Список литературы

[1] Aono M., Souda R. // Jap. J. Appl. Phys. 1985. V. 24. N 10. P. 1249.
[2] Aono M., Souda R., Oshima C., Ishizawa Y. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. N 9. P. 801.
[3] Borisov A.M., Mashkova E.S., Molchanov V.A. // Phys. Lett. 1978. V. 66A. N 2. P. 129.
[4] Волков С.С., Гутенко В.Т., Дмитревский Ю.Е., Толстогузов А.Б., Трухин В.В.// Электронная промышленность. 1987. Вып. 5 (163), С. 42.
[5] Волков С.С., Трухин В.В. // Тез. докл. Всесоюзной конф. по вторичной ионной и ионно-фотонной эмиссии. Ч. 2. Харьков, 1988. С. 23.
[6] Moisson J.M., Bensoussan M. // J. Vac. Sci. Technol. 1982. V. 21. P. 315.

Научно-исследовательский технологический институт, Рязань

Поступило в Редакцию 17 июля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 19 12 октября 1989 г.

04; 12

ДИАГНОСТИКА СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОГО ЭХА

С.М. Ревенчук

Поскольку плазменное эхо обусловлено существованием фазовой памяти частиц о возбуждаемых волнах, оно может служить инструментом исследования любых эффектов, приводящих к потере этой памяти. На возможность использования эховых эффектов для изучения столкновительной релаксации и слабой турбулентности в плазме было указано в [1]. Расчеты затухания временного и пространственного эха за счет диффузии в пространстве скоростей, проведенные в [2, 3], получили экспериментальное подтверждение в [4–7], причем во всех экспериментах использовалось пространственное эхо, сигнал которого является интегральной по скоростям частиц величиной. Поэтому для определения коэффициента диффузии была необходима процедура выделения фурье-компонент эхового сигнала для различных волновых чисел.

В настоящем сообщении для измерения столкновительной релаксации предлагается использовать эффект пространственно-временного эха [8], позволяющий определять коэффициент диффузии как функцию скорости по зависимости амплитуды эхового сигнала от времени задержки между импульсами сторонних возмущений для произвольного вида невозмущенной функции распределения.

Ограничимся рассмотрением высокочастотных колебаний электронной плазмы, считая ионы бесконечно тяжелыми. Пусть на плазму действует короткий импульс стороннего электрического поля с прямоугольной во времени огибающей длительности τ и частотой ω_1, локализованный в точке $x = 0$ в момент времени $t = 0$,

$$E^{\text{стор}}(x,t) = \Phi_1 \exp(i\omega_1 t)\left[\theta(t) - \theta(t-\tau)\right] \delta(x), \tag{1}$$

где Φ_1 – амплитуда потенциала, создаваемого сторонним полем, $\theta(t)$ – функция Хевисайда. В предположении, что частота ω_1 не совпадает с частотами собственных колебаний плазмы ($\omega_1 \gg \omega_{Le}$ или $\omega_1 < \omega_{Le}$, где ω_{Le} – ленгмюровская частота), можно пренебречь самосогласованным полем и искать отклик функции распределения электронов 1 на стороннее возмущение (1) в баллистическом приближении. В первом порядке теории возмущений этот отклик описывается уравнением

$$\frac{\partial f^{(1)}}{\partial t} + v\frac{\partial f^{(1)}}{\partial x} - \frac{e}{m} E^{\text{стор}} \frac{\partial f_0}{\partial v} = -\frac{\partial}{\partial v}\left(D_1 f^{(1)}\right) + \frac{\partial^2}{\partial v^2}\left(D_2 f^{(1)}\right). \tag{2}$$

Здесь f_0 – невозмущенная функция распределения, а релаксационные процессы описываются интегралом столкновений Фоккера-Планка, где D_1 – коэффициент динамического трения, D_2 – коэффициент диффузии в пространстве скоростей. Считая эти коэффициенты малыми, пренебрегаем интегралом столкновений в окрестности точки $x = 0$, где существенно поле стороннего возмущения [3]. Тогда, используя преобразование Фурье по координате и времени, находим

$$f_\omega^{(1)}\Big|_{x=0} = i\frac{e\Phi_1}{m}\frac{\theta(v)}{v}\frac{\partial f_0}{\partial v}\frac{1-\exp\left[i(\omega+\omega_1)\tau\right]}{\omega+\omega_1+i0}. \tag{3}$$

При удалении от точки $x = 0$ стороннее поле становится исчезающе малым и решение уравнения (2) принимает вид

$$f_\omega^{(1)}(x,v) = f_\omega^{(1)}\Big|_{x=0} \exp\left(i\frac{\omega}{v}x + i\frac{\omega}{v^3}\int_0^x D_1 x' dx' - \frac{\omega^2}{v^5}\int_0^x D_2 x'^2 dx'\right). \tag{4}$$

Здесь учтено то обстоятельство, что при действии оператора Фоккера-Планка на $f_\omega^{(1)}(x,v)$ производная по скорости от коэффициента при $\exp(i\omega x/v)$ пренебрежимо мала по сравнению с производной от самой экспоненты [9]. Осуществляя в (4) обратное преобразование Фурье по времени, получаем

$$f^{(1)}(x,v,t)=\frac{e\Phi_1}{m}\frac{\theta(v)}{v}\frac{\partial f_0}{\partial v}exp\Big(i\omega_1 t-i\frac{\omega_1}{v}x-i\frac{\omega_1}{v^3}\int_0^x D_1x'dx'-\frac{\omega_1^2}{v^5}\int_0^x D_2x'^2dx'\Big)\Big[\theta\Big(t-\frac{x}{v}\Big)-\theta\Big(t-\frac{x}{v}-\tau\Big)\Big]. \quad (5)$$

Действие на линейное возмущение функции распределения (5) второго стороннего возмущения вида

$$E^{стор}(x,t)=\Phi_2 exp(-i\omega_2 t)\big[\theta(t-T)-\theta(t-T-\tau)\big]\,\delta(x-l), \quad (6)$$

создаваемого в точке $x=l$ в момент времени $t=T$, приводит к возникновению нелинейного отклика $f^{(2)}$, описываемого кинетическим уравнением

$$\frac{\partial f^{(2)}}{\partial t}+v\frac{\partial f^{(2)}}{\partial x}-\frac{e}{m}E^{стор}\frac{\partial f^{(1)}}{\partial v}=-\frac{\partial}{\partial v}\big(D_1 f^{(2)}\big)+\frac{\partial^2}{\partial v^2}\big(D_2 f^{(2)}\big). \quad (7)$$

Решая (7) так же как уравнение (2), находим выражение для функции $f_\omega^{(2)}(x,v)$, которое после подстановки его в уравнение Пуассона и обратного преобразования Фурье по времени дает нелинейный отклик электрического поля в плазме на последовательное воздействие сторонних возмущений (1) и (6):

$$E^{(2)}(x,t)=\frac{4\pi e^3\Phi_1\Phi_2\omega_1 l}{m^2\omega_3}\int_0^\infty\frac{dv}{v^3}\frac{\partial f_0}{\partial v}exp\Big\{-i\omega_3 t+i\frac{\omega_3}{v}(x-l')-i\frac{\omega_1}{v^3}\int_0^l D_1xdx-$$

$$-\frac{\omega_1^2}{v^5}\int_0^l D_2x^2dx+i\frac{\omega_3}{v^3}\int_l^x D_1(x'-l')dx'-\frac{\omega_3^2}{v^5}\int_l^x D_2(x'-l')^2dx'\Big\}\cdot\Big\{\Big[\theta\Big(v-\frac{l}{T+\tau}\Big)-\theta\Big(v-\frac{l}{T}\Big)\Big]\times \quad (8)$$

$$\times\Big[\theta\Big(t-\frac{x-l}{v}-T-\tau\Big)-\theta\Big(t-\frac{x}{v}\Big)\Big]-\Big[\theta\Big(v-\frac{l}{T}\Big)-\theta\Big(v-\frac{l}{T-\tau}\Big)\Big]\Big[\theta\Big(t-T-\frac{x-l}{v}\Big)-\theta\Big(t-\frac{x}{v}-\tau\Big)\Big]\Big\},$$

где $l'=l\omega_2/\omega_3$, $\omega_3=\omega_2-\omega_1$.

В случае, когда ослабление эха обусловлено кулоновскими столкновениями, коэффициенты D_1 и D_2 можно считать не зависящими от координаты (это условие может не выполняться, если основной вклад в ослабление дает микротурбулентность). Тогда из (8) следует, что максимум эхового сигнала находится в точке $x=l''$, где

$$l''=l'+D_1\omega_1\omega_2T^2/(2\omega_3^2). \quad (9)$$

Поскольку подынтегральное выражение в (8) содержит разность функций Хевисайда с близкими значениями аргументов, интегрирование по скорости можно выполнить с помощью теоремы о среднем. Для поля в точке (9) имеем

$$E^{(2)}(x=l'',t)=-\frac{4\pi e^3\Phi_1\Phi_2\omega_1\tau}{m^2\omega_3 v_0}\frac{\partial f_0}{\partial v}\Big|_{v=v_0}exp\Big(-i\omega_3 t-\frac{D_2l^3\omega_1^2\omega_2}{3v_0^5\omega_3}\Big)\Big[\theta\Big(t-\frac{\omega_2}{\omega_3}T\Big)-$$

$$-\theta\Big(t-\frac{\omega_2}{\omega_3}T-\tau\Big)\Big], \quad (10)$$

где $v_0 = l/T$.

Из (10) видно, что сигнал пространственно-временного эха представляет собой прямоугольный импульс длительности τ с частотой заполнения ω_3, возникающий в момент времени $t = T\omega_2/\omega_3$. По зависимости амплитуды этого сигнала от времени задержки T можно найти значение коэффициента диффузии в пространстве скоростей $D_2(v_0)$, предварительно определив значение производной $\partial f_0/\partial v$ по сигналу эха при малых значениях расстояния l, для которых влияние столкновений на амплитуду эха пренебрежимо мало. По сдвигу максимума эхового сигнала $\Delta l = l'' - l'$ может быть найден коэффициент динамического трения D.

Список литературы

[1] O' N e i l T.M., G o u l d R.W. // Phys. Fluids. 1968. V. 11. N 1. P. 134–142.

[2] S u C.H., O b e r m a n C. // Phys. Rev. Lett. 1968. V. 20. N 9. P. 427–429.

[3] O' N e i l T.M. // Phys. Fluids. 1968. V. 11. N 11. P. 2420–2425.

[4] J e n s e n T.H., M a l m b e r g J.H., O' N e i l T.M. // Phys. Fluids. 1969. V. 12. N 8. P. 1728–1730.

[5] G u i l l e m o t M., O l i v a i n J., Q u e m e n e u r A., M a t t h i e u s s e n t G. // Phys. Fluids. 1971. V. 14. N. 9. P. 2065–2067.

[6] M o e l l e r C. // Phys. Fluids. 1975. V. 18. N 1. P. 89–95.

[7] L e p p e r t H.D., S c h l u t e r H., W i e s e m a n n K. // Plasma Phys. 1981. V. 23. N 11. P. 1057–1073.

[8] А л и е в Ю.М., Р е в е н ч у к С.М. // Кратк. сообщ. по физике ФИАН. 1984. № 5. С. 15–18.

[9] К а р п м а н В.И. // ЖЭТФ. 1966. Т. 51. № 3(9). С. 907–914.

Институт ядерных исследований
АН УССР, Киев

Поступило в Редакцию
12 июля 1989 г.