

ФОРМИРОВАНИЕ МАГНИТНЫХ ОСТРОВОВ В ТОКОВОМ СЛОЕ

А.Т.Алтынцев, В.И.Красов, Н.В.Лебедев, В.Л.Паперный

Показано, что регулярная пересоединенная магнитная структура токового слоя в виде цепочки островов формируется в результате спонтанного роста случайных начальных возмущений. Скорость этого процесса в широком диапазоне параметров плазмы контролируется ее проводимостью.

1. Эксперимент проводился на установке типа "тете-пинч" "УН-Феникс". Начальная плазма (водород, $n_0 = 7 \cdot 10^{11} \div 2,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $T_{e0} = 1 \div 5 \text{ эВ}$) создавалась в квазистационарном магнитном поле $B_0 = 310 \div 440 \text{ Гс}$, ориентированном вдоль оси установки. Плазма подвергалась сжатию полем ударного витка шириной $L = 30 \text{ см}$, диаметром 18 см, охватывающего вакуумный объем. Поле витка нарастало во времени по синусоидальному закону с полупериодом 1,3 мкс до значения $\tilde{B}_{max} = 1400 \text{ Гс}$. При этом на границе плазмы формировался цилиндрический токовый слой, сходящийся к оси установки. Через время $\lesssim 80 \text{ нс}$ после начала процесса температура электронов вследствие джоулевой диссипации тока на аномальном сопротивлении превышает 100 эВ, после чего плазму можно считать в классическом смысле бесстолкновительной¹.

Магнитная структура слоя изучалась с помощью подвижной системы шести магнитных зондов, разнесенных по радиусу и измеряющих компонент поля B_z , параллельный оси ус-

тановки. Пространственное разрешение составляло 1 см по оси Z и 0,5 см по радиусу, временное определялось точностью временной привязки сигналов зондов и составляло ~ 10 нс. Измерения показали, что магнитная структура слоя в пределах точности эксперимента обладает аксиальной симметрией, тогда изолинии магнитного потока $\Phi(r, z) = \int_0^r B_r(\rho, z) \rho d\rho$ совпадают с силовыми линиями поля. Значения поля в каждой точке усреднялись по 3–5 "выстрелам".

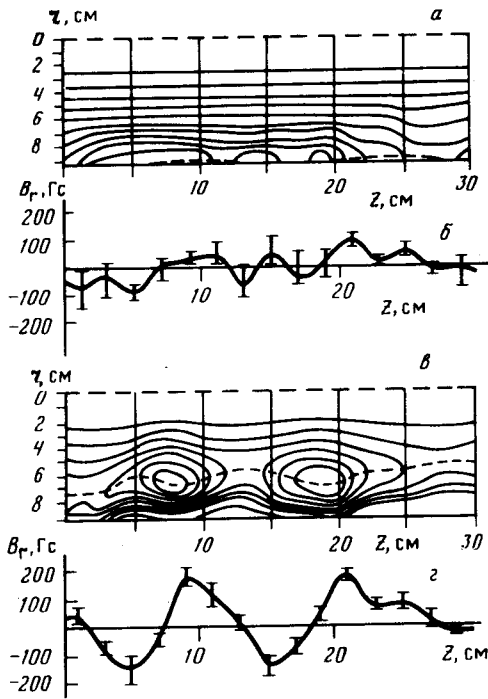


Рис. 1

Рис. 1. Карты изолиний магнитного потока в момент времени 20 нс (а), 120 нс (б); соответствующие распределения $B_r(r_0, z)$ (б, з) на нулевой линии, показанной пунктиром. Изолинии нанесены с шагом $1000 \text{ Гс} \cdot \text{см}^2$, ограничены сепаратрисой $\Phi = 0$; $z = 0, 30 \text{ см}$ – границы ударного витка ($B_0 = 310 \text{ Гс}$, $n_0 = 7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$)

Рис. 2. Амплитуды (а) и фазы (б) гармоник Фурье-разложения магнитных возмущений. Штриховкой показан разброс значений в начальный момент времени ($t = 20 \text{ нс}$), вертикальными отрезками – на поздней стадии ($t = 120 \text{ нс}$)

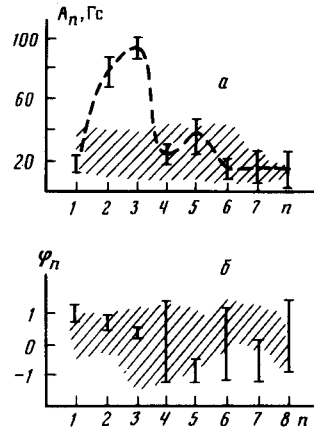


Рис. 2

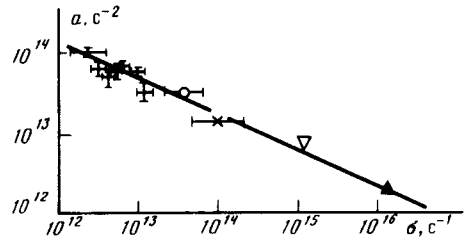


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость среднего параметра скорости пересоединения от средней проводимости плазмы в слое: \boxplus – результаты данной работы, \circ – результаты работы ⁶, \times – ⁷, ∇ – ⁸, \blacktriangle – ⁵. Прямая соответствует зависимости: $a(\sigma) \propto \sigma^{-0,45}$

2. Эволюцию магнитной структуры можно проследить по рис. 1. Видно, что из начальных возмущений магнитного поля развиваются магнитные острова (а, б). В процессе формирования островов возрастает поперечный компонент поля $B_r(r_0, z)$ на нулевой линии аксиального магнитного поля ($B_z(r_0, z) = 0$), который вычисляется по формуле $B_r(r_0, z) = - (1/r_0) \int_0^{r_0} (\partial B_z / \partial z) \rho d\rho$ (см. рис. 1, б, з). Динамику роста возмущений различных масштабов удобно анализировать, разложив значения $B_r(r_0, z)$ в ряд Фурье по пространственным

гармоникам, кратным L :

$$B_r(t, r_0, z) = \frac{A_0(t)}{2} + \sum_{h=1}^8 A_n(t) \cos \left(\frac{2\pi h}{L} z - \varphi_n \right) \quad (1)$$

Суммирование проводилось по первым восьми гармоникам, обеспечивавшим достаточную точность восстановления исходного сигнала. Из рис. 2, где приведены значения амплитуд и фаз гармоник в начале и в конце процесса формирования островов, видно, что возмущения регистрируются в широком диапазоне масштабов: $\lambda_n = (L/n) = 4 \div 30$ см. Средние амплитуды возмущений различных масштабов сначала близки, разброс амплитуд и позиций возмущений по оси Z (определяющих значения фаз φ_n) в разных "выстрелах" велик, что свидетельствует о случайном характере начальных возмущений поля. В дальнейшем наблюдался рост гармоник со второй по пятую, причем разброс амплитуд и фаз этих гармоник резко уменьшался. Следовательно, величина и положение растущих гармоник оказывались фиксированными, т. е. в процессе формирования островов они приобретали регулярный характер, причем (как следует из рис. 2, а) для них выполняется соотношение $k_n \Delta < 1$ ($k_n = 2\pi/\lambda_n$, $\Delta \approx 0,8$ см — полутолщина токового слоя в данном случае). Такая зависимость характерна именно для процесса спонтанного пересоединения². Предполагая, поэтому, что наблюдаемый процесс обусловлен развитием тиринг-неустойчивости токового слоя, в соответствии с представлениями о нелинейной стадии неустойчивости^{3, 4}, экспериментальную зависимость от времени амплитуд растущих гармоник в разложении (1) аппроксимируем выражением:

$$A_n(t) = A_n(t_0) + a_n(t - t_0)^2 \quad (2)$$

Значение параметра a_n , усредненного по всем исследованным режимам (определяемым начальными параметрами n_0, B_0), характеризует среднюю скорость роста соответствующей гармоники. Найденная таким образом зависимость $a_n^{(cp)}$ от $k_n \Delta$ подтверждает сделанный выше вывод о том, что растущими являются только гармоники с $k_n \Delta < 1$, который, следовательно, можно считать статистически обоснованным.

3. Уровень пересоединения в токовом слое с формирующимися островами можно характеризовать параметром $b = B_{rm}/B_z^{(rp)}$, достигавшим на изучавшейся стадии пересоединения величины $b_{max} \approx 0,2 \div 0,3$ (B_{rm} — максимальное по модулю значение $B_r(r_0, z)$ в пределах одного острова). Зависимость параметра b от времени является параболической (2), с соответствующим коэффициентом a . Найденные для всех островов в данном режиме по экспериментальной зависимости $b(t)$ значения a , затем усреднялись, характеризуя, тем самым, среднюю скорость пересоединения в этом режиме. Сравнение результатов расчета усредненного коэффициента a для различных режимов показало, что он зависит от проводимости плазмы (см. рис. 3). Значение σ рассчитывалось согласно закону Ома $j = \sigma E$ по усредненным вдоль нулевой линии величинам j и E , найденным из распределения магнитного поля $\mathbf{B}(r, z)$. Значение σ затем усреднялось также и по временному интервалу роста $b(t)$. Аппроксимируя приведенные на рис. 3 данные степенной зависимостью: $a(\sigma) \propto \sigma^{-\alpha}$, методом наименьших квадратов находим величину $\alpha = 0,45 \pm 0,16$. Отметим, что близкую к полученной, зависимость $a(\sigma) \propto \sigma^{-2/3}$ дает теоретическая модель "полустолкновительной" моды нелинейной тиринг-неустойчивости^{3, 4}.

4. Сравним полученные результаты с данными других авторов. На рис. 3 помимо зависимости $a(\sigma)$, найденной в настоящей работе, приведены результаты работ⁵⁻⁸, где также наблюдались острова в токовом слое при экспериментальных условиях, отличающихся геометрией слоя и значениями параметров плазмы. Предполагая, что в этих экспериментах механизм формирования островов аналогичен описанному выше, зависимость от времени растущего поперечного компонента поля $b(t)$, для них также аппроксимируем выражением вида (2) и величина b_{max} для них также принималась равной $0,2 \div 0,3$, что не противоречит приведенным в указанных работах экспериментальным данным. Из рисунка видно, что найденная в данной работе эмпирическая зависимость $a(\sigma) \propto \sigma^{-0,45}$ удовлетворительно описывает эк-

спериментальные результаты в интервале значений проводимости $\sigma \simeq 10^{12} \div 10^{16} \text{ с}^{-1}$. Подчеркнем, что эта зависимость сохраняется в широком диапазоне экспериментальных условий, существенно отличающихся как геометрией эксперимента, так и параметрами плазмы токового слоя. Это показывает, что столкновения в плазме, по-видимому, играют роль единого универсального механизма, обеспечивающего протекание процесса пересоединения, независимо от того, является он вынужденным, как предполагалось в работе ⁶, или обусловлен спонтанным развитием неустойчивости слоя. В холодной плотной плазме ⁵ столкновения носят классический, кулоновский характер, в то же время для бесстолкновительной плазмы в рассматриваемых экспериментах роль эффективных столкновений играет рассеяние электронов в микрополях *мелкомасштабной* (электростатической) турбулентности. Наличие ее оказывается, таким образом, принципиальным для процесса перестройки *крупномасштабной* магнитной структуры токового слоя, контролируя в бесстолкновительной плазме скорость этого процесса.

Литература

1. Алтынцев А.Т., Красов В.И., Лебедев Н.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 518.
2. Галеев А.А. Основы физики плазмы. М., 1984, 2, 331.
3. Drake J.F., Lee Y.C. Phys. Rev. Lett., 1977, 39, 453.
4. Lipatov A.S., Zeleny L.M. Plasma Phys., 1982, 24, 1065.
5. Bodin H.A.B. Nucl. Fusion, 1963, 3, 215.
6. Sevilliano A., Ribe F.L. Phys. Fluids, 1985, 28, 3142.
7. Франк А.Г. Тр. ФИАН, 1985, 160, 93.
8. Anderson O.A., Kunkel W.B. Phys. Fluids, 1969, 12, 2098.

Сибирский институт земного магнетизма
ионосферы и распространения радиоволн
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
10 ноября 1986 г.