

# ОПТИМАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ ЗАХВАТА И СЕРФОТРОННОГО УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНОЙ В КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ ПРИ БОЛЬШИХ НАЧАЛЬНЫХ ЭНЕРГИЯХ ЧАСТИЦ

А.Н.Ерохин<sup>1</sup>, Н.Н.Зольникова<sup>2</sup>, Н.С.Ерохин<sup>1,2</sup>, Л.А.Михайловская<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Российский университет дружбы народов

<sup>2</sup>Институт космических исследований РАН

E-mail : benkatz2x2@gmail.com

**Аннотация.** На основе численных расчетов нелинейного уравнения для фазы волны на траектории частицы рассмотрена динамика серфотронного ускорения электронов электромагнитной волной, распространяющейся поперек внешнего магнитного поля в космической плазме, при больших значениях компонент начального импульса электрона. Показано, что для сильно релятивистских начальных значений компонент импульса электронов их захват в режим ультрарелятивистского ускорения происходит в основном в двух интервалах начальной фазы волны на траектории частицы. Результаты представляют интерес для развития современных представлений о механизмах генерации потоков ультрарелятивистских частиц в космической плазме.

## 1. Введение

Одним из эффективных механизмов генерации потоков ультрарелятивистских частиц является серфотронное ускорение зарядов электромагнитными волнами, которое рассматривалось ранее, например, в работах [1-7]. Серфотронное ускорение зарядов происходит в магнитоактивной плазме вследствие черенковского резонанса при взаимодействии волна-частица, что возможно в случае волны р-поляризации, имеющей компоненту поля вдоль направления волнового вектора  $\mathbf{k}$  причем для амплитуд волны выше некоторого порогового значения циклотронное вращение зарядов подавлено, а захваченная частица в среднем движется в ускоряющем волновом поле. Подходящей ветвью колебаний являются, например, волны на частотах верхнего гибридного резонанса плазмы. Пусть внешнее магнитное поле направлено вдоль оси  $z$ , электромагнитная волна распространяется вдоль оси  $x$

имея электрическое поле  $\mathbf{E} = \text{Re} [\mathbf{A} \exp (i \Psi)]$ , где  $\Psi = \omega t - k x$  фаза волны,  $\mathbf{A}$  – комплексная амплитуда. Удобно ввести параметры:  $u = \omega_{\text{He}}/\omega$ ,  $v = (\omega_{\text{pe}}/\omega)^2$ , где  $\omega_{\text{He}} = eH_0/m_e c$  – циклотронная частота нерелятивистских электронов плазмы,  $\omega_{\text{pe}} = (4\pi e^2 n_0/m_e)^{1/2}$  – электронная ленгмюровская частота,  $n_0$  плотность плазмы. Условие возможности черенковского резонанса волны с частицами следующее  $1 - u^2 < v < 1$ . Захват заряженных частиц в режим серфотронного ускорения происходит для амплитуд волны выше порога  $\sigma > u \gamma_p = u / (1 - \beta_p^2)^{1/2}$ ,  $\beta_p = \omega / ck$ , где  $\sigma = eE_0/m_e c \omega$  безразмерная амплитуда волны. Используя уравнения движения для импульса ускоряемого электрона  $\mathbf{p}$ , их интегралы движения получаем следующее нелинейное уравнение для фазы волны на траектории частицы  $\Psi(\tau)$ :

$$\gamma \beta_p d^2\Psi/d\tau^2 - \sigma (1 - \beta_x^2) \cdot \cos \Psi - u \beta_y = 0,$$

где  $\tau = \omega t$ ,  $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v} / c$ ,  $\gamma = \{1 + h^2 + [J + u \beta_p (\tau - \Psi)]^2\}^{1/2} / (1 - \beta_x^2)^{1/2}$  релятивистский фактор ускоряемой частицы,  $h = \gamma \beta_z$  интеграл движения. Это нелинейное уравнение решается численно с начальными данными  $\Psi(0) = \Psi_0$ ,  $\Psi_\tau(0) = a$ . Соответственно имеем  $\beta_x(0) = \beta_p (1 - a)$ , причем для параметра  $a$  имеется условие  $1 - (1/\beta_p) < a < 1 + (1/\beta_p)$ . Анализ асимптотик решения показывает, что при сильном ускорении электрона численное решение должно выходить на следующие асимптотики для релятивистского фактора и скорости  $\gamma(\tau) \approx u \beta_p \gamma_p \tau$ ,  $\beta_x \approx \beta_p$ ,  $\beta_y \approx 1 / \gamma_p$ .

## 2. Содержание

Для нахождения начальных фаз  $\Psi(0)$ , при которых происходит захват электрона в режим неограниченного ускорения волной, в расчетах фиксировались исходные параметры задачи  $h$ ,  $g = \gamma(0)\beta_y(0)$ ,  $\beta_p$ ,  $u$ ,  $a$ ,  $\sigma$ , причем для фазовой скорости волны полагалось  $0 < \beta_p < 1$ . Амплитуда волны  $\sigma$  выбиралась несколько выше порогового значения  $\sigma = 1.5 \sigma_c$ , где  $\sigma_c = u \gamma_p$ . Затем численными расчетами на умеренных временах  $\tau$  порядка 40000 определялись диапазоны начальных фаз, в которых имел место захват электрона в режим неограниченного ускорения волной. Если на этом интервале для некоторых фаз  $\Psi(0)$  захвата частицы волной не было, счет выполнялся до  $\tau$  порядка  $10^5$  и более.

Приведем результаты расчетов для следующего варианта параметров задачи  $h = 30$ ,  $u = 0.2$ ,  $g = 20$ ,  $\beta_p = 0.5$ ,  $a = 0$  при выборе начального значения фазы интервале  $-3 \leq \Psi(0) \leq 3$ . В данном случае  $\gamma(0) = 41.649$ , период циклотронного вращения  $2\pi\gamma(0)/u$  равен 1308. Для значений начальной фазы  $\Psi(0) = -3, -2.8, -2.7, 0.7, 0.8, 1, 1.4, 1.8, 2.2, 2.6, 3$  захват в режим серфинга происходит сразу. При значениях  $\Psi(0) = -2.6, -2.2, -1.8, -1.4, -1, -0.6, -0.2, 0.2, 0.6$  на временах счета  $\tau < 10^5$  захват электронов волной не наблюдался. Для захваченных частиц фаза волны  $\Psi(\tau)$  совершает колебания в эффективной потенциальной яме с постепенно уменьшающейся амплитудой, но возрастающим периодом колебаний около значения 2.5 на больших временах. Типичный график  $\Psi(\tau)$  дан на рис.1 для варианта  $\Psi(0) = 0.7$ .

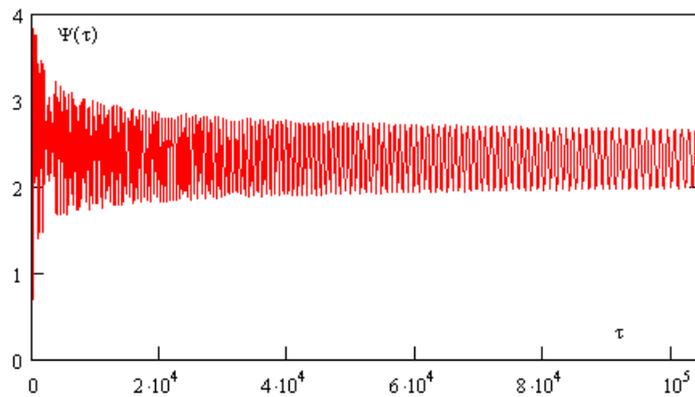


Рис.1.

Релятивистский фактор  $\gamma(\tau)$ , поперечные компоненты импульса захваченного электрона возрастают практически с постоянным темпом, частности, с хорошей точностью для  $\gamma(\tau)$  выполняется следующая аппроксимация  $\gamma(\tau) \approx \Psi(0) + 0.115 \tau$ . Для момента времени  $\tau = 105000$  имеем  $\gamma(\tau) \approx 12150$  т.е. энергия частицы увеличилась почти в 300 раз. Для иллюстрации на рис.2 даны графики  $\gamma(\tau)$  и поперечных компонент импульса ускоряемого электрона  $g_x(\tau)$ ,  $g_y(\tau)$ . Как видно из рис.2, кривые практически совпадают с прямыми линиями (асимптотики этих характеристик).

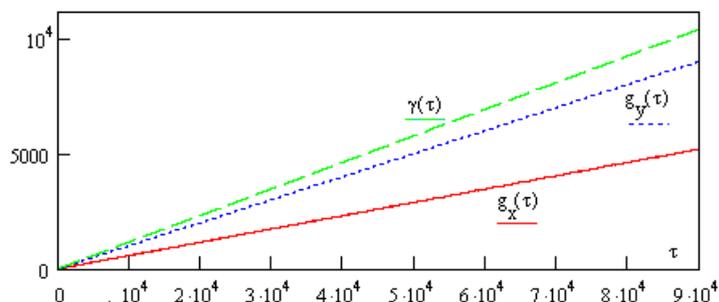


Рис.2.

Пусть  $\Phi(\tau) = d\Psi / d\tau$ . На фазовой плоскости  $(\Phi, \Psi)$  движение изображающей точки происходит около особой точки типа устойчивый фокус по спиралевидной сжимающейся кривой. Аналогичные результаты численных расчетов получаются и для других (благоприятных для серфинга) значений начальной фазы.

Были проведены расчеты для более высоких начальных значений импульса электрона  $h = 80$ ,  $g = 50$  при неизменных прочих параметрах задачи, когда  $\Psi(0) = 108.94$ ,  $2\pi\gamma(0)/u = 3422$ . Благоприятными для немедленного захвата частицы волной оказались, в частности, следующие значения начальной фазы  $\Psi(0) = 3, 2.6, 2.2, 1.8, 1.4, 1, 0.8, 0.7, -2.71, -2.75, -2.8, -3$ . Для  $\Psi(0) = 3$  к моменту времени  $\tau = 105000$  релятивистский фактор  $\gamma(\tau)$  достиг значения 12190, а смещение захваченной частицы в направлении распространения волны было  $\xi = c k / \omega = 52500$ . Графики  $\gamma(\tau)$ ,  $\xi_x(\tau)$ ,  $\xi_y(\tau)$ ,  $\xi(\tau)$  близки к прямолинейным аппроксимациям. В плоскости  $(x, y)$  траектория частицы весьма близка к прямой линии. Компоненты поперечной (к магнитному полю) плоскости осциллируя с убывающей амплитудой постепенно выходят на их асимптотические значения. Продольная компонента скорости  $\beta_z$  по мере ускорения убывает обратно пропорционально  $\gamma(\tau)$ , что соответствует сохранению продольного импульса частицы. Полная поперечная скорость захваченной частицы с ростом ее энергии выходит на асимптотику  $\beta_{\perp} = 1$ . Как и выше с ростом энергии траектория изображающей точки навивается на особую точку типа устойчивый фокус. В качестве иллюстрации динамики ускорения захваченной частицы ниже на рис.3 представлена траектория изображающей точки на плоскости поперечных компонент скорости электрона  $\beta_x(\tau)$ ,  $\beta_y(\tau)$  для интервала  $\tau < 60000$ .

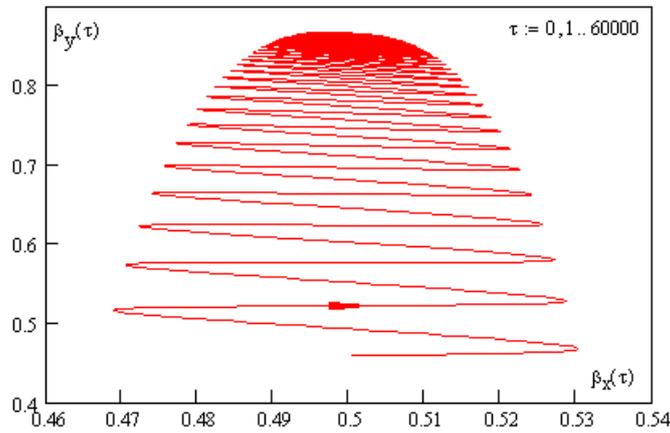


Рис.3.

### 3. Выводы

В настоящей работе на основе численных расчетов проведен анализ динамики захвата и последующего ультрарелятивистского серфотронного ускорения электронов с высокими значениями компонент импульса электромагнитной волной с частотой из области верхнего гибридного резонанса, распространяющейся в космической плазме поперек слабого магнитного поля. Амплитуда электрического поля волны превышала пороговое для реализации серфотронного механизма ускорения значение на 50 %. Рассмотрена также динамика компонент скорости, импульса и энергии частицы, а также структура фазовой плоскости (  $\Phi$ ,  $\Psi$  ) захваченной частицы.

Начальные значения фазы волны на траектории частицы были взяты в интервале  $|\Psi(0)| \leq \pi$ . Для больших значений компонент импульса частицы структура области начальных фаз, благоприятных для реализации серфотронного ускорения, сильно упрощается. Это важно для проведения в последующих работах оценок числа захватываемых волной частиц, их вклада в затухание волны при серфотронном ускорении, а также максимальных энергий ускоренных частиц при взаимодействии с волновыми пакетами, локализованными в пространстве. Заметим, что при слабoreлятивистских энергиях электрона, как это было установлено ранее, время захвата частицы в режим серфинга

испытывает большие вариации в зависимости от значения начальной фазы  $\Psi(0)$ .

Кроме того, предстоит исследовать серфотронное ускорение электронов при отрицательных начальных значениях импульса частицы вдоль волнового фронта  $g_y(0) = \gamma(0) \beta_y(0)$ , когда частица оставаясь захваченной должна тормозиться и поменяв знак компоненты импульса  $g_y$  перейти в режим сильного ускорения.

### Литература

- [1]. N.Katsouleas, J.M.Dawson. Phys.Rev. Letters. 1983, v.51, p. 392.
- [2]. Б.Э.Грибов, Р.З.Сагдеев, В.Д.Шапиро, В.И.Шевченко. Письма в ЖЭТФ. 1985, т.42, № 2, с.54.
- [3]. Н.С.Ерохин, А.А.Лазарев, С.С.Моисеев, Р.З.Сагдеев. Доклады Академии наук. 1987, т.295, № 4, с.849.
- [4] Н.С.Ерохин, С.С.Моисеев, Р.З.Сагдеев. Письма в Астрономический журнал. 1989, т.15, № 1, с.3.
- [5]. Г.Н.Кичигин. ЖЭТФ. 2001, т.119, вып.6, с.1038.
- [6]. А.И.Нейштадт, А.В.Артемьев, Л.М.Зеленый, Д.Л.Вайнштейн. Письма в ЖЭТФ. 2009, т. 89, вып.9, с.528.
- [7]. R.Shkevov, N.S.Erokhin, L.A.Mikhailovskaya, N.N.Zolnikova. Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2012, v.99, № 1, P.73.