

04

Радиальный ток в токамаке при инжекции нейтрального пучка

© Л.Г. Аскинази, М.И. Вильджюнас, В.А. Корнев, С.В. Лебедев,
А.С. Тукачинский

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
E-mail: max@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 28 сентября 2012 г.

Рассматривается генерация радиального тока I_r , возникающего при ионизации быстрых частиц инжектируемого в токамак нейтрального пучка дейтерия. Ток I_r и сила F , определяемая произведением $[I_r \times B]$, имеют сложную зависимость от радиуса. По этой причине момент вращения, возникающий вместе с силой F , является неоднородным по радиусу и может приводить к появлению шира скорости вращения. При достаточной величине шира возможна стабилизация микро- и макронеустойчивостей плазмы [1,2]. Рассмотрено влияние свойств пучка и параметров эксперимента на пространственное распределение I_r для условий токамака ТУМАН-3М.

В работе [3] для генерации радиального тока было предложено использовать тот факт, что при инжекции нейтрального пучка в плазму часть быстрых ионов после ионизации оказывается на „неудерживаемых“ траекториях и почти сразу, за несколько циклотронных периодов, попадает на стенки камеры. Свой заряд, импульс и энергию они передают стенкам камеры. Электроны, образовавшиеся при ионизации, остаются в плазме. Возникает, таким образом, радиальный ток, который в стационарной фазе компенсируется током медленных частиц, направленным в противоположном направлении. Действующая на плазму сила F связана с током медленных частиц.

При большой энергии частиц инжектируемого пучка движение быстрых ионов практически не зависит от потенциала плазмы, поскольку, как наблюдалось в эксперименте, при инжекции потенциал много меньше энергии пучка [4,5]. На величину радиального тока I_r влияют величина и форма зон захвата, пространственное распределение интенсивности пучка, а также распределение параметров плазмы, определяющих скорость ионизации частиц. Ток I_r и эффекты, связанные

с ним, растут при увеличении потерь быстрых ионов. Например, при инжекции в направлении против тока плазмы, при контринжекции, потери больше, чем при инжекции в противоположном направлении, при коинжекции. В экспериментах на токамаке ТУМАН-3 изучался переход в Н-режим при различной плотности плазмы [4]. Было показано, что при контринжекции переход наблюдается при меньшей плотности, чем при коинжекции. Так как уменьшение плотности затрудняет переход [6], то возможность осуществления LH-перехода при контринжекции в плазму с низкой плотностью, по-видимому, обусловлена наличием радиального тока и связанного с ним радиального неоднородного вращения, скорость которого определяется балансом между силой вязкости и силой F . Возможность изменения пространственного распределения генерируемого радиального тока I_r и его величины может позволить получать режимы с улучшенным удержанием в более широком диапазоне условий.

В работе приводятся результаты расчета скорости ионизации и тока I_r для условий эксперимента на токамаке ТУМАН-3М. Были выбраны следующие режимы: $q^{cy}(a) = 3.54$, $\langle n \rangle = 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $B_1 = 0.68 \text{ T}$ и $B_T = 1 \text{ T}$, энергия пучка дейтерия 25 kV , $R = 53 \text{ cm}$, $a = 22 \text{ cm}$, плотность плазмы аппроксимировалась выражением $n(r) \sim (1 - (r/a)^2)^{1.3}$. Здесь $q^{cy}(a)$ — запас устойчивости на границе в цилиндрическом приближении, $\langle n \rangle$ — средняя по сечению плотность плазмы, B_T — тороидальное магнитное поле, R и a — большой и малый радиусы тороидальной камеры, $n(r)$ — плотность плазмы как функция малого радиуса, r — малый радиус.

На рис. 1, *a* показана геометрия эксперимента. Ось X направлена по направлению инжекции, прицельный параметр пучка $Y = 42 \text{ cm}$ (от оси тора), Z — расстояние от экваториальной плоскости тора. На рис. 1, *b* показаны зоны захвата. Положение зон рассчитывалось путем интегрирования уравнений движения ионов. В данных условиях при коинжекции имеются две зоны захвата, разделенные промежутком. При контринжекции есть одна зона. Увеличение магнитного поля (или уменьшение энергии пучка) приводит к увеличению размеров зон захвата, две зоны для случая коинжекции могут слиться в одну. Площадь зон и связанная с ней эффективность захвата, как видно, больше при коинжекции, поэтому больше мощность нагрева и передаваемый плазме продольный импульс, но передаваемый импульс, связанный с протеканием радиального тока I_r , меньше. На рис. 1, *b* также указаны линии инжекции выбранных для примера 4 нейтральных пучков, проходящих на расстояниях $z = 0, 3, 6, 9 \text{ cm}$ от горизонтальной плоскости

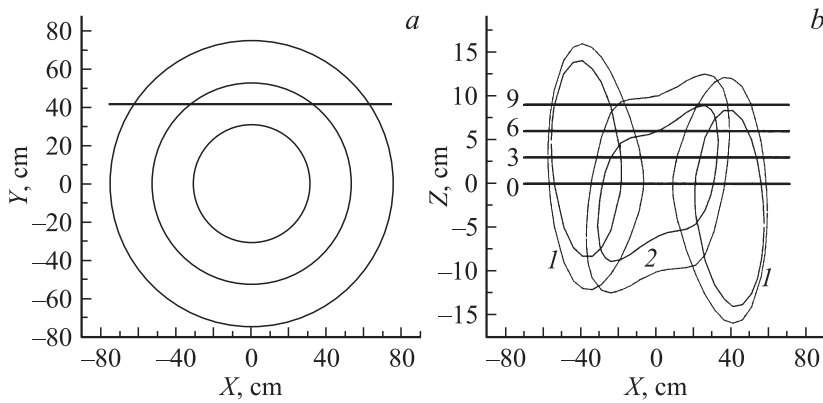


Рис. 1. *a* — геометрия установки, вид сверху, указана линия инжекции; *b* — *1* — зоны захвата при коинжекции, *2* — при контринжекции $B = 0.68$ Т и $B = 1$ Т. Зоны большего размера при $B = 1$ Т. Указаны линии инжекции для $z = 0, 3, 6, 9$ см.

и имеющих малые поперечные размеры. Частицы, находящиеся на горизонтальной плоскости и вблизи от нее ($z = 0, 3, 6$ см), проходят через зоны захвата как при коинжекции, так и при контринжекции. Если интенсивность нейтрального пучка равна $I_0(z)$ на входе в камеру, то отношение $I_r(r, z)/I_0(z)$ (в эквивалентных токах) для $z = 0, 3, 6$ см при $r = a$ (на стенке камеры) будет меньше единицы, даже если не учитывать, что часть частиц пролетает камеру без ионизации (здесь $I_r(r, z)$ — радиальный ток на радиусе r , генерируемый частицами пучка, который проходит на высоте z). Для $z = 9$ см и случая контринжекции пучок практически не захватывает зону захвата и почти все ионы вносят вклад в радиальный ток.

На рис. 2, *a* показано, как меняется радиальное положение частиц пучка $r(x, z)$ при движении по линии инжекции. Если линейная плотность пучка, находящегося на расстоянии z от экваториальной плоскости, равна $I(x, z)$, то плотность $j(r, z)$ (число частиц нейтрального пучка на радиусе r в интервале Δr равно $\Delta r \times j(r, z)$) определяется для каждого r суммой по 4 участкам монотонного изменения r от x , это участки I–IV на рис. 2, *a*:

$$j(r, z) = \sum_{i=1,4} \left| \frac{I(x, z)}{dr(x, z)/dx} \right|.$$

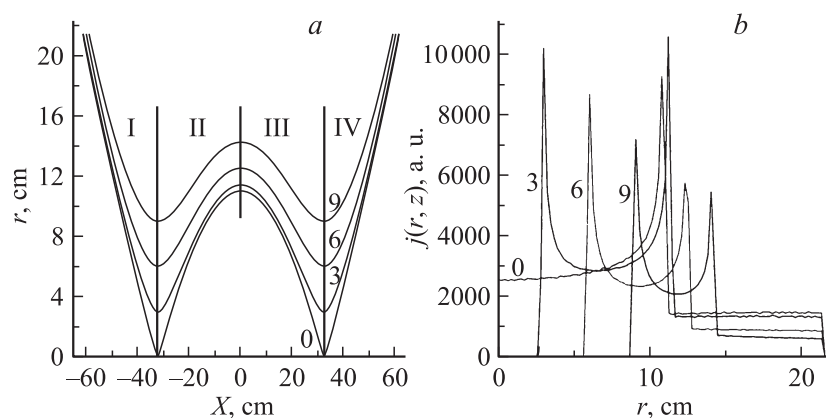


Рис. 2. *a* — радиальное положение частиц пучка r в зависимости от x и z , I–IV — участки монотонного изменения r от x ; *b* — радиальные распределения плотности нейтрального пучка при $z = 0, 3, 6, 9$ см.

Имеются точки, где производная $dr(x, z)/dx$ стремится к 0, там $j(r, z)$ стремится к бесконечности. На этих радиусах число частиц пучка максимально. На рис. 2, *b* показаны расчетные радиальные распределения плотности пучка, параметром является z . В установке ТУМАН-3М основным механизмом ионизации быстрых частиц является перезарядка, поэтому величина $j(r, z) \times n(r)$ определяет скорость ионизации на радиусе r , здесь n — концентрация плазмы. Поскольку радиальный ток равен по величине току уходящих быстрых ионов, то в него вносят вклад участки пучка, находящиеся вне зон захвата. Общий ток в стационарных условиях определяется интегралом от скоростей ионизации по всем радиусам за вычетом захватываемых частиц. На рис. 3, *a* показано распределение I_r , нормированное на полный ток инжекции для случая коинжекции, на рис. 3, *b* — для контринжекции. При контринжекции общий ток уходящих частиц больше, чем при коинжекции, отношение токов меняется от 2.1 для $z = 0$ см до 3.5 для $z = 9$ см.

Расчет показал, что распределение плотности радиального тока по радиусу неоднородно, по этой причине неоднородно и распределение

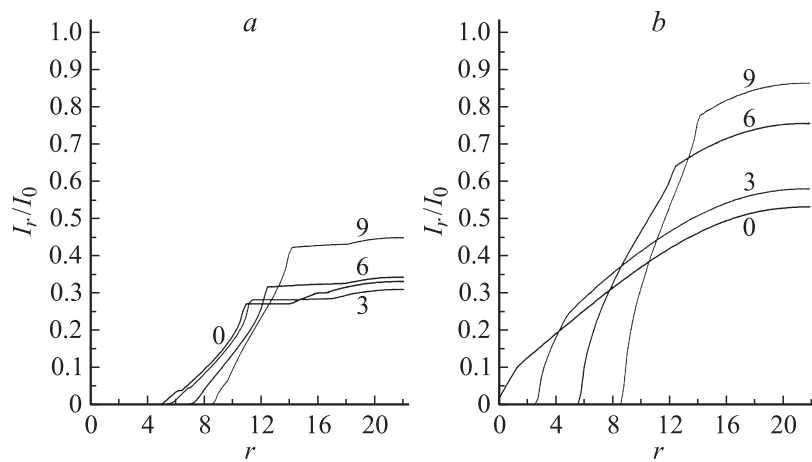


Рис. 3. Радиальные распределения тока I_r , нормированные на эквивалентный ток нейтрального пучка на входе в камеру I_0 , $z = 0, 3, 6, 9$ см, $B = 0.68$ Т. *a* — коинжекция, *b* — контринжекция.

связанного с ним передаваемого импульса, что может приводить к появлению шире скорости вращения. Изменение высоты пучка над экваториальной плоскостью позволяет сдвигать точку максимального градиента скорости ионизации и соответственно градиента величины генерируемого тока, меняя радиальное распределение тока. Прицельный параметр влияет на форму зон захвата, так как ионизовавшиеся быстрые частицы оказываются на разных расстояниях от стенок камеры, что сказывается на их удержании и на радиальном распределении тока.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки, Российской академии наук (контракт 16.518.11.7017 и дополнительное соглашение № 1, контракт 11.Г34.31.0041), Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 10-02-01414-a) и Centre of Excellence (NWO/RFBR Grant # 047.018.002), а также по мероприятию 1.8 ФЦП „Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технического комплекса России на 2007–2013 годы“.

Список литературы

- [1] *Biglari H., Diamond P., Terry P.* // Phys. Fluids. B. 1990. V. 21.
- [2] *Fitzpatrick R., Hastie R., Martin T., Roach C.* // Nucl. Fusion. 1993. V. 33. P. 1533.
- [3] *Kim J., Burrell K.H., Groebner R.J.* et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1996. V. 38. P. 1479.
- [4] *Lebedev S.V., Askinazi L.G., Chernyshev F.V.* et al. // Nucl. Fusion. 2009. V. 49. P. 085 029.
- [5] *Askinazi L.G., Kornev V.A., Krikunov S.V.* et al. // Physics: Conference Series. 2008. V. 123. P. 012 010.
- [6] ASDEX Team. // Nucl. Fusion. 1989. V. 29. P. 1959.