

Письма в ЖЭТФ, том 18, вып. 1, стр. 24 – 27.

5 июля 1973 г.

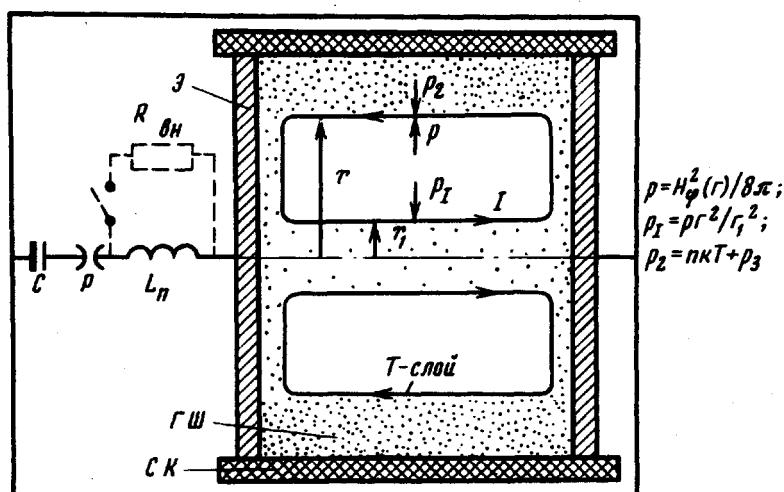
НЕКОТОРЫЕ СООБРАЖЕНИЯ О ТЕРМОЯДЕРНЫХ ВОЗМОЖНОСТЯХ ЗЕТ-ПИНЧА

И. Ф. Кварцхава, Ю. В. Матвеев

Как известно, попытки использования сильноточных плазменных систем в термоядерных (ТЯ) целях наталкиваются на большие трудности, обусловленные способностью разряда к некоторой самоорганизации, противодействующей удержанию горячей плазмы в магнитных полях. По представлениям теории эти трудности связаны, главным образом, с нестабильностями удерживаемой плазмы. По данным же опыта, в них ловинны и другие процессы, в том числе плазменные, развивающиеся как внутри, так и вне области удержания.

Так, например, теория идеализированного пинча, не учитывающая приэлектродные и пристеночные явления, а также наличие вокруг пинча разреженной плазмы, предсказывает весьма быстрые нестабильности с модами $m = 0$ и $m = 1$; "особенности" вольтамперной характеристики разряда она связывает только с радиальной пульсацией пинча и т. д. Однако, опыт показывает [1, 2], что: а) подъем тока после "особенностей" вызван повторными пробоями вдоль стенки камеры, резко снижающими индуктивность, б) при этом формируются замкнутые токовые оболочки, охватывающие поле пинча, в) пинч достаточно стабилен к обеим модам, развитию которых препятствуют токи в окружающей плазме, возникающей из-за неполного захвата газа начальным скин-слоем или эффекта "обратного скина" [1, 3] (мода $m = 0$ стабилизируется током, шунтирующим перетяжку, а мода $m = 1$ – обратным током), г) в результате повторных пробоев лишь небольшая часть начальной энергии используется для нагрева пинча, остальная часть консервируется в магнитном поле или диссирирует при абляции вещества с границ разряда, д) примеси продуктов абляции сбрасывают энергию пинча через излучение и т. д. Отсюда видно, что ТЯ недостатки пинчевой системы связаны не tanto с нестабильностями самого пинча, сколько с другими трудно устранимыми процессами самоорганизации разряда.

В этой ситуации разумен поиск условий опыта, позволяющих без нарушения самоорганизации обратить ее нежелательные проявления в положительные факторы. Покажем это на примере системы (рис. 1), в которой: а)на внутренней поверхности камеры и на электродах сконденсирован до твердой фазы газ с давлением насыщенного пара оптимальным для создания пинча, б)условия ряэзряда выбраны так, что формирование пинча и повторное зажигание происходят к моменту максимума тока I_m (энергия цепи всецело сосредотачивается в индуктивности пинча L и "паразитной" индуктивности L_n , причем $L_n \ll L$), в) энергия $\frac{1}{2} L_n I_m^2$ быстро диссилирует вне камеры, тогда как ток пинча замыкается вдоль стенки и образуется отключенная от цепи оболочка, г) энергия $\frac{1}{2} L I_m^2$, составляющая большую часть начальной энергии, расходуется, в основном, на абляцию вещества с границ разряда и его нагрев (сопротивление пинча мало), д)в результате интенсивной абляции возникает расширяющаяся к пинчу газовая "шуба" с T -слоем на фронте [4], сжимающем поле H_ϕ .



Видно, что в этих условиях часть диссилируемой в разряде энергии будет восстанавливаться через работу сжатия поля H_ϕ ; стабилизация моды $m = 1$ должна улучшаться по мере приближения T -слоя к пинчу, особенно из-за зависимости его проводимости σ (температуры и степени ионизации) от электрического поля E . При этом стабилизирующие приращения $\pm \Delta l$ [5], определяемые изменениями $\pm \Delta E$, будут усиливаться приращениями $\pm \Delta \sigma$. Стабильность T -слоя обеспечивается тем, что он движется против нарастающего поля H_ϕ и т. д.

Таким образом, в предлагаемых условиях разряда его самоорганизация направлена на сохранение устойчивости системы в течение всего времени диссипации энергии $W_m = \frac{1}{2} L I_m^2$. Время "жизни" системы τ определяется уравнением $W_m = \int_0^\tau I^2(t) R(t) dt$, где $R(t)$ значение

сопротивления, усредненное по всей оболочке тока и учитывающее восстановление диссилируемой энергии. По данным опыта, в условиях обычных пинчей¹⁾ ($L \sim 10^{-6}$ гн, $R \sim 10^{-2}$ ом) W_m может уменьшиться на порядок за время $L/R \sim 10^{-4}$ сек. С повышением мощности разряда и при движении T -слоя к пинчу τ будет возрастать. Кроме того, уровень энергии поля H_ϕ можно поддержать путем дополнительного ускорения T -слоя, например, током I_z или внешним H_z полем, так чтобы ток пинча подрастал в течение большей части τ . Для этого скорость T -слоя должна превышать величину $10^7 Rr/\ell$, где r – текущий радиус T -слоя, ℓ – длина пинча. Формирование пинча и "шубы" из дейтерия или смеси дейтерия и трития, может также увеличить τ , так как потери на излучение снизятся до минимума.

Эти представления, основанные преимущественно на данных опыта, позволяют сделать вывод о том, что оптимизация согласованности граничных и начальных условий разряда с его самоорганизацией улучшает возможность устойчивой принудительной эволюции системы к ТЯ состоянию. При времени удержания горячей плазмы $\gtrsim 10^{-4}$ сек согласно критерию Лоусона для $d-t$ -смеси концентрация частиц будет $\lesssim 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Чтобы установить способность системы преодолеть ТЯ предел, необходима постановка соответствующих опытов. Не исключено, что при таком подходе могут быть улучшены ТЯ возможности и некоторых других систем.¹⁾

Заметим кстати, что путем замораживания рабочего вещества на границах разряда легко обойти и трудности создания пинчей со стабилизирующей "шубой" (интерес к ним вновь возрос [6]), устанавливая давление паров на уровне, удобном для пробоя длинных промежутков. При этом, скорость нарастания тока можно запрограммировать так, чтобы снизить интенсивность ударных волн (обеспечить почти равномерное по сечению разряда нарастание суммарного давления $nkT + \frac{H_\phi^2}{8\pi}$), увеличивающих перенос энергии к стенкам камеры.

Поступила в редакцию
16 мая 1973 г.

¹⁾ Повторное зажигание происходит при $I < I_m$ без полного отклонения от цепи токовой оболочки (см., например, [2]) с почти постоянными L и R .

Литература

- [1] I.F.Kvartskhava, Yu. V.Matveev. Nucl. Fusion, 11, 385, 1971;
 Н.А.В.Bodin. Atomkernenergie, 19, 175, 1972.
 - [2] И.Ф.Кварцхава, Ю.В.Матвеев, Н.Г.Решетняк . Письма в ЖЭТФ, 15,
 619, 1972.
 - [3] I.F.Kvartskhava, Yu. V.Matveev, E.Yu. Khautiev. Nucl. Fusion, 11,
 349, 1971.
 - [4] А.Н.Тихонов, А.А.Самарский и др. ДАН, 173, 808, 1967.
 - [5] М.А.Леонтович. Физика плазмы и Путр, 1, 110, 1958.
 - [6] С.Г.Алиханов и др. ТВТ, 5, 410, 1967; D.Y.Cheng. Bull. Amer. Phys.
 Soc., S11, 16, 1265, 1971; D.A.Tidman. Appl. Phys. Lett., 20, 23,
 1972; D.V.Anderson et al. Bull. Amer. Phys. Soc., S11, 17, 1029,
 1972.
-