

- [1] Немошкаленко В.В., Остафийчук Б.К., Пылыпив В.М., Сенкевич А.Н., Федорив В.Д., Торчун Н.М. // ДАН УССР. Сер. А. 1988. № 6. С. 45-48.
- [2] Остафийчук Б.К., Пылыпив В.М., Шевчук П.И., Федорив В.Д., Волженская Л.Г., Петров В.Е. // Металлофизика. 1987. Т. 9. № 4. С. 75-78.
- [3] Скакун Н.А., Дикий Н.П., Матяш П.П., Страшинская А.Г. // ПТЭ. 1973. № 4. С. 49-50.
- [4] Zhang S.M., Zhang S.J., Guo X.U. // IEEE Trans. Magn. 1983. V. MAG-19. N 5. P. 1826-1828.
- [5] Ziegler I.E. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. P. 2971-2975.
- [6] Немошкаленко В.В., Остафийчук Б.К., Олейник В.А., Федорив В.Д. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 14. В. 23. С. 33-35.
- [7] Башкиров Ш.Ш., Ивойлов Н.Г., Романов Е.С. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 9. С. 2853-2856.
- [8] Skrimshire C.P., Longworth G., Dearnaley G. // J. Appl. D.: Appl. Phys. 1979. V. 12. N 11. P. 1951-1961.
- [9] Ostafiychuk B.K., Oleynik V.A., Filipiv V.M., Semen B.G., Kostyuk P.S., Tikhonov V.V. // Intern. Sympos. „MASHTEC'90". Dresden, GDR, April 24-27, 1990. Collected Abstracts. V. 2. P. 352-353.

Поступило в Редакцию

27 января 1990 г.

В окончательной редакции

31 мая 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 15

12 августа 1990 г.

04

© 1990

О МАГНИТНЫХ ЛОВУШКАХ С „ПЛАВАЮЩИМИ“  
В ПЛАЗМЕ ПРОВОДНИКАМИ

А.И. Морозов

В настоящее время в термоядерных исследованиях, за ничтожным исключением, используются ловушки, магнитные поля которых создаются „опертыми о Землю“ проводниками и (или) токами, текущими по плазме. Однако возможности таких систем принципиально ограни-

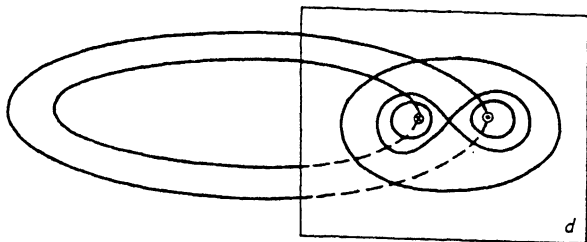


Рис. 1. Квадрупольная ловушка „Дублон“. Р - „изображающая“ плоскость.

ченны. В частности, они не позволяют окружить некий объем магнитным „забором“ („коркой“) без щелей и так, чтобы в некоторых внутренних частях этого объема было  $H=0$ . Такая конфигурация может быть реализована, как легко видеть, системой двух колец с током, „плавающих в плазме“ (рис. 1). Существуют две группы ловушек с „омываемыми“ плазмой проводниками. Первая группа - это ловушки, содержащие (кроме „опертых“) левитирующие проводники, полностью оторванные от земли (рис. 1) [1-3]. Вторая группа - ловушки, в которых концы проводников, омываемых плазмой, выходят за пределы ловушки и опираются о землю (рис. 2) [5, 6]. Мы предлагаем ловушки обеих групп называть общим именем „галатей“, а омываемые плазмой проводники - „миксинами“ [7]. Очевидно, класс галатей  $\{Г\}$  шире класса традиционных ловушек  $\{Л\}$  без миксин:  $\{Г\} \supset \{Л\}$ .

Галатеи могут иметь магнитные поля самой различной связности и, по-видимому, среди них всегда можно выбрать такую, которая удовлетворяет набору непротиворечивых условий на поле, обеспечивающего равновесие и устойчивость плазменной конфигурации.

Однако существует мнение, что галатеи вряд ли могут быть основой промышленных термоядерных реакторов [1, 2]. Приводятся 3 довода: сложность магнитной подвески миксин, трудность отвода выделяющейся на миксинах „термоядерной“ энергии, трудность поддержания сверхпроводящего состояния токонесущего проводника в миксине.

Однако эти возражения не имеют под собой серьезных оснований. Рассмотрим подробнее каждое из них.

а) Характерная плотность тока в современных сверхпроводниках  $j \sim 10 \text{ кА/см}^2$ . При плотности сверхпроводника  $\rho \sim 10 \text{ г/см}^3$  необходимая величина „поддерживающего“ поля  $H_{\perp}$  определяется условием  $\rho g = 0.1 j H_{\perp}$  и равна  $H_{\perp} \sim 10$  эрс (!). Если миксина содержит нейтронную защиту из углестигала диаметром 1 м, то при плотности углестигала  $\rho_{\gamma} \sim 3 \text{ г/см}^3$  вместе со встроенными элементами и при токе в миксине 3 МА, потребуется

$$H_{\perp} \sim 100 \text{ эрс} .$$

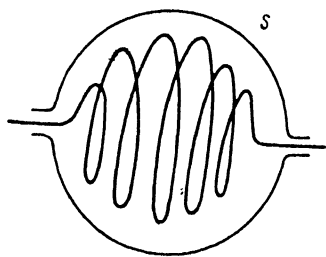


Рис. 2. Схема ловушки „Торнадо“ Скорнякова-Перегуда.  $S$  – сверхпроводящая диамагнитная сфера.

б) Опыт разработки проектов промышленных реакторов – токамаков на Д-Т показал, что оптимальные нагрузки на первую стенку лежат в пределах  $1-2 \text{ МВт/м}^2$ . Если принять их и для миксин, то такой энергетический по-

ток можно сбросить излучением, если температура поверхности при  $\epsilon = 1$  будет лежать в пределах  $T = 2050-2440 \text{ К}$ . Это вполне допустимые температуры.

Заметим, что в галатеех миксина неоднородно облучается нейтронами (рис. 1). Если на ее сторону, обращенную к основному плазменному объему, падает поток указанной величины, то с противоположной стороны, где находится охватывающая миксину тонкая „плазменная мантия“, поток будет порядка на два меньше и, следовательно, равновесная температура поверхности здесь будет  $T_{\text{хол}} \sim 650 \text{ К}$ .

в) Поддержание сверхпроводимости, по-видимому, не представит существенных трудностей, если можно будет воспользоваться „теплыми“ сверхпроводниками при азотной температуре. Действительно, при выбранной толщине защитный поток, приносимый нейтронами в объем сверхпроводника будет  $\lesssim 10^{-6}$  от падающего, т.е.  $\lesssim 1 \text{ Вт/м}$ . Следовательно, если поместить внутрь миксины криогенератор (как в домашнем холодильнике), работающий между азотной температурой ( $T_1 \sim 100 \text{ К}$ ) и температурой „холодной“ части поверхности миксины ( $T_2 \sim 700 \text{ К}$ ), о которой речь шла выше, то при КПД генератора по отношению к идеальному циклу Карно  $\sim 0.2$ , потребуется мощность всего  $30 \text{ Вт/м}$ . Это очень малая величина. Заметим, что мы пренебрегли нагревом сверхпроводника за счет теплопроводности от горячих зон миксины. Это можно сделать, используя современные средства теплоизоляции.

Таким образом, можно утверждать, что в настоящее время специфические технические трудности, связанные с галатееями, не носят радикального характера. Они более скромные, чем те, которые уже были преодолены создателями сверхскоростных поездов на магнитной подвеске [8]. А если это так, то развернутый анализ свойств галатей становится в высшей степени актуальной задачей в связи с проблемой поиска схем термоядерных ловушек, альтернативных токамакам.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. М.: Физматгиз, 1963. С. 496.
- [2] Кадоццев Б.Б. Гидромагнитная устойчивость плазмы. / Вопросы теории плазмы. В. 2. М.: Атомиздат. С. 132-176.

- [3] Yoshikawa S. // Ядерный синтез. Т. 13. № 3. С. 433-450.
- [4] Зыков В.Г. Свойства полоидального гелиотрона. Препринт ХФТИ 79-12. Харьков, 1979. С. 44.
- [5] Скорняков Г.В. // ЖТФ. 1962. Т. 32. В. 3, С. 261, С. 777; ЖТФ. 1962. Т. 32. В. 7. С. 777.
- [6] Peregoud B.P., Lehner B. // Nucl. Just. Meth. V. 180. 1981. P. 357.
- [7] Биологический энциклопедический словарь. М.: Советская энциклопедия, 1986. С. 362.
- [8] Виргильев Ю.С. и др. Исследование физико-химических, механических и вакуумных свойств углесталла. Препринт ИАЭ № 3248/8. 1980. С. 32.
- [9] Мани Л. Транспорт, энергетика и будущее. М.: Мир, 1987. С. 155.

Институт атомной энергии  
им. И.В. Курчатова,  
Москва

Поступило в Редакцию  
24 января 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 15

12 августа 1990 г.

04

© 1990

ДИФФУЗИОННЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ЛОВУШКИ С  $\beta = 1$

А.И. Морозов

К прямым неадиабатическим ловушкам относятся „пролетотрон“ (ПТ) [1, 2] и „длинная адиабатическая ловушка“ (ДАЛ) [3, 4], „газодинамическая ловушка“ (ГДЛ) [5, 6]. Время жизни частиц в них при условии вытекания через оба конца выражается формулой

$$\tau = \theta \frac{L}{2V_T} \xi, \quad (1)$$

где  $\xi$  - коэффициент замедления, равный соответственно

$$\xi_{ПТ} = 1, \quad \xi_{ДАЛ} = \frac{a}{\rho_i^M}, \quad \xi_{ГДЛ} = \frac{H_M}{H_0}. \quad (2)$$

Здесь  $\theta$  - фактор  $\sim 1$ , зависящий от особенностей ловушки,  $L$  - ее длина,  $a$  - радиус „основной“ части ловушки (ниже предполагается, что  $L \gg a$ ).  $V_T$  - тепловая скорость ионов,  $\rho_i^M$ ,  $H_M$  - ларморовский радиус и магнитное поле в щели (пробке),  $H_0$  - магнитное поле в основной части ловушки.