

01; 04; 10

© 1991

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ДИССИПАТИВНОЙ ФИЛАМЕНТАЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ

В.П. П а с ь к о

1. Линейная стадия филаментационной неустойчивости электронного потока в плазме с учетом внешнего магнитного поля и столкновений в потоке и плазме исследована достаточно полно (см. [1,2] и собранную в этих работах библиографию). В работе [2] из общего дисперсионного уравнения, приведенного в [1], найдено, что для существования неустойчивости в случае $\omega_H > \omega_B \upsilon_0/c$ (здесь ω_B – ленгмюровская частота электронов потока, ω_H – электронная циклотронная частота, υ_0 – скорость направленного движения электронов потока, c – скорость света) в приближении $\mu \ll \nu_B + \nu_P$ необходимы столкновения как в потоке ($\nu_B \neq 0$), так и в плазме ($\nu_P \neq 0$) (здесь μ – инкремент неустойчивости, $\nu_{B,P}$ – соответствующие частоты столкновений). В работе [3] показано, что при дополнительных условиях $\omega_B \ll \omega_P, \omega_H; \nu_{B,P} \ll \omega_H$ (ω_P – ленгмюровская частота электронов плазмы) для существования неустойчивости необходимы только столкновения в потоке. Этот же результат после упомянутых выше приближений может быть получен из выражения для инкремента неустойчивости, приведенного в [2].

В работе [4] методами численного моделирования исследовалась филаментационная неустойчивость ограниченного по поперечной координате электронного потока. Найдено, что в столкновительной плазме отсутствует порог неустойчивости по внешнему магнитному полю.

Целью настоящей работы является анализ нелинейной динамики филаментационной неустойчивости электронного потока, дрейфующего в плазме при наличии внешнего магнитного поля и столкновений как в плазме, так и в потоке. Особое внимание уделяется случаю слабого потока в сильном магнитном поле $\omega_H > \omega_B \upsilon_0/c$ (см. выше и [3]), когда инкремент неустойчивости определяется столкновениями электронов потока с плазменно-нейтральным фоном.

2. Использовался безызлучательный метод численного моделирования филаментационной неустойчивости [5]. В отличие от [5] в систему было введено внешнее магнитное поле и столкновения в потоке и плазме. Аперриодическая неустойчивость с волновым вектором \vec{k} моделировалась в одномерной области, с которой совмещалась ось \vec{x} декартовой системы координат ($\vec{k} \parallel \vec{x}$). Из компо-

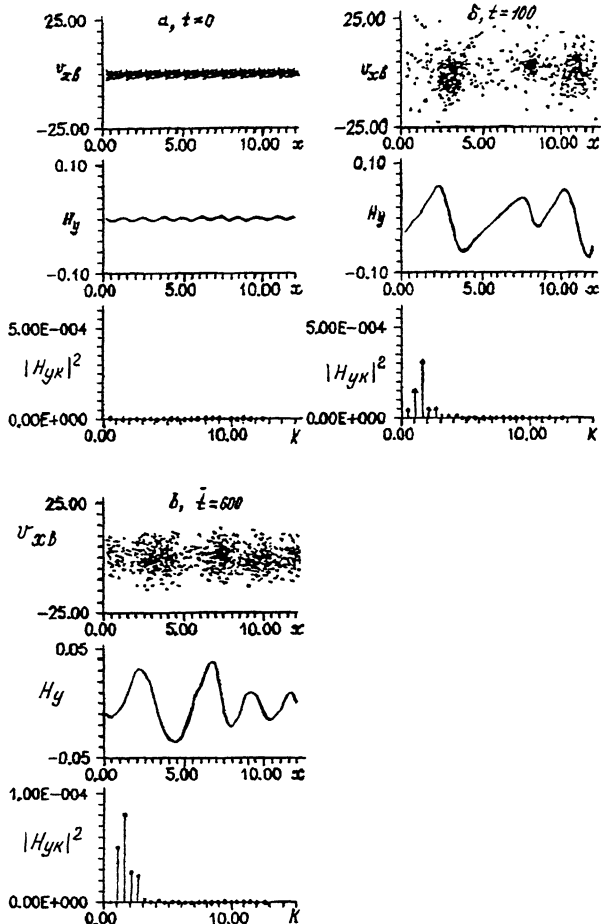


Рис. 1. Фазовые портреты потока ($v_{x\beta}$, x), соответствующее распределение магнитного поля H_y и его фурье-анализ. а - начальное состояние системы, б, в - фрагменты, полученные при моделировании неустойчивости без и с учетом внешнего магнитного поля и столкновений соответственно. Все величины представлены в безразмерных единицах: t в единицах ω_p^{-1} , x в c/ω_p , k в ω_p/c , $v_{x\beta}$ в единицах тепловой скорости, H_y в $\sqrt{4\pi n_p c^2 n_p}$, где n_p - плотность плазмы, m - масса покоя электрона.

нент полей учитывались: E_x - компонента электрического поля, обусловленная распределением пространственного заряда в системе, H_y - компонента магнитного поля, источником которого служит текущий вдоль оси \vec{z} ток, H_z компонента внешнего однородного стационарного магнитного поля. Для интегрирования уравнений движения частиц без учета столкновительных членов использовался алгоритм Бунемана [6]. Для моделирования столкновений после

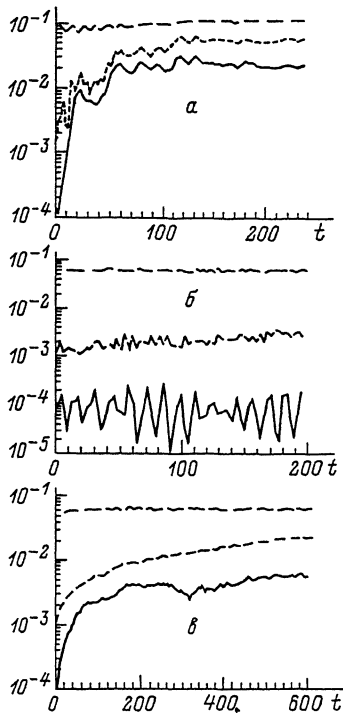


Рис. 2. Зависимость поперечной кинетической энергии потока (короткие штрихи), поперечной кинетической энергии плазмы (длинные штрихи) и энергии магнитного поля (сплошная кривая), нормированных на начальную кинетическую энергию в системе, от времени. а - результат моделирования без учета внешнего магнитного поля и столкновений, б - случай сильного магнитного поля $\omega_H > \omega_B v_0/c$ без столкновений, в - столкновительный случай с сильным внешним магнитным полем.

выполнения процедур, связанных с алгоритмом Бунемана, вычислялись модули поперечной скорости некоторой части частиц. Затем для каждой из этих частиц случайным образом генерировался угол, равномерно распределенный в интервале от 0 до 2π , и по этому углу и модулю скорости находились новые проекции скоростей [7]. При этом количество частиц, сталкивающихся на одном временном шаге подбирались так, чтобы в системе воспроизводился определенный (заданный на основании изучаемой частоты столкновений) коэффициент диффузии частиц поперек внешнего магнитного поля. Для загрузки частиц использовался метод спокойного старта [8]. Для плазмы и пучка выбирались максвелловские функции распределения по поперечным к внешнему магнитному полю скоростям (см. рис. 1, а).

3. Результаты моделирования филаментационной неустойчивости в отсутствие внешнего магнитного поля и столкновений в деталях согласуются с опубликованными в работах [5, 9, 10]. На рис. 1, б показан фрагмент развития неустойчивости при $t = 100$. Зависимость некоторых интегральных характеристик системы от времени представлена на рис. 2, а.

Далее было исследовано влияние внешнего магнитного поля на развитие филаментационной неустойчивости в отсутствие столкновений. Найдено, что неустойчивость полностью подавляется при $\omega_n > \omega_B \nu_D / c$ [9] (см. рис. 2, б), что согласуется с линейной теорией [11].

Моделирование нелинейной стадии филаментационной неустойчивости слабого пучка при наличии сильного внешнего магнитного поля и столкновений электронов в потоке и плазме показало, что, несмотря на более медленный временной рост неустойчивости по сравнению с незамагниченным бесстолкновительным случаем, наблюдается аналогичная тенденция постепенного объединения филаментов и их нагрева. Вместе с тем этот процесс сильно замедляется по мере укрупнения филаментов. Например, при $t = 600$ в системе наблюдается три филамента (на линейной стадии в системе возникло 5 филаментов), два из которых начинают сближаться (см. рис. 1, в). Такое сближение наглядно видно из фазового портрета (U_{xB}, x) , а также иллюстрируется увеличением второй моды в Фурье-спектре магнитного поля H_y . Плазма практически не нагревается за время численного эксперимента. Уровень насыщения неустойчивости по энергии магнитного поля и поперечному нагреву пучка оказывается значительно ниже, чем в случае без магнитного поля и столкновений (см. рис. 2, в).

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Голога В.И., Карась В.И. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. № 3, С. 180-182.
- [2] Голога В.И., Карась В.И. Плазменная электроника: Сб. науч. тр. Киев: Наукова думка, 1989. С. 109-112.
- [3] Коцаренко Н.Я., Лизунов Г.В., Пасько В.П. // Геомагнетизм и аэрономия. 1991. Т. 31. № 2. С. 388-390.
- [4] Альтеркоп Б.А., Жексембин С.Р., Рухлин В.Г., Тараканов В.П. // Физика плазмы. 1987. Т. 13. В. 9. С. 1043-1045.
- [5] Morse R.L., Nielson S.W. // Phys. Fluids. 1971. V. 14. N 4. P. 830-840.
- [6] Хокни Р., Иствуд Дж. Численное моделирование методом частиц / Пер. с англ. М.: Мир, 1987. 640 с.
- [7] Рошаль А.С. Моделирование заряженных пучков. М.: Атомиздат, 1979. 224 с.
- [8] Бэдсел Ч., Ленгдон А. Физика плазмы и численное моделирование / Пер. с англ. М.: Энергоатомиздат, 1989. 452 с.

- [9] Lee R., Lampe M. // Phys.Rev.Lett. 1973. V. 31. N 23. P. 1390-1393.
- [10] Davidson R.C., Hammer D.A., Hawer I., Wagner C.E. // Phys. Fluids. 1972. V. 15. N 2, P. 317-333.
- [11] Godfrey B.B., Shanahan W.R., Thode L.E. // Phys. Fluids. 1975. V. 18. N 3. P. 346-355.

Киевский государственный университет
им. Т.Г.Шевченко

Поступило в Редакцию
1 мая 1991 г.