Письма в ЖЭТФ, том 31, вып.12, стр. 756 – 759 *20 июня 1980 г.*

О ПРИРОДЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ СРЫВА В ТОКАМАКЕ

Л.Е.Захаров

Выявлена роль взаимодействия тока плазмы с продольным полем в возникновении винтовых неустойчивостей. Показано, что насыщение нарастания винтовых мод связано только с поверхностными токами. В предположении, что они эффективно диссипируют, например, за счет поверхностной винтовой моды, обнаруженной в [5], предложена картина неустойчивости срыва.

Неустойчивость срыва представляет из себя одно из ярких и в то же время нежелательных явлений, обнаруженных в исследованиях по удержанию плазмы в установках токамак. Эта неустойчивость неожиданно, за времена масштаба нескольких десятков микросекунд приводит к выбросу значительной доли тепловой энергии плазмы, сопровождаясь вспышкой целой серии винтовых возмущений магнитного поля, отрицательным выбросом напряжения на плазменном шнуре и значительным взаимодействием плазмы со стенками камеры. Хотя сейчас сложилась весьма детальная экспериментальная картина срыва [1 – 3], нельзя сказать, что причина его понята и построена адекватная модель.

Здесь мы обратим внимание на условия равновесия плазменного шнура с током, имеющего винтовую деформацию магнитных поверхностей: $\rho = a + \xi \cos(m\theta - n\zeta)$ (a – радиус шнура, θ, ζ – полоидальный и тороидальный углы). При однородной плотности тока в плазме $j_p(\rho) = \text{const}$, как показывает расчет, функция потока Ψ_{ext} удерживающего поля, которое для равновесия плазмы должно создаваться внешними винтовыми обмотками, имеет вид

$$\Psi_{ext} = -\frac{\pi}{c} \frac{\rho^m}{a^{m-2}} \cos(m\theta - n\zeta) \frac{2\xi}{a}\left[j_p \frac{m-1}{m} - j_B\right], \quad (1)$$

где $j_B = \frac{2n}{mR} B_s = \text{const}$ – плотность тока, при которой запас устойчивости q равнялся бы m/n. Слагаемое j_B в (1) отражает тот факт, что в сильном продольном поле B_s имеется сила взаимодействия тока плазмы, текущего по винтовым линиям, с продольным полем. Эта сила стремится разорвать шнур и частично берет на себя функции удерживающего поля. Появление этой дополнительной силы и отличает винтовое равновесие от равновесия прямолинейного шнура некруглого сечения.

При выполнении условия

$$j_p < \frac{m-1}{m} j_B, \text{ т.е. } nq > m-1 \quad (2)$$

поле Ψ_{ext} меняет знак. Это означает, что упомянутая разрывающая сила, связанная с продольным полем, становится больше силы стягивания плазмы под действием собственного поля. В отсутствие винтовых обмоток, $\Psi_{ext} = 0$, условие (2) означает винтовую неустойчивость.

Обобщая этот анализ на произвольные распределения тока $j_p(\rho) \neq \text{const}$, можно сказать, что такое нарушение винтового равновесия происходит при $nq > nq_{cr}$, где q_{cr} – значение q, соответствующее левой границе зоны неустойчивости на диаграмме Шафранова [4, 5]. Хорошо известно, что при выполнении условия $nq > m$ идеальная мода стабилизируется, но, как нетрудно установить, только за счет поверхностных токов, возникающих при деформации шнура. Поскольку причина неустойчивости, связанная с объемным током плазмы, не устраняется учет диссипации должен привести к появлению неустойчивости, которая и была обнаружена в работе [5] и по смыслу является поверхностной винтовой модой.

Основываясь на изложенном, можно предложить следующую картину неустойчивости срыва. 1) В устойчивой стадии разряд в токамаке соответствует положению слева от зоны неустоичивости винтовой моды [5]. Имеются основания считать, что, независимо от значения q на диафрагме, здесь надо брать диаграмму для моды $m = 2$, $n = 1$. 2) К неустойчивости срыва приводит понижение тока в центре шнура, которое можно связать, например, со внутренним срывом. При этом разряд слева входит в зону винтовой неустойчивости моды $m = 2$, $n = 1$. Если плотность тока упала настолько, что $q(0)$ в центре стало больше единицы (условие (2)), то в дальнейшем произойдет полное выворачивание плазменного шнура, так что его центральная часть выйдет наружу, а холодная периферийная плазма окажется в центре. Это означает большой срыв. Если падение плотности тока не столь значительное, то перестроится только периферия шнура, что соответствует малому срыву. 3) Считая, что после выворачивания плазмы, центральная его часть растекается по поверхности радиуса d, из условия сохранения магнитных потоков, которое для винтовых течений имеет вид

$$\int_0^b \left(B_\theta(\rho) - \frac{n\rho}{mR} B_s\right) d\rho = \int_d^b \left(B_\theta^1(\rho) - \frac{n\rho}{mR} B_s\right) d\rho \qquad (3)$$

($B_\theta(\rho)$, $B_\theta^1(\rho)$ – поле тока до и после неустойчивости, b – радиус эффективного кожуха), легко получить следующую формулу для изменения тока плазмы:

$$\frac{\delta I}{I} = \frac{2\, l_i^\psi - \frac{n}{m} q(d)}{\ln \frac{b^2}{d^2}}, \quad l_i^\psi = \frac{c}{2I} \int_0^d B_\theta(\rho)\, d\rho. \qquad (4)$$

Если d меньше так называемого радиуса перемешивания [6], то $\delta I > 0$, что дает отрицательный пичок на напряжении обхода. 4) Согласно представлениям, развитым Кадомцевым [6], после прохождения отдельной винтовой моды величина $q(0)$ в центре шнура становится равной m/n. В соответствии с (2) это означает выполнение условий возникновения следующей моды $m+1$, n. Поэтому после прохождения моды $m = 2$ возникает серия мод $m = 3,4$ и т.д.

Отметим, что распространенная точка зрения, что винтовая неустойчивость стабилизируется на нелинейной стадии за счет шира, является неправильной. Выявленная выше причина неустойчивости, очевидно, никак не устраняется при развитии моды. Наблюдавшаяся же в численных расчетах [7] стабилизация целиком обязана поверхностному току, появляющемуся в модели идеальной проводимости. При винтовой деформации шнура из условия сохранения величины $\mu = 1/q$

$$2\mu = 1 + \left(\frac{I_p}{S j_B} - 1\right) \frac{2\lambda}{\lambda^2 + 1}. \qquad (5)$$

Из площади сечения S следует, что объемный ток плазмы I_p возрастает (λ — отношение полуосей сечения), что возбуждает поверхностный ток обратного направления. Он, как легко видеть, и играет стабилизирующую роль. Основываясь на результатах работы [5], можно предположить, что поверхностный ток будет эффективно диссипировать за счет поверхностной винтовой моды. Тем самым для плазмы конечной проводимости нелинейная стабилизация отсутствует.

Наиболее развитая сейчас модель неустойчивости срыва [8], основанная на взаимодействии тиринг-мод $m = 2$, $n = 1$ и $m = 3$, $n = 2$, с нашей точки зрения, не является убедительной. Как следует из работы [5] область плазмы за резонансной поверхностью является неустойчивой и там не может существовать плазмы с высокой проводимостью и заметным током. Тем самым условиям токамака больше соответствует модель со свободной границей. Замеченное же в экспериментах присутствие гармоники $m = 3$, $n = 2$ можно объяснить тем, что условие ее возникновения (2): $q\ (0) > 1$, совпадает с условием возникновения моды $m = 2$, $n = 1$, т.е. дробная гармоника может развиваться, но не является определяющей.

В заключение отметим, что, поскольку, препятствовать сбросу плотности тока в центре шнура скорее всего нельзя, а это было бы радикальным средством предотвращения срыва, следует учесть возможность стабилизации моды $m = 2$, $n = 1$ за счет кожуха, которым в данном случае является лайнер установки. Его эффект тем сильнее, чем меньше разница в размерах токового канала и кожуха. Это означает, что режимы с низкими q на границе плазмы, являются наиболее перспективными.

Автор благодарен С.В.Мирнову, В.С. Муховатому, Б.Б.Кадомцеву и В.Д.Шафранову за обсуждение работы.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
3 мая 1980 г.

Литература

[1] С.В.Мирнов, Н.Б.Семенов. Препринт ИАЭ им. И.В. Курчатова, №2723, 1976.

[2] В.Г.Мережкин. Препринт ИАЭ им. И.В. Курчатова, №2790, 1977.

[3] DIVA GROUP. Nucl. Fusion, 20, 271, 1980.

[4] В.Д.Шафранов. ЖТФ, 40, 241, 1970.

[5] Л.Е.Захаров. Письма в ЖЭТФ, 30, 300, 1980.

[6] B.B.Kadomtsev. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res., v.I, IAEA, Vienna, p. 555, 1977.

[7] R.White, D.Monticello, M.Rosenbluth, H.Strauss, B.B.Kadomtsev. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res., v.I, IAEA, Vienna, p.495, 1975.

[8] B.V.Waddell, B.Carreras, H.R.Hicks, J.A.Holmes. Phys. Fluids, 22, 896, 1979.