S E S ‘ 2 0 0 5

Scientific Conference “SPACE, ECOLOGY, SAFETY” with International Participation

10–13 June 2005, Varna, Bulgaria

НЕДИФФУЗИОННОЕ УСКОРЕНИЕ ЗАРЯДОВ ПАКЕТОМ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ В ИЗОТРОПНОЙ ПЛАЗМЕ

Н.С.Ерохин [1], В.Н.Дамгов [2], Зольникова Н.Н.[1], Н.Н.Ерохин

[1] *Институт космических исследований – РАН, Москва, Россия*
[2] *Институт космических исследований – БАН, ул. Московска №6,1000 София*
nerokhin@mx.iki.rssi.ru; vdamgov@bas.bg

NONDIFFUSIVE ACCELERATION OF CHARGED PARTICLES BY WAVE ENSEMBLE OF LANGMUIR MODES WITH FINITE AMPLITUDE IN ISOTROPIC PLASMA

N.S. Erokhin [1], V.N. Damgov [2], N.N. Zolnikova [1], N.N. Erokhin

[1] *Space Research Institute - RAN, Moscow, Russia*
[2] *Space Research Institute, 6 Moskovska Str., Sofia, Bulgaria*
nerokhin@mx.iki.rssi.ru; vdamgov@bas.bg

Key words: *ускорение, космическая плазма, заряд, нелинейность, захват, резонанс*

Abstract: *It is considered the nondiffusion acceleration of charged particles by wave ensemble consists langmuir modes of small but finite amplitude in the isotropic plasma. Taking into account the dependence of langmuir modes phase velocity on their wave-number it is determined the wave ensemble parameters for which the successive charges trapping by waves with growing phase velocity and their acceleration occur. The charges transitions between moving potential walls are conditioned by the second order resonance interaction of particles and neighboring harmonics with growing phase velocity and correspond to nonlinear oscillator pumping by the periodic external force. Wave amplitudes have power-law degree dependence on wave-number. The computer simulation results are presented in graphic form including the phase plane of accelerated charge and some analytical approximations are given. The nonlinear mechanism of charge acceleration by waves considered is of the great interest for problem of fast particles fluxes generation both in the space and laboratory plasmas.*

Постановка задачи и результаты

В одномерной задаче взаимодействие заряда q , имеющего массу m , с пакетом ленгмюровских волн из (N + 1) мод, описывается следующим уравнением :

$$m\, x_{tt} = q\, E_0 \sin (k_0 x - \omega_0 t + \psi_0) + \sum_n q\, E_n \sin (k_n x - \omega_n t + \psi_n) - m\, \nu\, x_t . \qquad (1)$$

Здесь E_n , ψ_n - соответственно амплитуды и фазы волн, $\omega_n = \omega(k_n)$ - их частоты, определяемые дисперсионным уравнением, $m\ \nu\ x_t$ - сила трения, суммирование по n производится в интервале $1 \le n \le N$, с ростом номера моды n фазовая скорость увеличивается. Для ленгмюровских волн $\omega(k_n) = (\omega_{pe}^2 + k^2 v_T^2)^{1/2}$, $v_T^2 = 3\ T_e / m$, где ω_{pe} и T_e - плазменная частота и температура электронов. Как видим, фазовая скорость ленгмюровских волн $v_p(k) = \omega(k) / k$ возрастает с уменьшением k т.е. с ростом длины волны. Будем полагать, что в начальный момент времени скорость заряда x_t близка к фазовой скорости ω_0 / k_0 . Для численных расчетов удобно перейти в систему отсчета, движущуюся со скоростью ω_0 / k_0 , и ввести безраз-мерные переменные

$$x = (\omega_0 \cdot t / k_0) + y / k_0 ,\ \tau = \omega_b \cdot t,\ A_n = E_n / E_0 ,\ \omega_b = (q\ k_0\ E_0 / m)^{1/2} ,\ q_n = k_n / k_0 , \quad (2)$$

$$\Omega_n = (k_0 \cdot \omega_n - k_n \cdot \omega_0) / k_0 \cdot \omega_b ,\ \mu = (\nu / \omega_b),\ \ \alpha = \mu (\omega_0 / \omega_b ,$$

где ω_b - баунс-частота колебаний заряда в потенциальной яме волны с частотой ω_0 , параметр нелинейности мал $\delta = (q\ E_0\ k_0\ /\ m\ \omega_0^2\ ) << 1$. Выбором начала отсчета по времени сделаем $\psi_0 = \pi$. После подстановки (2) в (1) получаем для анализа ускорения зарядов следующее уравнение

$$d^2 y / d\tau^2 + \sin y = \sum_n A_n \cdot \sin (q_n \cdot y - \Omega_n \cdot \tau + \psi_n) - (\alpha + \mu\ y_\tau) \equiv f(y,\tau) . \qquad (3)$$

Уравнение (3) описывает движение осциллятора $y(\tau)$ в потенциале $U_0 = (1 - \cos y)$ при воздействии внешней силы $f(y,\tau)$. В отсутствие внешней силы $f(y,\tau)$ энергия осциллятора $E = 0,5\ y_\tau^2 + U_0(y)$ сохраняется, причем захваченным в яму $U_0(y)$ частицам соответствуют энергии $0 \le E \le 2$ и скорости $\left| dy / d\tau \right| < 2$. Амплитуды мод A_n задаются спектром волнового пакета. В безразмерных переменных частота моды n определяется формулой $\Omega_n = \chi\ [(\sigma^2 + q_n^2)^{1/2} - q_n (1 + \sigma^2)^{1/2}]$, где $q_n \le 1$, параметры $\sigma = (\omega_{pe} / k_0\ v_T) > 1$, $\chi = k_0\ v_T / \omega_{b0} > \sigma$ и полагаем $q_n \le 1$. Отметим, что выполняется условие $0 \le \Omega_n \le \sigma\ \chi$.

Для численных расчетов выбор параметров мод производится следующим образом. Для моды q_1 используем формулу

$$q_1(\Omega_1) = (\Omega_1 / \chi\cdot\sigma^2) \cdot \{ [1 + (\chi\ \sigma^2 / \ \Omega_1)^2]^{1/2} - (1 + \sigma^2)^{1/2} \},$$

где выбор частоты Ω_1 определяется условием резонанса второго порядка $\Omega_1 \approx 2$ и подтверждается захватом заряда этой волной при резонансном взаимодействии. В частности, численным расчетом в случае $\sigma = 2$, $\chi = 15$ получено оптимальное значение $q_1 \approx 0.927$ при $\Omega_1 = 1.973$. Для степенного спектра амплитуд волн используем формулу $A(q) = 2 / (1 + q)$. Отсюда имеем $A_1 \approx 1.038$.

В системе, движущейся с фазовой скоростью первой моды Ω_1 / q_1 , вторая мода имеет частоту $\Omega_2' = \Omega(q_2) - [\Omega_1 \cdot q_2 / q_1]$ и условие выполнимости резонанса второго порядка для этой моды $\Omega_2' = 2 \cdot (A_1 \cdot q_1)^{1.2} \cdot \eta$, $\eta \in (1 \div 0.98)$ определяет волновой вектор q_2 . Например, выбор $q_2 \approx 0.8697$ дает $\Omega_2 \approx 3.543$, $A_2 \approx 1.07$. Аналогично для третьей моды пишем $\Omega_3' = \Omega(q_3) - [\Omega(q_2) \cdot q_3 / q_2]$. Условие резонанса второго порядка $\Omega_3' = 2 \cdot (A_2 \cdot q_2)^{1/2} \cdot \eta$, где $\eta \in (1 \div 0.98)$ определяет величину q_3 . В частности, в случае $q_3 \approx 0.81$ получаем $\Omega(q_3) \approx 5.202$ и $A_3 \approx 1.105$. По указаной схеме находятся параметры и других волн.

В численных расчетах взаимодействия заряда только с первой модой было взято q_1 = 0.9272, Ω_1 = 1.968 , A_1 = 1.038, ψ_1 = 0.51 π. При этом Ω_1 / q_1 = 2.122. Получено, что за счет резонанса второго порядка заряд раскачивается первой модой в потенциальной яме $U_0(y)$ и выбрасывается из нее. На рис.1 показан график смещения $y(\tau)$ и его асимптотика $g(\tau) = 1.89 + 2.122\ (\tau - 13.7)$ на интервале $\tau \in (0, 60)$.

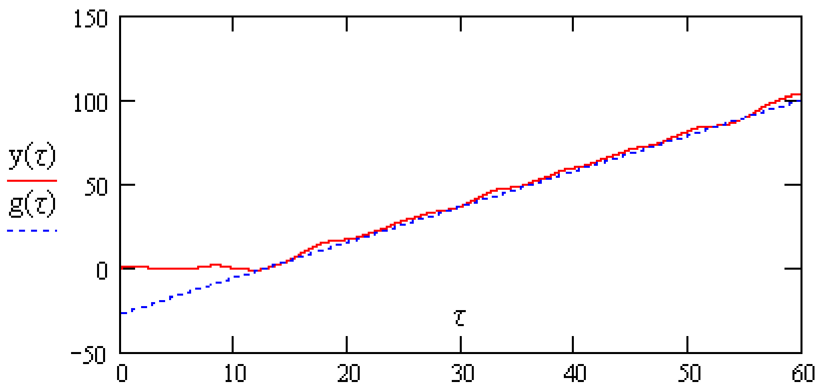

Рис.1.

Фазовая плоскость ($y(\tau)$, $p(\tau)$), где $p = dy / d\tau$, приведена на рис.2, который показывает,

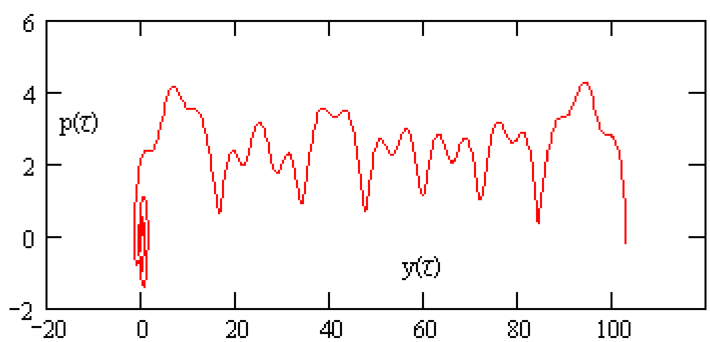

Рис.2.

что начальное положение осциллятора $y(\tau)$ на фазовой плоскости (0, 0) является неустойчивым фокусом и в результате резонансного взаимодействия он приобретает среднюю скорость относительно моды, имеющей частоту ω_0 и минимальную в пакете фазовую скорость ω_0 / k_0 .

По изложенной выше схеме включалось взаимодействие с другими модами В качестве иллюстрации последовательного ускорения заряда при включении других волн на рис.3 приведены для большого временного интервала графики смещения $y(\tau)$ при учете взаимодействия с одной, двумя и тремя волнами. Кривые помечены цифрами соответственно 1, 2 и 3.

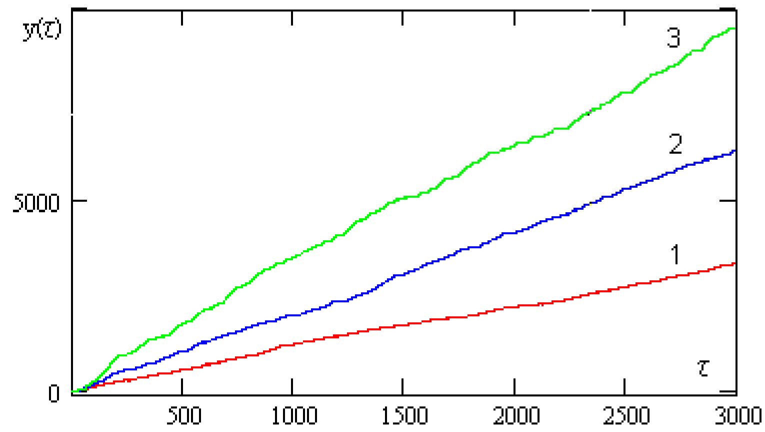

Рис.3.

Как видим, с увеличением числа ленгмюровских волн, параметры которых выбраны из условия выполнимости резонанса второго порядка, средняя скорость заряженной частицы существенно возрастает.

Таким образом можно ожидать, что при расчетах взаимодействия заряда с ансамблем из достаточно большого числа ленгмюровских волн малой, но конечной амплитуды будет иметь место сильное ускорение частицы за счет резонансного взаимодействия второго порядка в данной нелинейной системе. Этот и ряд других вопросов предполагается подробно рассмотреть в последующей работе авторов данной статьи.

Следует подчеркнуть, что стандартный параметр нелинейности $\delta = qE_0k_0 / m\ \omega_0^2$, связанный с учетом взаимодействия мод, здесь полагается весьма малым и главная нелинейность рассматриваемой системы обусловлена колебаниями заряда в потенциальных ямах мод, которые, в свою очередь, характеризуются другим параметром нелинейности $(q\ E_0\ k_0 / m\ \omega_0^2)^{1/2} \gg \delta$. Соответственно, характерное время резонансного взаимодействия заряда с конкретной модой Δt определяется баунс-периодом $t_b = 2\pi / \omega_{b0} = 2\pi\ (m / q\ k_0\ E_0)^{1/2}$ и значительно меньше характерного времени нелинейного взаимодействия волн, например, при трехволновом распадном взаимодействии мод пакета.

Заключение.

Изложенные выше материалы по механизму недиффузионного ускорения зарядов волнами конечной амплитуды в плазме без магнитного поля можно вкратце суммировать следующим образом.

Во-первых, на основе проведенных нелинейных численных расчетов рассмотрено недиффузионное ускорение заряженных частиц в изотропной плазме ансамблем электростатических мод, состоящим из ленгмюровских волн малой, но конечной амплитуды. Используемое в численных расчетах уравнение нелинейного осциллятора с внешней периодической силой представлено в безразмерной форме так, что эффективный параметр нелинейности системы становится порядка единицы. В рассматриваемой системе ускорение зарядов обусловлено резонансом второго порядка при взаимодействии волна-частица, вполне аналогичным параметрическому резонансу, в котором на каждом временном интервале участвуют две моды, а механизм ускорения соответствует раскачке нелинейного осциллятора периодической внешней силой с перескоком через сепаратрису.

Во-вторых, для проведения численных расчетов ускорения описана методика выбора параметров ленгмюровских волн, при которых происходит эффективная передача энергии от волн заряженным частицам, обусловленная резонансом второго порядка при взаимодействии заряда с соседними (по фазовой скорости) модами. Выбор параметров мод соответствует условию выполнимости резонанса второго порядка для нелинейного осциллятора, находящегося под воздействием периодической внешней силы. Воздействие нерезонансных (в каждый конкретный интервал времени) мод значительно слабее.

В третьих, развитый подход позволяет увеличивать число ленгмюровских волн в ансамбле и, соответственно, получать более высокие энергии ускоренных частиц. При этом в процесс ускорения заряженных частиц будут последовательно подключаться волны с более высокими фазовыми скоростями ω_n / k_n, что для ленгмюровских мод соответствует постепенному уменьшению волновых векторов k_n. Максимальная энергия ускоренных заряженных частиц будет определяться наибольшей фазовой скоростью мод в волновом ансамбле. Разумеется на последующих этапах работы планируется исследовать также роль фазовых сдвигов ψ_n мод в реализации данного механизма ускорения частиц волнами конечной амплитуды. Кроме того интересен вопрос о влиянии внешнего магнитного поля и релятивизма частиц на недиффузионный механизм ускорения зарядов ансамблем из волн конечной амплитуды в плазме. Безусловно необходимо исследование возможной роли нелинейного взаимодействия между волнами ансамбля и влияния крупномасштабных неоднородностей плазмы на эффективность данного механизма ускорения. Можно ожидать, что определенные типы плазменных крупномасштабных неоднородностей будут способствовать ускорению частиц. Необходимо рассмотреть и вопрос о количестве ускоренных зарядов поскольку передача энергии частицам приведет к уменьшению амплитуд волн. В результате на некотором этапе не будет выполнено условие резонанса второго порядка и ускорение частиц станет невозможным. Отметим также, что по аналогии с влиянием диссипации на параметрический резонанс в механике другим ограничением ускорения зарядов может быть плазменная турбулентность.

Исследуемое недиффузионное ускорение зарядов является дополнительным к уже известным (ускорение Ферми, релятивистский серфинг зарядов на замедленных электромагнитных волнах и др.) и представляет интерес для физики космической плазмы так как расширяются наши представления о происхождении наблюдаемых потоков быстрых частиц в космических условиях, в частности, о механизмах предускорения зарядов при генерации космических лучей, возникновении потоков ускоренных частиц в солнечной атмосфере и околоземном пространстве. Помимо указанного генерацию потоков ускоренных зарядов можно трактовать и как волновое возбуждение электрического тока в плазме, которое будет сопровождаться возбуждением магнитных возмущений. Для плазмы, находящейся вблизи порога устойчивости, это может инициировать (даже при сравнительно малых амплитудах возмущений) развитие кризисных процессов типа магнитных бурь в земной магнитосфере со взрывным выделением в системе энергии.

Можно ожидать, что рассмотренный в плазме параметрический эффект при некоторых условиях реализуется и для гравитационного взаимодействия тел в космическом пространстве вызывая перераспределение их импульсов и изменения орбит. Однако эта задача и возможные приложения в других областях требуют отдельного анализа.