

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ПОЛОИДАЛЬНОГО ВРАЩЕНИЯ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ ФТ-1

*А.П.Жилинский, Б.В.Кутеев, М.М.Ларионов,
А.Д.Лебедев, В.А.Рожанский, Л.Д.Цендин*

Определена скорость полоидального вращения плазмы в установке ФТ-1 с помощью углеродных макрочастиц, встраиваемых в токамак до начала разряда. Ее значение $\sim 5 \cdot 10^5$ см/сек близко к скорости диамагнитного дрейфа электронов.

Теоретический анализ [1, 2] показывает, что полоидальное вращение плазмы в радиальном электрическом поле должно существенно влиять на процессы переноса плазмы и примесей в тороидальных ловушках. Однако экспериментальные данные о величине скорости полоидального вращения v_{θ} получены лишь в Токамаке LT-3 для режима Пфирша — Шлютера [3]. Возможность определения v_{θ} открывает предложенный в [4] метод диагностики плазмы с помощью инжектируемых в разряд макрочастиц. Ниже описываются результаты экспериментов, в которых v_{θ} определялась по характеристикам эволюции ионов примесей, испускаемых макрочастицей.

Углеродная макрочастица размером $\sim 0,7$ мм инжектировалась в разряд снизу по центральной вертикальной хорде на различные радиусы. Начало разряда синхронизовалось с моментом ее остановки в верхней точке траектории. Смещение макрочастицы за время разряда было мало ($\lesssim 1$ см).

Взаимодействие такой "висящей" макрочастицы с плазмой характеризуется двумя различными стадиями. Сначала макрочастица нагревается до начала интенсивного испарения, и примеси поступают в разряд в небольшом количестве за счет процесса катодного распыления. Для частиц, вброшенных на расстояние от оси камеры $\lesssim 10$ см, нагрев занимает 5 — 6 мсек. В этот период параметры разряда (напряжение на обходе, ток, интенсивность излучения линий кислорода) практически не возмущаются, что следует также и из оценок [4]. Эта стадия анализировалась в работе. Вторая стадия, когда происходит интенсивное испарение углерода, ниже не рассматривается.

Ионы примеси, вылетевшие с поверхности макрочастицы, участвуют в нескольких движениях. Можно выделить: 1) растекание вдоль силовых линий магнитного поля, 2) дрейф в радиальном электрическом поле, 3) радиальный перенос. Для низкоионизованных ионов углерода СП, СИП, время жизни которых в условиях эксперимента не превосходит 50 мсек, радиальным смещением можно пренебречь, а движение вдоль \mathbf{B} — считать бесстолкновительным.

Для точечного источника стационарный профиль концентрации ионов примеси в определенном зарядовом состоянии дается выражением

$$n_I(Z, \theta) = \left(\frac{m_I}{2\pi T_I} \right)^{1/2} \frac{\dot{N}}{r\theta} e^{-r\theta / (v_o \tau_{ion}) - \frac{m_I}{2T_I} \left(\frac{z v_o}{r\theta} \right)^2} \delta(r - r_o) \quad (1)$$

Здесь z — координата вдоль магнитного поля, θ — азимутальный угол, отсчитываемый от макрочастицы в направлении вращения, m_I , T_I — масса и температура примеси, τ_{ion} — время ионизации данного зарядового состояния, \dot{N} — скорость поступления примесей в плазму. Координаты макрочастицы равны $r = r_o$, $z = 0$. Функция распределения вылетающих частиц полагалась максвелловской.

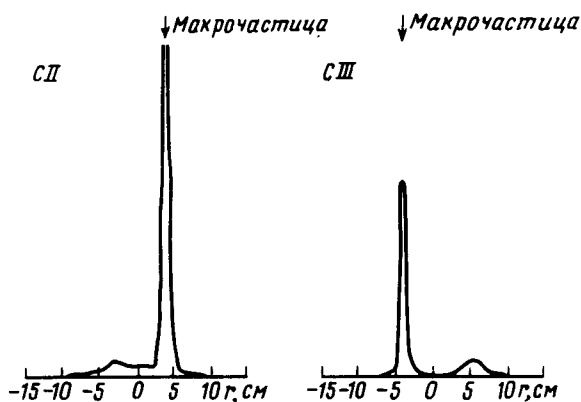


Рис. 1. Распределение свечения линий СII и СIII

Типичные распределения интенсивности излучения линий СII, СIII в сечении $z = 0$ приведены на рис. 1. Наблюдение производилось с внешней стороны тора вдоль горизонтальных хорд. Основной пик соответствует макрочастице. На противоположной стороне магнитной поверхности радиуса r_o наблюдался второй максимум концентрации примесей. Отношение амплитуд максимумов для линии СII оказалось значительно больше, чем для СIII, а профиль свечения линии СV был симметричным.

Наличие второго максимума интенсивности для линий СII, СIII можно связать с приходом примесей на противоположную сторону магнитной поверхности вследствие полоидального вращения плазмы. Измерения интенсивности в сечении, отстоящем от исходного на четверть окружности большого радиуса, показали сильное (> 10 раз) выгорание линий СII, СIII, так что приход соответствующих примесей на противоположную сторону магнитной поверхности за счет движения вдоль магнитного поля исключается.

Интегрируя (1) вдоль горизонтальных хорд и учитывая конечные размеры источника — длину ионизации нейтрального углерода l_i , получим отношение амплитуд интенсивностей вблизи макрочастицы A_1 и на противоположной стороне магнитной поверхности A_2 :

$$v_o = \frac{\pi r_o}{\tau_{ion} \left(\ln \frac{A_1}{A_2} - \frac{1}{2} \ln \frac{r}{l_i} \right)}$$

Величина l_i , определенная по изменению интенсивности свечения нейтрального углерода, вблизи макрочастицы составляет 1 см. Заметим, что неопределенность в значении l_i малосущественна при расчете v_0 , так как зависимость v_0 от l_i логарифмическая.

Величина скорости вращения плазмы, рассчитанная по формуле (2), сопоставлена со значением диамагнитной скорости электронов

$$v_d^{(e)} = \frac{c T_e}{e B} \frac{d \ln n}{dr}$$

на рис. 2. Видно, что измеренная скорость вращения в $1,5 + 2$ раза превосходит $v_d^{(e)}$.

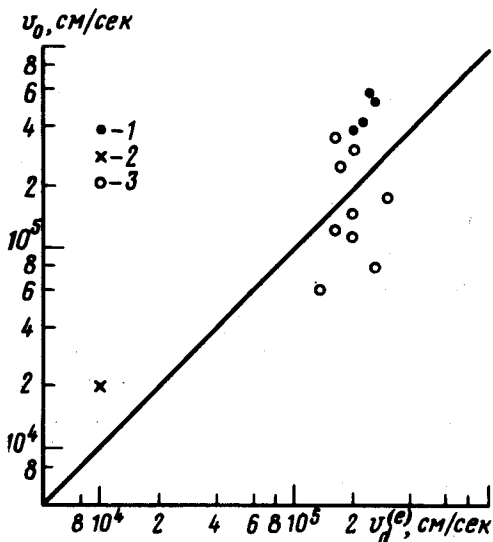


Рис. 2. Зависимость скорости вращения от $v_d^{(e)}$: 1 — данные, полученные с помощью макрочастиц, 2 — данные, полученные в результате обработки профилей свечения примесей на установке Алкатор [5], 3 — то же для ФТ-1

В последнее время на с установках Алкатор [5], PLT [6], ФТ-1 была обнаружена сильная асимметрия в распределении свечения линий

ионов низких зарядовых состояний $\left(\frac{A_1 - A_2}{A_1} > \frac{r}{R} \right)$, которая не мо-

жет быть объяснена тороидальными эффектами в рамках существующих моделей переноса примесей (см. [2]). Такая асимметрия должна возникнуть, если время ионизации сравнимо со временем растекания примесей по магнитной поверхности и на ней имеется локальный источник. Независимо от причин, приводящих к появлению локального источника примесей, стационарное распределение их на магнитной по-

верхности определяется вращением и ионизацией. Поэтому данные об асимметрии могут быть использованы для оценки v_0 на периферии плазменного шнура. Отличие от случая макрочастицы состоит в том, что источник распределен по большому обходу тора, поэтому вместо (2) име-

$$v_0 = \frac{\pi r}{r_{\text{ion}} \ln A_1/A_2}.$$

Наблюдавшаяся в [5] асимметрия распределения кислорода объясняется, по-видимому, тороидальным дрейфом, так как ее направление изменялось при инверсии магнитного поля. Полученное значение v_0 оказывается, как и измеренное в ФТ-1 с помощью инъекции макрочастицы, порядка $2v_d^{(e)}$ (см. рис. 2). В установке ФТ-1 источник возникновения асимметрии связан не только с тороидальным дрейфом, так как максимумы свечения различных ионов находятся на разных сторонах магнитной поверхности. Тем не менее, величины v_0 для ФТ-1 также близки к $v_d^{(e)}$ (рис. 2).

Скорость вращения, измеренная в ЛТ-3 [3], близка к скорости диамагнитного дрейфа ионов $v_0 = v_d^i = \frac{c}{eB} \frac{dp_i}{n dr}$, соответствует радиальному электрическому полю, направленному внутрь плазмы, что не противоречит представлениям о диффузии плазмы в режиме Пфирша — Шлютера [1]. В установке ФТ-1, где $T_e = 200$ эВ, $T_i = 50$ эВ, полученные значения скорости полоидального вращения указывают скорее на то, что электрическое поле определяется электронной температурой, так как дрейфовая скорость $v_d^{(i)}$ оказывается почти на порядок меньше наблюдаемой. К сожалению, геометрия эксперимента не позволила определить направление скорости вращения. Знак скорости в подобных экспериментах может быть определен при наблюдении в направлении инъекции.

Ленинградский
политехнический институт
им. М.И. Калинина

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
12 июля 1979 г.

Литература

- [1] А.А.Галеев, Р.З.Сагдеев. Препринт ИЯФ №98-70, СО АН СССР, 1970.
- [2] В.А.Рожанский, Л.Д.Цендин. Физика плазмы, 5, вып. 3, 1979.
- [3] M.G.Bell. Nuclear Fusion, 19, 33, 1979.
- [4] В.Е.Голант, А.П.Жилинский, Б.В.Кутеев, В.А.Рожанский, И.А.Сахаров, Л.Д.Цендин. Письма в ЖТФ, 3, 1035, 1977.
- [5] G.L.Terry et al. Phys. Rev. Lett., 39, 1615, 1977.
- [6] S.Suckewer, E.Hinnov, J.Schivell. PPPL-1430, UC-20f, Princeton New Jersey, 1978.