Письма в ЖЭТФ, том 46, вып. 4, стр. 147 – 149 *25 августа 1987 г.*

ОБ УСИЛЕННОЙ ДИФФУЗИИ ЧАСТИЦ В ПОЛЕ ПЛАЗМЕННОЙ ВОЛНЫ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

О.В.Васильева, Б.Э.Грибов, М.А.Мальков, Р.З.Сагдеев, В.И.Шевченко

Исследована динамика пролетных частиц в поле плазменной волны, распространяющейся перпендикулярно слабому магнитному полю. С помощью численного интегрирования показано, что даже незначительное возмущение монохроматической волны приводит к резкому увеличению диффузии частиц по поперечной энергии.

Основные черты динамики частиц, движущихся в поле интенсивной плазменной волны, распространяющейся перпендикулярно слабому магнитному полю были выяснены в работе [1]. В последние годы, однако, значительно возрос интерес к этой проблеме в связи с быстроразвивающейся областью исследования возникновения стохастичности в детерминированных динамических системах, которая играет важную роль в процессах ускорения и нагрева частиц. Применительно к данной задаче стохастический подход для волны умеренной амплитуды ($\Omega_0^2 / \omega\,\omega_H \ll 1$, $\Omega_0 = (eE_0 k/m)^{1/2}$ – баунс частота) был использован в работе [2] при исследовании нагрева ионов нижнегибридными волнами.

Случай больших амплитуд ($\Omega_0^2/\omega\,\omega_H \gg 1$) подробно исследовался в работах [1, 3, 4]. В частности, в [1] была отмечена интересная особенность движения незахваченных волной частиц, суть которой заключается в том, что при вращении частицы в магнитном поле изменения модуля скорости частицы $\Delta v \sim \Omega_0/k$ при прохождении последовательных резонансов $v_x = \omega/k$ в точности равны, но противоположны по знаку в случае, если параметр $\Omega_0^2 / \omega\,\omega_H \to \infty$. Таким образом, за каждый оборот в магнитном поле частица со скоростью $v > \omega/k$, проходящая две резонансные точки $v_x = \omega/k$, $v_y = \mp\sqrt{v^2 - (\omega^2/k^2)}$, не изменяет своей энергии. При конечных значениях параметра $\eta = \Omega_0^2/\omega\,\omega_H \gg 1$ изменение энергии частицы помимо сокращаемой части $\Delta v \sim \Omega_0/k$, которая не зависит от фазы частицы в волне $\psi = kx - \omega t$, поскольку эта величина в резонансной точке стремится к $\pi (\mathrm{mod}\ 2\pi)$ содержит добавку $\Delta v' \sim \Delta v\,(1/\eta)\ln\eta$, которая не сокращается для последовательных резонансов. Она зависит от фазы $\psi(t_i)$ в резонансной точке как от фактически случайной величины, так как возникает большой набег фазы ψ при движении от одного резонанса к другому. Таким образом, возникает диффузия частиц по скорости v. Она, однако, мала, поскольку $\Delta v'/\Delta v \sim (\ln\eta/\eta) \ll 1$. В то же время компенсация резонансов связана с адиабатичностью взаимодействия частицы с волной [3, 4] в окрестности резонансной точки, которая, как мы увидим, может быть нарушена даже весьма малым возмущением, скажем, в виде второй волны небольшой амплитуды. При этом приращения скорости частицы, которые по-прежнему $\sim \Omega_0/k$ перестают взаимно компенсироваться, и коэффициент диффузии существенно возрастает (до η^2 раз).

В настоящей работе с помощью численного интегрирования исследуется динамика электронов в поле двух плазменных волн с близкими фазовыми скоростями.

Уравнение движения отдельной частицы в поле волн, распространяющихся вдоль оси x поперек магнитного поля, направленного по z, можно записать в виде

$$\ddot{x} + \omega_H^2 x = -\frac{e}{m} E_0 \sin(kx - \omega t) - \frac{e}{m} E_1 \sin(k_1 x - \omega t + \theta). \qquad (1)$$

Для изучения движения частицы в окрестности резонанса $\dot{x} = \omega/k$ удобно ввести быстрое время $\tau = \sqrt{2}\,\Omega_0 t$ и фазу $\psi = kx - \omega t$. В этих переменных уравнение (1) имеет вид

$$\frac{d^2\psi}{d\tau^2} + \frac{1}{2}\sin\psi + \frac{1}{2\eta} q + \frac{\Omega_1^2}{2\Omega_0^2}\sin[(1+\delta)\psi + \beta\tau + \theta] = 0, \qquad (2)$$

где $\delta = (k_1 - k)/k$, $\beta = \delta(\omega/\sqrt{2}\,\Omega_0)$, $\Omega_1^2 = eE_1 k/m$, $q = kv_y/\omega = (k\omega_H/\omega)x$ – мало меняющаяся в окрестности резонанса функция, которую можно считать зависящей лишь от медленного времени t.

В случае одной волны ($E_1 = 0$) траектория частицы хорошо описывается интегралом уравнения (2), который легко получить, считая медленное время постоянным в окрестности резонансной точки ψ_i (подробнее, см. [4]):

$$\frac{1}{2}\left(\frac{d\psi}{d\tau}\right)^2 + \sin^2\frac{\psi}{2} + \frac{1}{2\eta}\,q\,(t)\,(\psi - \psi_i) = \sin^2\frac{\psi_i}{2}. \tag{3}$$

Поскольку $\eta \gg 1$, точка поворота ψ_i всегда близка к $\pi (\mathrm{mod}\ 2\pi)$. Фазовый портрет уравнения (2) и профиль потенциальной энергии в случае $E_1 = 0$ показаны на рис. 1. Рис. 2, *а* иллюстрирует результат численного интегрирования (2) при $E_1 = 0$. Однако даже в случае $E_1 = 0$ не все траектории ведут себя так, как показано на рис. 1, 2, *а*. Небольшая доля частиц

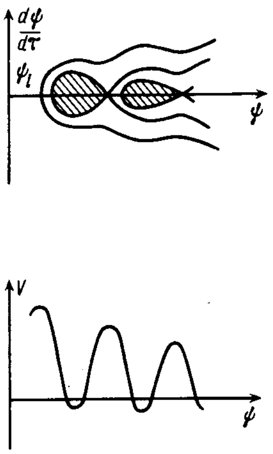

Рис. 1. Фазовый портрет и профиль потенциала в уравнении (3)

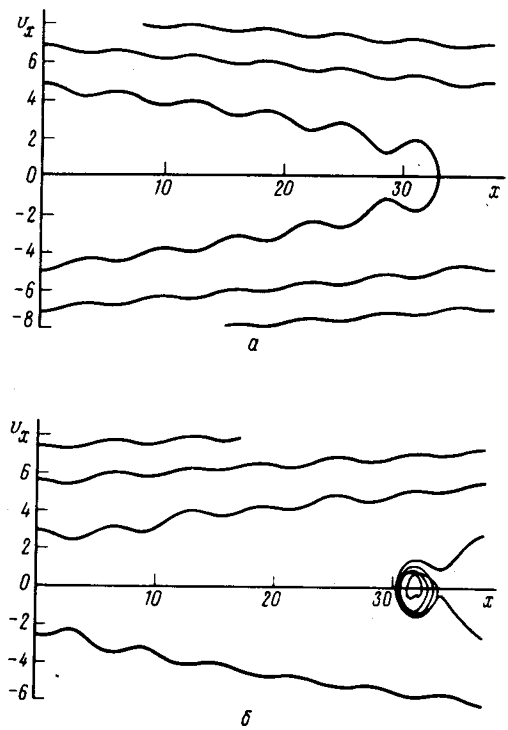

Рис. 2. Траектории частиц на фазовой плоскости (x, v_x) при $\omega_p/\Omega_0 = 10$, $\omega_H/\Omega_0 = 0{,}01$: *а* – при $E_1 = 0$, *б* – при $E_1/E_0 = 0{,}3$

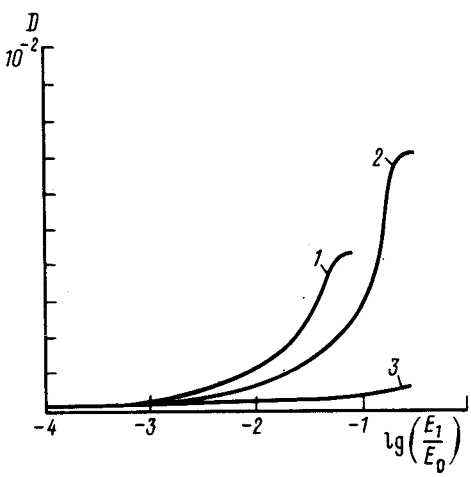

Рис. 3. Зависимость среднеквадратичных приращений скорости частицы за один оборот в магнитном поле от E_1/E_0 при $\omega_p/\Omega_0 = 10$, $\omega_H/\Omega_0 = 0{,}01$: *1* – $\beta = 0{,}51$; *2* – $\beta = 0{,}88$, *3* – $\beta = 3{,}5$

вследствие того, что v_y хоть и слабо, но все же меняется при движении частицы между горбами потенциальной ямы, может захватиться волной при $v_y = -v_0 < 0$ и двигаться затем в плоскости (v_x, v_y) не по дуге окружности, а вблизи прямой $v_x = \omega/k$, после чего достигнув скорости $v_y \cong v_0 > 0$, частицы вновь превращаются в пролетные. Число таких частиц невелико (как показывает простой анализ, $\sim (\omega_H\omega/\Omega_0 v_0 k)\ln(\eta\,\omega/\pi k v_0)$ от полного числа, имеющ. х скорость $v = \sqrt{v_0^2 + (\omega^2/k^2)}$. Их число, однако, сильно возрастает с включением второй волны даже малой амплитуды, так как появляется возможность захвата частиц в потенциальные ямы (как, впрочем, и выхода из них) за счет действия возмущения, разрушающего сепаратрису уравнения (3), и движение в окрестности резонанса становится крайне нерегулярным. Размытие сепаратрисы в окрестности гиперболической точки на ширину порядка расстояния между отдельными петлями сепаратрисы (рис. 1) происходит, как следует из уравнения (2) при $1/\eta \lesssim E_1/E_0$ · Предполагается, что $\beta \sim 1$, поскольку при очень малых β динамическая система (2) остается приблизительно консервативной, и движение частицы мало отличается от движения в поле одной волны. С другой стороны, при $\beta \gg 1$ возмущение является высокочастотным, и его влияние также незначительно. Таким образом, сильная нерегулярность и отсутствие компенсации в приращении энергии частицы при прохождении последовательных резонансов возникают уже при $1/\eta \lesssim E_1/E_0 \ll 1$, $\beta \sim 1$ (рис. 2, *б*). В этих условиях среднеквадратичное приращение скорости частицы за один оборот должно определяться средним приращением скорости на каждом резонансе $\Delta v \sim \Omega_0/k$. На рис. 3 представлены графики зависимости от E_1/E_0 при различных значениях параметра β, согласующиеся с высказанными выше качественными соображениями. Таким образом, наличие даже очень малого возмущения приводит к резкому возрастанию (примерно в η^2 раз) коэффициента диффузии за счет выключения эффекта компенсации резонансов.

Авторы выражают глубокую благодарность В.Д.Шапиро за полезное обсуждение полученных результатов.

Литература

1. *Сагдеев Р.З., Шапиро В.Д.* Письма в ЖЭТФ, 1973, 17, 389.
2. *Karney C.F.F.* Phys. Fluids, 1979, 22, 2188.
3. *Заславский Г.М., Мальков М.А.* Phys. Lett., 1984, 106A, 257.
4. *Заславский Г.М., Мальков М.А., Сагдеев Р.З., Шапиро В.Д.* Физика плазмы, 1986, 12, 788.

Институт космических исследований
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
10 июля 1987 г.