

04;12

## МГД-неустойчивости и генерация сверхсильных магнитных полей

© П.И. Зубков, К.А. Тен

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск

Поступило в Редакцию 6 февраля 1997 г.

Предложены методы генерации магнитных полей при преднамеренном возбуждении и развитии силовых неустойчивостей плазменного канала с током.

В работе [1] рассмотрена возможность генерации мощных электрических импульсов при возбуждении МГД (силовых) неустойчивостей плазменного столба с током. Показано, что при возбуждении винтовых неустойчивостей максимальная ЭДС электромагнитной индукции, значительно превосходящая начальное напряжение на накопителе, ограничена. В случае возбуждения перетяжек в нецилиндрическом Z-пинче в рамках МГД-приближения генерируемая ЭДС электромагнитной индукции неограниченна.

В [2] показано, что возбуждение перетяжек может осуществляться заданием определенных начальных и граничных условий. Аналогичным образом возможно возбуждение и винтовых неустойчивостей.

На рис. 1 представлена постановка экспериментов, в которых возбуждение и развитие винтовой неустойчивости приводило к образованию плазменного соленоида. С внутренней стороны цилиндра 1, изготовленного из оргстекла, выполнен винтовой накал 2. Внутри этого цилиндра вплотную вставлялся сплошной стержень 3 из фторопласта, на который был нанесен слой алюминиевой фольги 4. Устройство размещалось в проводящем цилиндре 5, являющемся обратным тоководом. Цилиндр 5 для предотвращения возникновения в нем азимутальных токов выполнен с разрезом вдоль образующей. Вся экспериментальная сборка включалась в цепь емкостного накопителя энергии. Измерялись ток в цепи и производная индукция магнитного поля датчиком 6, расположенным на оси фторопластового стержня.

На рис. 2 представлена осциллограмма разряда: верхний луч — ток в цепи (амплитуда — 180 kA, развертка  $10 \mu\text{s}/\text{interval}$ , нижний —

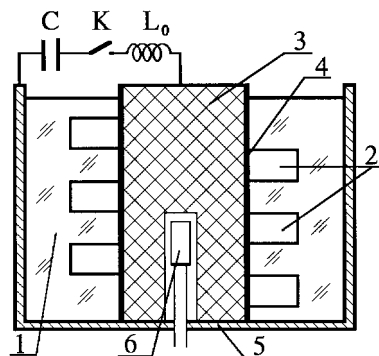


Рис. 1.

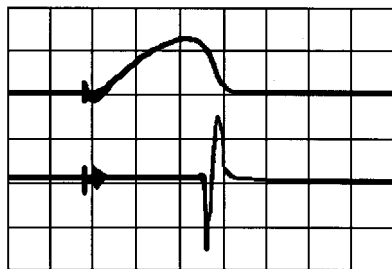


Рис. 2.

производная индукции магнитного поля в центре стержня. Вначале разряд цилиндрически симметричен и аксиальное магнитное поле на оси разряда отсутствует. При взрыве фольги под действием протекающего тока образуется плазменный канал. Он неустойчив по отношению к росту индуктивности, в нем развивается винтовая неустойчивость, приводящая к возникновению аксиального магнитного поля, которое фиксируется на нижнем луче. Происходит перестройка тока и магнитного поля, образуется плазменный соленоид, на оси которого генерируется аксиальное магнитное поле. Длина волны  $\lambda$  винтовой неустойчивости может быть заранее задана граничными условиями. В приведенных экспериментах  $\lambda$  задавалась шагом винтового канала.

Оценим возможные величины генерируемых магнитных полей при развитии силовых неустойчивостей плазменного столба с током. Термин "силовые неустойчивости", удачно отражающий физику явления, позаимствован из [3]. Плазму будем считать идеально проводящей. Такое рассмотрение справедливо при характерном времени развития неустойчивостей, много меньшем периода разряда, что, как правило, и имеет место. В этом случае ток в цепи  $I$  в момент времени, когда индуктивность плазменного канала из-за развития силовых неустойчивостей станет равной  $L$ , может быть найден из сохранения магнитного потока

$$L_0 \cdot I_0 = (L_0 + L) \cdot I,$$

где  $L_0$  и  $I_0$  — индуктивность и максимальный ток в недеформируемом контуре. Начальная индуктивность плазменного столба много меньше  $L_0$ , поэтому ею можно пренебречь.

Подбором всегда можно добиться возникновения неустойчивостей при токе, близком к максимальному, как это наблюдалось в экспериментах (рис. 2).

В случае образования плазменного соленоида индукция аксиального магнитного поля  $B$  при длине волны  $\lambda$  винтовой неустойчивости много меньшей расстояния  $l$  между электродами будет

$$B \approx \frac{4\pi}{c} \cdot \frac{I}{\lambda}.$$

Индуктивность  $L$  в этом приближении равна

$$L \approx \frac{4\pi^2 r^2 l}{\lambda^2},$$

где  $r$  — начальный радиус разрядного канала. Тогда для индукции  $B$  магнитного поля получим выражение

$$B \approx \frac{4\pi}{c} \cdot L_0 I_0 \cdot \frac{\lambda}{L_0 \lambda^2 + 4\pi^2 r^2 l},$$

имеющее максимум при  $\lambda = (\pi^2 r^2 l / L_0)^{1/2}$ . Индуктивность канала при этом  $L = L_0$ .

Максимальное значение  $B_{\max}$  индукции магнитного поля можно представить в виде  $B_{\max} \approx \frac{1}{2} \cdot B_0 \cdot \sqrt{L_0 / l} = B_0 \cdot \pi r / \lambda$ , где  $B_0$  —

индукция азимутального магнитного поля на поверхности цилиндра перед возникновением винтовой неустойчивости при максимальном токе. Если  $L_0 \gg l$  или  $r \gg \lambda$ , получаем  $B_{\max} \gg B_0$ .

При образовании перетяжек в нецилиндрическом Z-пинче для простоты вычисления индуктивности  $L$  плазменного столба представим, следуя [4], его ступенчатым. Рассмотрим столб плазмы длиной  $\lambda$ , равной длине волны возмущения. Вверху столба на длине  $\lambda/2$  радиус перетяжки будет равен  $r - \delta$ , где  $r$  — равновесный радиус, а  $\delta$  — возмущение. В нижней половине столба радиус перетяжки будет  $r + \delta$ . В таком приближении внешняя индуктивность плазменного столба длиной  $\lambda$  будет

$$L = \lambda \cdot \ln \frac{R^2}{r^2 - \delta^2},$$

где  $R$  — радиус внешнего токовода. Для индукции магнитного поля в перетяжке получим выражение

$$B = \frac{2I}{c(r - \delta)} = \frac{2L_0 I_0}{c \cdot (r - \delta)} \cdot \left( L_0 + \lambda \ln \frac{R^2}{r^2 - \delta^2} \right)^{-1}.$$

В рамках МГД-приближения ограничения сжатия в перетяжке нет [2,5], поэтому из полученной формулы формально следует, что  $B \rightarrow \infty$  при  $\delta \rightarrow r$ . Таким образом, в перетяжке индукция магнитного поля может быть неограниченна. Что касается пространства, в котором генерируется сильное магнитное поле, то, как показано в [2], оно может быть фиксировано начальными граничными условиями.

В случае цилиндрического Z-пинча, когда возможна генерация серии разнополярных мощных электрических импульсов [6], возможна и генерация серии импульсов магнитного поля. В этом случае

$$B_{\max} = B_0 \cdot \frac{RL_0}{r_0 \cdot (L_0 + l \cdot \ln(R/r_0))} \approx B_0 \cdot \frac{R}{r_0},$$

где  $r_0$  — радиус остановки цилиндрического Z-пинча. При  $R \gg r_0$  максимальное значение магнитной индукции  $B_{\max}$  может быть много больше, чем  $B_0$ .

Приведенные оценки показывают, что силовые неустойчивости могут быть использованы для генерации сильных и сверхсильных магнитных полей, иными словами, они не всегда вредны, а могут быть еще и полезны.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке фонда РФФИ, грант № 95-02-04411.

## Список литературы

- [1] Зубков П.И. // ПМТФ. 1993. № 4. С. 24–31.
- [2] Зубков П.И., Иценко С.М., Тен К.А. // Тез. докл. VII Международной конференции по генерации мегагауссных магнитных полей и родственным экспериментам. Саров (Арзамас-16), 1996. С. 41–42.
- [3] Александров А.Ф., Рухадзе А.А. // Физика сильноточных электроразрядных источников света. М.: Атомиздат, 1976. 184 с.
- [4] Вихрев В.В., Брагинский С.И. // Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1980. Вып. 10. С. 243–248.
- [5] Дьяченко В.Ф., Имиенник В.Г. // Вопросы теории плазмы. М.: Атомиздат, 1974. Вып. 8. С. 164–176.
- [6] Зубков П.И., Голубенко Д.Ю., Тен К.А. // Тез. докл. VII Международной конференции по генерации мегагауссных магнитных полей и родственным экспериментам. Саров (Арзамас-16), 1996. С. 42.