

Письма в ЖЭТФ, том 15, вып 1, стр. 72 – 76

5 января 1972 г.

ТОКАМАК С НЕКРУГЛЫМ СЕЧЕНИЕМ ПЛАЗМЕННОГО ВИТКА

Л. А. Арцимович, В. Д. Шаfranов

Основная задача исследований, выполняемых на установках Токамак, заключается в получении плазмы с возможно более высокой температурой и плотностью в квазистационарных условиях. В существующих установках Токамак создается кольцевой плазменный виток с сечением близким к круговому. Плазма нагревается джоулевым теплом тока, проходящего вдоль витка. Магнитное поле этого тока выполняет основную функцию удержания и термоизоляции плазмы. Для обеспечения устойчивости плазменного витка по отношению к крупномасштабным деформациям магнитогидродинамического типа используется сильное внешнее поле, кольцевые силовые линии которого параллельны току в витке.

Эксперименты, выполненные на установках Токамак показали, что средняя величина давления плазмы в витке \bar{p} пропорциональна H_ϕ^2 , где H_ϕ – напряженность магнитного поля тока на границе плазмы. С увеличением H_ϕ растет также время удержания энергии в плазме τ . При этом \bar{p} и τ практически не зависят от напряженности продольного магнитного поля H_θ . Поэтому для повышения основных физических параметров плазмы в установках Токамак необходимо увеличивать H_ϕ .

Однако, анализ устойчивости плазменного витка показывает, что при заданном значении H_θ на величину H_ϕ накладывается некоторое ограничение. Плазменный виток устойчив по отношению к винтовым деформациям, если не слишком мал так называемый запас устойчивости

$$q = \frac{H_\theta}{H_\phi} \frac{L_\phi}{L_\theta}, \quad (1)$$

где $L_\theta = 2\pi R$ – длина витка, L_ϕ – длина границы поперечного сечения витка. Целым значениям $q = 1, 2, 3 \dots$ соответствует такая конфигурация поля, при которой силовая линия, проходящая по границе плазмы, замыкается после нескольких (1, 2, 3...) обходов вдоль витка. На основании имеющихся экспериментальных данных и некоторых теоретических расчетов можно прийти к выводу, что минимальная допустимая величина q близка к 2: При $q = 2$ из (1) следует, что для витка с круговым поперечным сечением радиуса a отношение H_ϕ/H_θ не должно превышать $a/2R$. Поскольку по чисто конструктивным соображениям a/R в установках Токамак не может значительно превышать $1/3$, то отношение H_ϕ/H_θ должно быть меньше $\sim 1/6$. В установках, которые эксплуатируются в настоящее время, это отношение меньше 0,1. Вследствие малости H_ϕ/H_θ для получения плотной высокотемпературной плазмы необходимо создавать продольные поля с очень высокой напряженностью, что наталкивается на серьезные технические трудности. В силу этой же причины большую роль в потерях энергии плазмы при высокой температуре приобретает магнито-тормозное излучение.

Один из возможных путей для повышения H_ϕ при сохранении величины H_θ и геометрического параметра a/R состоит в изменении формы поперечного сечения плазменного витка с переходом от кругового сечения к сечению, вытянутому вдоль главной оси тороидальной системы. Если высота плазменного кольца $2b$ в несколько раз превышает его толщину $2a$, то $L_\phi/L_\theta \approx 2b/\pi R$. При $2b \approx \pi R$ и фиксированных значениях q и H_θ это означает увеличение H_ϕ^2 на порядок величины и соответствующее возрастание давления плазмы (в предположении, что отношение \bar{p} к H_ϕ^2 сохраняется при изменении формы поперечного сечения).

Рассматривая конкретные способы осуществления указанной общей идеи мы должны принять во внимание, что соотношение (1) относится

только к одному из двух основных видов крупномасштабных деформаций, которые могут приводить к потере устойчивости плазменного витка.

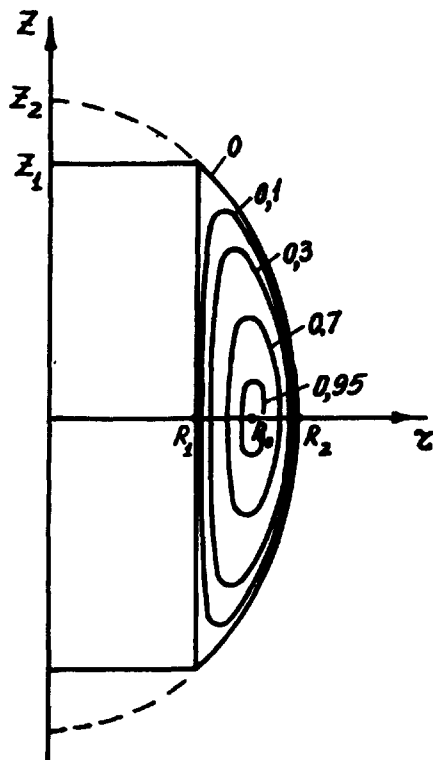


Рис. 1

Стабилизация некоторых из деформаций желобкового типа происходит, по-видимому, благодаря "магнитной яме", которая автоматически осуществляется в витке круглого сечения. Для сохранения магнитной ямы в случае вытянутого сечения ему следует придать форму сегмента [1 - 2]. В качестве примера такой системы на рис. 1 показаны магнитные поверхности равновесной конфигурации, в которой плотность продольного тока распределена по закону

$$i_{\theta} = i_0 \left[\beta_p \frac{r}{R_0} + (1 - \beta_p) \frac{R_0}{r} \right]. \quad (2)$$

Равновесный плазменный шнур занимает внешнюю часть ($r > R_1$) эллипсоида с полуосями R_2 , $z_2 = z_1 R_2 / \sqrt{R_2^2 - R_1^2}$. Радиус магнитной оси $R_0 = \sqrt{(R_1^2 + R_2^2)/2}$. На рисунке цифрами показаны относительные уровни давления плазмы. Параметр β_p , характеризующий отношение градиента давления к электромагнитной силе стягивания при $z_1 \gg (R_2 - R_1)$ близок к единице. В окрестности магнитной оси сечения магнитных поверхностей имеют форму эллипсов с отношением полуосей

$$\frac{\ell_z}{\ell_r} = \frac{2z_1 \sqrt{R_1^2 + R_2^2}}{R_2^2 - R_1^2}. \quad (3)$$

Условие устойчивости гидромагнитных желобковых возмущений в окрестности магнитной оси при $\ell_z^2 \gg \ell_r^2$ на основании работ [1 - 2] может быть записано в виде

$$q^2 > \frac{2z_2^2}{R_2^2} . \quad (4)$$

В случае конфигурации, изображенной на рис. 1, это условие приводит к ограничению $q > 1,76$, не противоречащему условию устойчивости крупномасштабных возмущений.

Выясним теперь, как вытянутость сечения плазменного витка должна повлиять на температуру плазмы. В Токамаке с круглым сечением температура ионной компоненты хорошо описывается формулой, полученной одним из авторов [3]

$$T = 6 \cdot 10^{-7} \sqrt[3]{J H_\theta R^2 \bar{n}} A^{-1/2} , \quad (5)$$

где J - сила тока в амперах, \bar{n} - средняя плотность плазмы, A - атомный вес ионов. При выводе этой формулы предполагалось, что теплопроводность подчиняется неоклассическим формулам в области так называемого "плато" [4]. Рассматривая движение частиц в конфигурации с эллиптическим сечением магнитных поверхностей нетрудно установить, что неоклассические коэффициенты диффузии D и температуропроводности χ при $\ell_z^2 \gg \ell_r^2$ и фиксированных параметрах q и ℓ_r/R приобретают множитель $(\ell_r/\ell_z)^2$. Так в области плато

$$\chi \approx \frac{r_H q}{R} \frac{c T}{e H_\theta} \left(\frac{\ell_r}{\ell_z} \right)^2 . \quad (6)$$

Согласно [1] параметр q для эллиптических сечений выражается формулой

$$q = \frac{c H_\theta}{2\pi R j_0} \frac{\ell_z^2 + \ell_r^2}{2\ell_r \ell_z} . \quad (7)$$

Полагая $-\nabla^2 T \sim 2T/\ell_r^2$, находим, что $\chi \nabla^2 T$ не зависит от ℓ_r/ℓ_z . Таким образом формула (5) для температуры ионов с точностью до множителя порядка единицы остается справедливой и при $\ell_z^2 \gg \ell_r^2$. Следует поэтому ожидать повышения температуры в меру повышения силы тока $J = j_0 \pi \ell_r \ell_z$ за счет увеличения отношения ℓ_z/ℓ_r , как это следует из формулы (7).

Рассмотренная конфигурация поперечного сечения плазменного витка в форме сегмента позволяет решить еще одну важную для термоизоляции плазмы проблему. Речь идет о создании естественной границы плазмы без контакта ее с применяемым в настоящее время

ограничителем – диафрагмой. Дело в том, что для осуществления плазменного шнура некруглого сечения необходимы внешние токи, ориентация которых относительно тока в плазме схематически показана

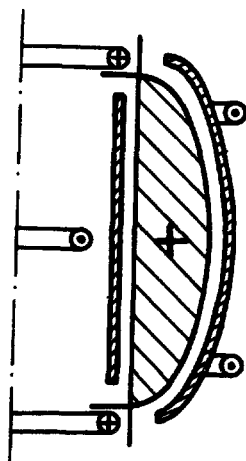


Рис. 2

на рис. 2. Между плазмой и проводниками, в которых ток имеет то же направление, что и в плазменном витке, имеется гиперболическая точка, определяющая положение сепаратрисы, которая разделяет систему замкнутых тороидальных магнитных поверхностей. Заряженные частицы плазмы, выходя за пределы сепаратрисы, будут двигаться вдоль силовых линий магнитного поля и выходить из разрядной камеры через предусмотренные продольные щели. С помощью такого естественного, не нарушающего симметрии системы, дивертора можно, по-видимому, существенно снизить поступление примесей в плазменный виток из-за взаимодействия горячей плазмы со стенками.

Поступила в редакцию
14 декабря 1971 г.

Литература

- [1] Л.С.Соловьев, В.Д.Шафранов, Э.И.Юрченко. *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, IAEA, Vienna, 1, 175, 1969.
- [2] G.Laval, H. Luc, E.K.Maschke, C.Mercier, R.Pellat. *IV Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, Madison, 1971, Paper CN – 28 / F – 12.
- [3] Л.А.Арцимович, А.В.Глухов, М.П.Петров. *Письма в ЖЭТФ*, 11, 449, 1970.
- [4] А.А.Галеев, Р.З.Сагдеев. *ЖЭТФ*, 53, 348, 1967.