Там же, стр. 603.
4. Там же, стр. 608.
5. Б. С. Акшанов и др. «Атомная энергия», 23, 201 (1967).
6. Б. С. Акшанов и др. «Ж. техн. физ.», 35, 2232 (1965).
7. К. Д. Синельников и др. В кн. «Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза». Киев, Изд-во «Наукова думка», 1965, стр. 388—402.
8. К. Д. Синельников, Б. Н. Руткевич. Лекции по физике плазмы. Харьков, Изд-во Харьковск. ун-та, 1964.

Внедрение ионов H_1^+ с энергией 35 кэв в металлы: Мо, Ag, Ta, Pt и десорбция внедренного водорода в интервале температур 78—300°К

И. П. КАТРИЧ

В настоящем сообщении приводятся результаты исследования взаимодействия ионов H_1^+ с энергией 35 кэв с металлами: молибденом, серебром, танталом и платиной. Установка и метод исследования описаны ранее [1, 2]. Опыты проводились в условиях сверхвысокого вакуума ($\leq 1 \cdot 10^{-9}$ торр). Ток пучка ионов,

как и прежде, равнялся $60 \mu\text{а}$ (плотность тока 120 ма/см^2).

На рисунке представлена зависимость коэффициента внедрения η от количества внедренных ионов N для молибдена, серебра, тантала и платины, охлажденных до температуры 78°К. Хорошо видно, что

УДК 532.6:533.9