

## СЕРФИНГ ЗАРЯДОВ НА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЕ С ПЛАВНОЙ ОГИБАЮЩЕЙ АМПЛИТУДЫ В КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

Николай Ерохин<sup>1</sup>, Надежда Зольникова<sup>1</sup>, Людмила Михайловская<sup>1</sup>, Румен Шкевов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт космических исследований – Российская академия наук, Москва

<sup>2</sup>Институт космических исследований – Болгарская академия наук, София  
e-mail: nerokhin@mx.iki.rssi.ru; shkevov@space.bas.bg

**Ключевые слова:** серфинг зарядов, космическая плазма, ультрарелятивистское ускорение, электромагнитные волны в плазме, ускорение заряженных частиц.

**Абстракт:** Рассмотрено ультрарелятивистское ускорение заряженных частиц пакетами электромагнитных волн конечной амплитуды с плавной огибающей в космической плазме (механизм серфинга зарядов на волнах). Задача сведена к анализу нелинейного, нестационарного уравнения второго порядка для фазы одной из волн на траектории частицы, которое решается численно. Целью работы является исследование эффективности ускорения заряженных частиц волновым пакетом с плавной огибающей его амплитуды. Изучена временная динамика колебаний ускоряемого заряда в эффективном потенциале волнового пакета в зависимости от его пространственного размера. На плоскости начальных данных область захвата частиц в режим ультрарелятивистского ускорения является достаточно широкой по начальной фазе волны на траектории заряда. Максимальная энергия ускоренных частиц возрастает пропорционально ширине локализованного в пространстве волнового пакета. Эффективность ускорения существенно зависит от отношения групповой и фазовой скоростей на несущей частоте и возрастает при сближении этих скоростей.

## CHARGE PARTICLES SURFATRON ACCELERATION BY A SET OF ELECTROMAGNETIC WAVES WITH SMOOTH ENVELOPE IN SPACE PLASMAS

Nikolay Erokhin<sup>1</sup>, Nadezhda Zolnikova<sup>1</sup>, Ludmila Mikhailovskaya<sup>1</sup>, Rumen Shkevov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Space Research Institute – Russian Academy of Sciences

<sup>2</sup>Space Research Institute – Bulgarian Academy of Sciences  
e-mail: nerokhin@mx.iki.rssi.ru; shkevov@space.bas.bg

**Key words:** surfatron acceleration, space plasma, highly relativistic acceleration, electromagnetic wave in plasma, charged particles capture by wave.

**Abstract:** Ultrarelativistic acceleration of charged particles by packages of finite amplitude electromagnetic waves with smooth envelope in space plasma (surfing mechanism of charges on waves) is considered. The problem is solved through numerical simulation of the second order nonlinear, non-stationary equation for phase one of the waves on the particles' trajectory. The main purpose is to analyze the charged particles efficiency acceleration by smooth envelope amplitude wave package. The temporal dynamics of accelerated charges is studied depending on wave package effective potential and region spatial size. On the initial data area plane, particles' capture in the regime of ultrarelativistic acceleration is sufficiently wide for the initial wave phase on a charge trajectory. The accelerated particles energy maximum increases proportionally to the wave package width. Acceleration efficiency essentially depends on the packet group velocity and phase one ratio on carrying frequency and increases with rapprochement of these velocities.

### Введение

Исследование механизмов формирования потоков ультрарелятивистских частиц входит в число актуальных задач астрофизики и представляет интерес для проблемы генерации космических лучей. Одним из главных механизмов формирования потоков ультрарелятивистских частиц является серфинг зарядов на электромагнитных волнах в космической плазме [1-6].

Для оценок числа ускоренных частиц, их максимальной энергии и энергетических спектров необходим, в частности, анализ условий захвата заряженных частиц в режим сильного ускорения, эффективности ускорения при воздействии пакетов из волн конечной амплитуды.

В настоящем докладе изложены результаты численных расчетов захвата и сильного ускорения зарядов в магнитоактивной плазме при воздействии локализованного в пространстве пакета электромагнитных волн конечной амплитуды.

Считая амплитуды волн пакета заданными и постоянными, а также учитывая интегралы движения для ускоряемых заряженных частиц задача сведена к анализу нестационарного, нелинейного уравнения второго порядка диссипативного типа для несущей фазы волнового пакета на траектории частицы.

Волны распространяются поперек достаточно слабого внешнего магнитного поля. Максимальная амплитуда пакета выше порогового значения, что обеспечивает реализацию механизма серфинга. Изучена временная динамика колебаний ускоряемого заряда в эффективном потенциале в зависимости от начального значения фазы и релятивистского фактора частицы.

Проведены предварительные расчеты ускорения локализованным в пространстве пакетом с несущей частотой и достаточно плавной огибающей его амплитуды (гауссовское распределение волн по волновым векторам).

При захвате частицы в режим сильного ускорения с течением времени несущая фаза волнового пакета на траектории захваченной частицы медленно выходит на некоторое асимптотическое значение, что является характерной особенностью механизма серфинга. Компоненты импульса захваченного заряда и его релятивистский фактор увеличиваются практически линейно с ростом времени, что соответствует постоянному темпу ускорения захваченной волной частицы. При выборе релятивистских значений фазовой скорости волны наибольшее ускорение идет по направлению распространения волны. В обратном случае – низких значений фазовой скорости основное ускорение происходит вдоль волнового фронта

### Основные уравнения и численные расчеты

Считая нелинейные эффекты для ускоряющих волн малыми полагаем, что амплитуды волн ниже характерного поля релятивистской нелинейности  $\sigma = e E_0 / m c \omega \ll 1$ .

Захват в режим серфинга происходит для амплитуд волны выше следующего порога  $\sigma > u \gamma_p = u / (1 - \beta_p^2)^{1/2}$ .

Рассмотрим непрерывный волновой спектр с несущей частотой  $\omega_0 = \omega(k_0)$ . Для замедленной плазменной волны ( $ck_0 > \omega_0$ ) используем дисперсионное уравнение с обозначениями  $Y = \omega_0 / \omega_{pe}$ ,  $X = ck_0 / \omega_{pe}$ ,  $v = \omega_{He} / \omega_{pe}$

$$(1) \quad Y^2 = 1 + 0.5 (X^2 + v^2) - [v^2 + 0.25 (X^2 - v^2)^2]^{0.5}.$$

Здесь параметр  $Y^2$  находится в интервале значений  $1 < Y^2 < 1 + v^2$ . Поскольку нелинейным взаимодействием мод в пакете пренебрегается параметр  $v^2$  нужно считать малым. Согласно (4) это означает, что отношение отношения групповой скорости к фазовой на несущей частоте будет малым. Важно отметить, что  $X > 1$  и частотный спектр очень узкий. Используя (1) легко вычислить скорости  $v_g \approx \omega_{pe}^2 / c^2 k_0^3$ ,  $v_p \approx \omega_{pe} / k_0$ . Для гауссовского спектра волн имеем

$$(2) \quad E_x(x,t) = E_m \exp[-\zeta^2 / L^2] \cos(\omega_0 t - k_0 x),$$

где  $\zeta = x - v_g(k_0) t$ ,  $L = 1 / k_p$  есть полуширина локализованного волнового пакета, движущегося со скоростью  $v_g(k_0)$ . Другие компоненты полей  $E_y$ ,  $H_z$  находятся по аналогии с (2).

Согласно (5) характерное время пересечения захваченным зарядом волнового пакета порядка  $\delta t \sim 2L / v_p$  или в безразмерных переменных имеем  $\delta \tau \sim 2L k_0$ . За это время ( $v_g / v_p \ll 1$ ) центр волнового пакета сместится на расстояние  $\delta x \sim 2L v_g / v_p \ll 2L$ . Численные расчеты показали, что сильное (ультрарелятивистское ускорение захваченных зарядов имеет место в случае времен удержания частиц пакетом в ускоряющей фазе поля порядка  $\tau_1 \geq 10^4$ .

Следовательно, условие  $2L k_0 \geq 10^4$  обеспечивает длительное удержание и сильное ускорение зарядов локализованным волновым пакетом в магнитоактивной плазме.

При численных расчетах серфинга зарядов на волновом пакете задачу можно упростить. Во-первых, можно пренебречь вихревыми компонентами волновых полей  $E_y$ ,  $H_z$  и для фазы пакета на несущей частоте  $\Psi_0(\tau) = (\omega_0 t - k_0 x)$  использовать уравнение

$$(3) \quad \gamma \beta_{p0} d^2 \Psi_0 / d\tau^2 - (1 - \beta_x^2) \cdot (e E_x / mc\omega_0) - u_0 \beta_y = 0,$$

где  $E_x(x,t)$  определено формулой (2),  $\beta_{p0} = \omega_0 / ck_0$ ,  $\gamma = (1 + h^2 + r_0^2)^{0.5} / (1 - \beta_x^2)^{0.5}$ ,  $r_0 = \gamma \beta_y$  и учтен интеграл движения  $J = \gamma \beta_y + u_0 \beta_{p0} (\Psi_0 - \tau)$ , а выражение для интеграла  $h$  следующее  $\gamma \beta_z = \text{const} \equiv h$ . Компонента скорости заряда  $\beta_x$  в выражении (3) задана формулой  $\beta_x = \beta_{p0} [1 - (d\Psi_0 / d\tau)]$ . Отметим, что эффекты частотной дисперсии малы и (3) вполне пригодно для описания рассматриваемого эффекта при выполнении условия на входящие параметры задачи  $\tau_1^2 \ll (X_0^2 / v)^4 \cdot (\omega_{pe} L / c)^4$ . Границы  $x_1, x_2$  области  $x_1 < x < x_2$ , в которой имеют место захват заряда волновым пакетом и последующее его ускорение, находятся из условия  $u_0 \gamma_{p0} < (eE_m / mc\omega_0) \cdot \exp(-\zeta^2 / L^2)$ .

Для замедленной волны  $Y^2 = 1 + 0.5(X^2 + v^2) - [v^2 + 0.25(X^2 - v^2)^2]^{0.5}$ , что дает  $v_g \approx \omega_{pe} \omega_{He}^2 / c^2 k^3$ ;  $d^2 \omega / dk^2 \approx -3\omega_{pe} \omega_{He}^2 / c^2 k^4$ .

Берем волновой пакет с гауссовским распределением по амплитудам вида

$$E_x(x,t) = \int dk E(k) \exp(i\omega t - ikx), E(k) = E_m \exp[-(\delta k / k_p)^2], \text{ Полагаем } k = k_0 + \delta k,$$

тогда  $\omega t - kx = \Psi_0 - \zeta \cdot \delta k + \mu \cdot (\delta k)^2$ , где  $\zeta = x - v_g t$ ,  $\mu = 0.5 t d^2 \omega / dk^2$ ,  $L_p = 1 / k_p$  характерная полуширина пакета в пространстве. В итоге поле волнового пакета определяется формулой (2). Уравнение для несущей фазы на траектории заряда с учетом явного вида коэффициентов дано ниже ( $\beta \equiv \beta_{p0}$ )

$$(4) \quad \frac{d^2 \Psi}{dt^2} - \frac{\left[1 - \beta^2 \left(1 - \frac{d}{dt} \Psi(\tau)\right)\right]^{1.5}}{\beta \sqrt{1 + h^2 + [J + \beta \cdot u \cdot (\tau - \Psi(\tau))]^2}} \cdot \sigma \cdot e^{-\left(\frac{0.8t - \Psi(\tau)}{\rho}\right)^2} \cdot \cos(\Psi(\tau)) - \\ - \frac{u \cdot [J + \beta \cdot u \cdot (\tau - \Psi(\tau))]}{\beta \cdot [1 + h^2 + [J + \beta \cdot u \cdot (\tau - \Psi(\tau))]^2]} \cdot \left[1 - \beta^2 \left(1 - \frac{d}{dt} \Psi(\tau)\right)^2\right] = 0$$

Уравнение (4) решалось численно, в частности, для следующих значений исходных параметров:  $u = 0.1$ ,  $\beta_{p0} = 0.4$ ,  $h = 500$ ,  $g = 0$ ,  $\rho = 10^4$ .

Проведенные расчеты показали, что в зоне волнового пакета, где амплитуда электрического выше порогового значения, при нахождении заряда в диапазоне благоприятных фаз (который оказался достаточно широким), а скорость заряда в направлении распространения волнового пакета соответствует условию реализации черенковского резонанса, имеют место захват и последующее сильное релятивистское ускорение зарядов локализованным волновым пакетом.

Установлено, что набор энергии частицей возрастает с увеличением характерной полуширины (по амплитуде электрического поля) движущегося с групповой скоростью волнового пакета. Следовательно, генерация потоков ускоренных частиц в космической плазме за счет механизма серфинга возможна и при взаимодействии зарядов с локализованными пакетами электромагнитных волн.

Согласно численным расчетам при ускорении захваченной частицы ее релятивистский фактор и поперечные к внешнему магнитному полю компоненты импульса возрастают пропорционально времени удержания заряда волновым пакетом в эффективной потенциальной яме. Поперечные компоненты скорости заряда выходят на асимптотические

значения, а продольная (относительно внешнего магнитного поля) скорость стремится к нулю. С течением времени ускоряемые частицы конденсируются на дно эффективной потенциальной ямы, которая является нестационарной.

На рисунках ниже представлены результаты расчетов для ряда ситуаций. Выявлено, что оптимальным условием высокой эффективности ускорения частиц локализованным волновым пакетом является близость фазовой и групповой скоростей на несущей частоте т.е. при  $\delta = v_g / v_p \approx 1$ . Счет проводился до времен порядка  $\tau \sim 500000$ , ускорение частицы происходит на временах порядка 42000.

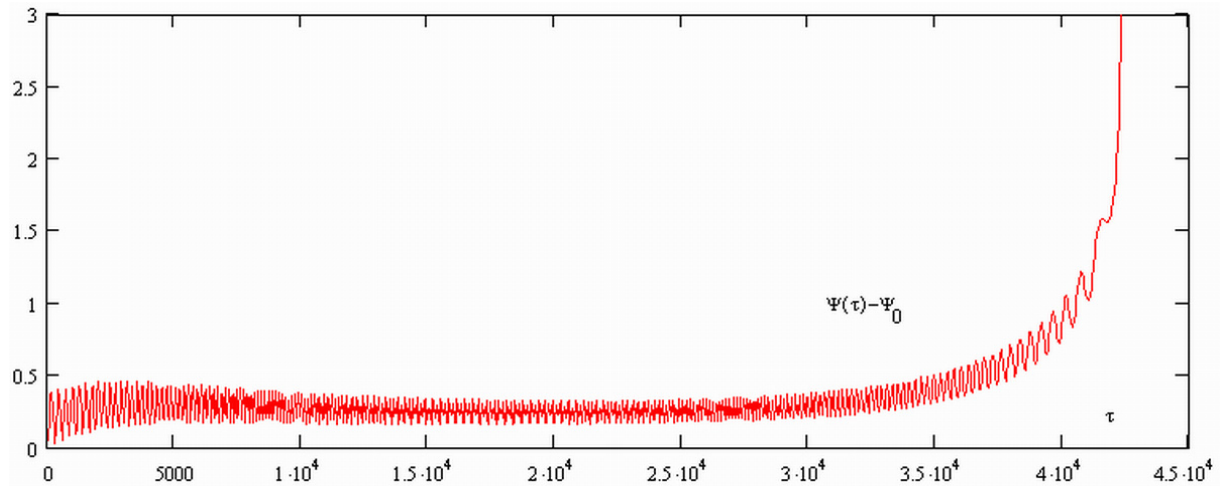


Рис.1. Динамика фазы на траектории ускоряемой частицы для  $\delta = v_g / v_p = 0.2$

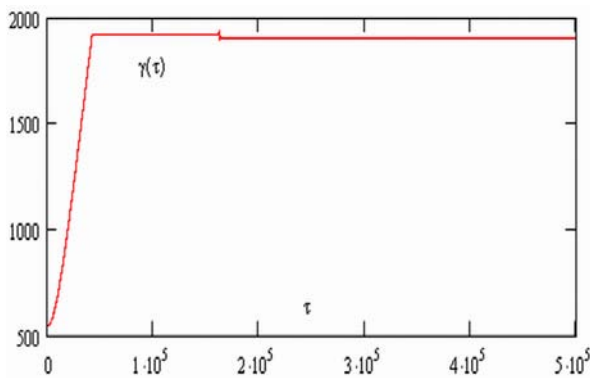


Рис.2. График зависимости релятивистского фактора ускоряемой частицы от времени.

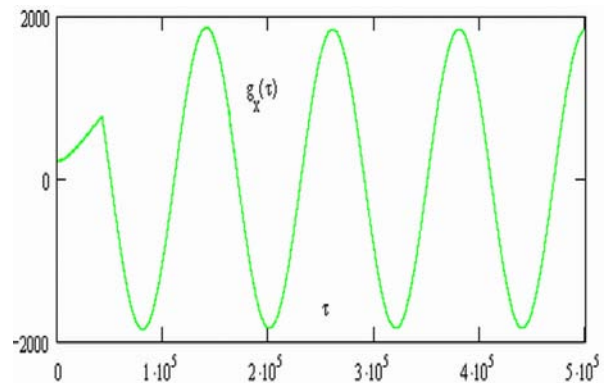


Рис.3. График зависимости x-компоненты импульса ускоряемой частицы от времени.

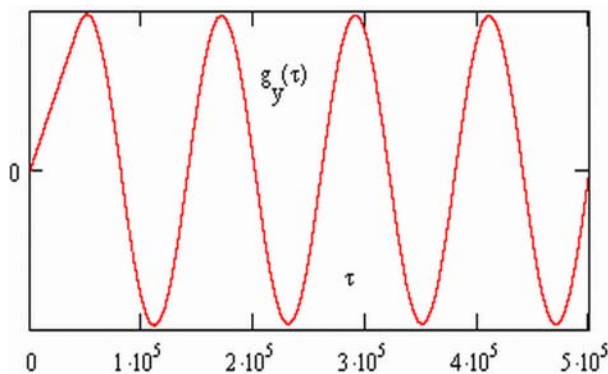


Рис.4. График зависимости y-компоненты импульса ускоряемой частицы от времени. Как видим, после ускорения заряда пакетом наблюдается гировращение частицы.

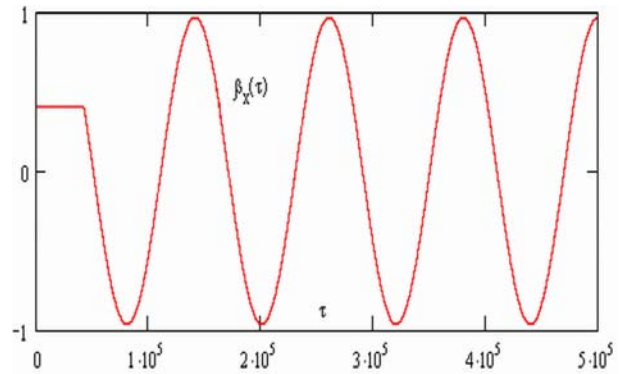


Рис.5. График зависимости x-компоненты скорости ускоряемой частицы от времени. Полная поперечная (относительно внешнего магнитного поля) скорость заряда после пролета пакета практически не меняется.

Таким образом расчеты показали, что при благоприятном выборе параметров имеют место захват и последующее ускорение частиц локализованным в пространстве волновым пакетом. Для иллюстрации ниже приведен график (рис.6) поперечной (к внешнему магнитному полю) компоненты скорости заряда  $\beta_f(\tau) = \{ [\beta_x(\tau)]^2 + [\beta_y(\tau)]^2 \}^{0.5}$ . Для данного случая ускорение частицы имеет место (рис.7) на интервале времени  $\tau$  от 140000 до 170000. Вне этого интервала наблюдается гировращение частицы под действием внешнего магнитного поля

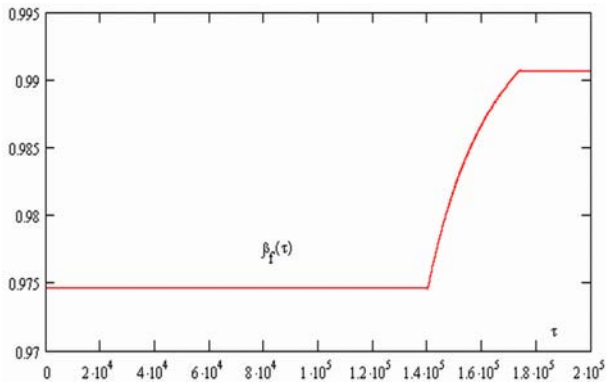


Рис.6. График поперечной (к внешнему магнитному полю) компоненты скорости заряда

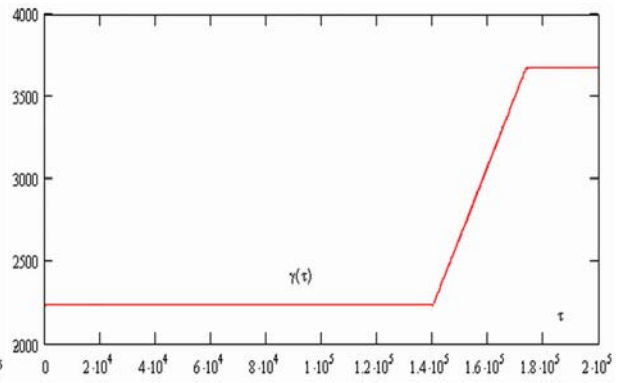


Рис.7. График релятивистского фактора частицы при ускорении локализованным пакетом электромагнитных волн.

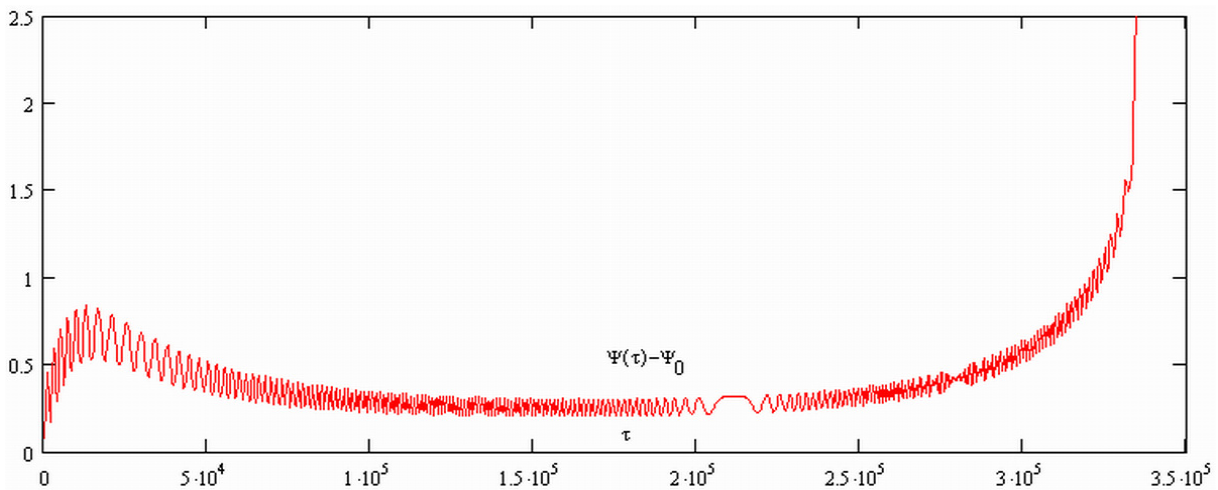


Рис.8. Временной ход несущей фазы волнового пакета на траектории ускоряемого заряда при  $\delta = v_g / v_p = 0.9$ . Время ускорения возросло почти на порядок по сравнению со случаем, показанным на рис.1.

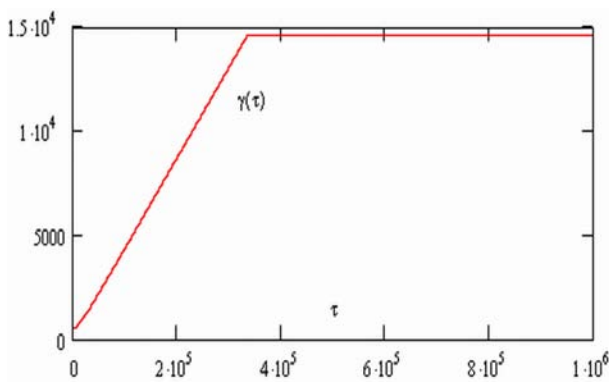


Рис.9. График зависимости релятивистского фактора ускоряемой частицы от времени для  $\delta = v_g / v_p = 0.9$ .

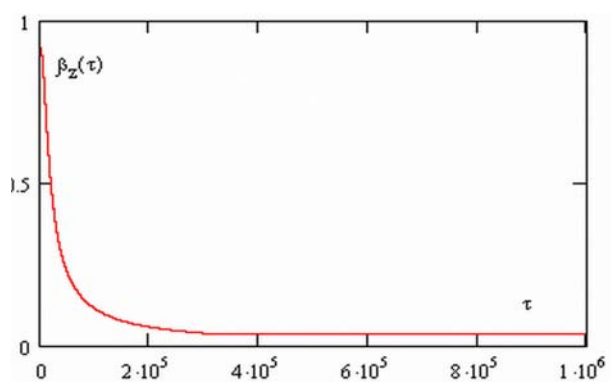


Рис.10. График зависимости z-компоненты скорости ускоряемой частицы от времени.

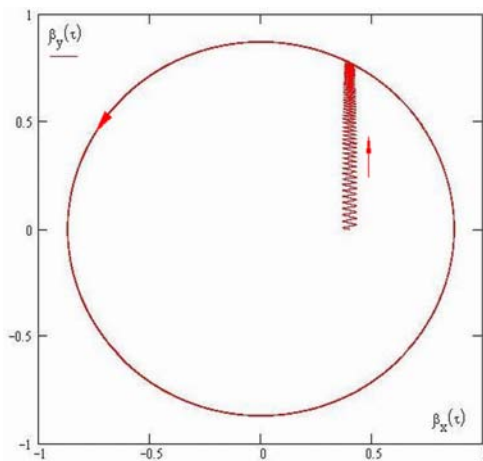


Рис.11. Зависимость скорости заряда от времени.

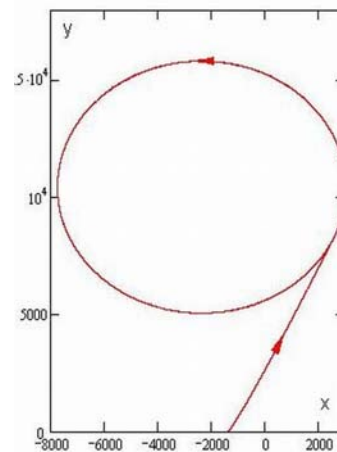


Рис.12. Траектория заряда в плоскости (x, y).

### Заключение

Рассмотрено ультрарелятивистское ускорение заряженных частиц локализованными в пространстве пакетами электромагнитными волнами конечной амплитуды в космической плазме (механизм серфинга зарядов). Задача сведена к анализу нелинейного, нестационарного уравнения второго порядка для несущей фазы пакета на траектории частицы, которое решается численно.

При захвате частиц в режим серфинга поперечные к внешнему магнитному полю компоненты импульса захваченной частицы увеличивались практически линейно с ростом времени, а поперечные (относительно внешнего магнитного поля) компоненты скорости заряда были практически постоянны.

В расчетах рассмотрен вариант, когда совершив, например, один гирооборот (волновой пакет за это время еще не успел существенно сместиться в пространстве) частица может при благоприятной фазе попасть в черенковский резонанс. В этом случае имеют место ее захват с последующим сильным ускорением. Согласно расчетам реализация черенковского резонанса частицы с пакетом требует достаточно малых отстроек компоненты скорости заряда вдоль направления распространения пакета от фазовой скорости (рис. 8÷14)

Из проведенного анализа следует необходимость более подробного последующего изучения возможности захвата и последующего ускорения частиц волновым пакетом после серии их гирооборотов во внешнем магнитном поле.

Разумеется, что при этом частица должна находиться в зоне волнового пакета, где амплитуда волнового электрического поля выше порогового (для реализации серфинга) значения. Однако такая постановка задачи требует существенного увеличения времени вычислений в каждом варианте выбора исходных параметров задачи поскольку после серии гирооборотов заряда фаза волнового пакета на несущей частоте должна попасть в диапазон, благоприятный для захвата частицы в режим серфинга. Оптимальным условием резкого повышения эффективности серфотронного ускорения заряженных частиц является близость фазовой и групповой скоростей на несущей частоте пакета.

Проведенное исследование представляет интерес для интерпретации экспериментальных данных по регистрации потоков релятивистских частиц в космических условиях включая околоземное пространство. В частности, как указывалось ранее одним из возможных механизмов генерации космических лучей является серфинг заряженных частиц на электромагнитных волнах. В последующем анализе предполагается выполнить анализ параметров астрофизической плазмы и определить области, в которых данный механизм генерации ускоренных частиц наиболее вероятен.

### Литература:

1. Katsouleas N., J. Dawson. Physical Review Letters, 1983, v.51, № 5, p.392.
2. Грибов Б. Э., Р. З. Сагдеев, В. Д. Шапиро, В. И. Шевченко. Письма в ЖЭТФ, 1985, т.42, вып.2, с.54.
3. Ерохин Н. С., С. С. Моисеев, Р. З. Сагдеев. Письма в Астрономический журнал, 1989, т.15, № 1, с.3.
4. Кичигин Г. Н. ЖЭТФ, 2001, т.119, вып.6, с.1038.
5. Erokhin N., N. Zolnikova, R. Shkevov, L. Mikhailovskaya, P. Trenchev. Доклады на Българската академия на науките, 2007, т.60, № 9, с.967.
6. Erokhin N. S., N. N. Zolnikova, P. P. Grinevich, L. A. Mikhailovskaya. Problems of Atomic Science and Technology, серия "Плазменная электроника", 2006, No 5, P.152.