Временная динамика ультрарелятивистского ускорения слаборелятивистских заряженных частиц в космической плазме при серфинге на пакете электромагнитных волн

Н.С.Ерохин, Н.Н.Зольникова, Кузнецов Е.А., Л.А. Михайловская

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт космических исследований Российской Академии наук, Москва

e-mail: nerokhin@iki.rssi.ru

Седьмая ежегодная конференция "Физика плазмы в солнечной системе"
6 - 10 февраля 2012 г., ИКИ РАН
Москва

Аннотация.

Серфинг заряженных частиц на электромагнитных волнах является одним из главных механизмов генерации потоков ультрарелятивистских частиц в космической плазме. При этом для корректных оценок параметров ускоренных частиц необходим детальный анализ условий захвата заряженных частиц в режим ускорения и эффективности этого ускорения при взаимодействии с пространственно локализованными пакетами электромагнитных волн. В настоящем докладе серфинг рассмотрен на основе численных расчетов захвата и последующего ультрарелятивистского ускорения зарядов в магнитоактивной космической плазме при воздействии волнового пакета с плавной огибающей его амплитуды. Начальная энергия частиц полагается слаборелятивистской. С учетом интегралов движения задача сведена к анализу нестационарного, нелинейного уравнения второго порядка диссипативного типа для несущей фазы пакета на траектории заряженной частицы при распространении волнового пакета поперек достаточно слабого внешнего магнитного поля. В центральной части волнового пакета амплитуда электрического поля была выше порогового значения, что обеспечило захват частиц в режим серфинга. Численными расчетами показано, что для слаборелятивистских электронов даже в диапазоне неблагоприятных начальных фаз и при невыполнении в начальный момент времени черенковского резонанса на сравнительно малых временах имеют место захват зарядов волной и последующее их ультрарелятивистское ускорение.

Характерные времена захвата частиц в режим серфинга относительно невелики по сравнению с оптимальным вариантом реализации серфинга при захвате их в начальный момент времени (набор энергии частицами различается на величину порядка 10 %). В неоптимальном случае для заряженных частиц вначале имеет место циклотронное вращение во внешнем магнитном поле с последующим захватом в режим серфинга. Следовательно, по начальным параметрам слабо-релятивистских частиц область захвата их в режим ультрарелятивистского сер-фотронного ускорения оказывается достаточно большой (в отличие от ранее изученных вариантов).

Рассмотрена временная динамика компонент импульса и скорости ускоряемых частиц, характерные особенности их траектории с учетом гировращения на начальном этапе, типичная структура фазовой плоскости для исследуемого нелинейного уравнения.

Введение

Исследование процессов генерации потоков релятивистских частиц относится к числу актуальных задач физики космической плазмы и, в частности, представляет большой интерес для проблемы генерации космических лучей (КЛ) в астрофизике. Это связано с тем, что серфинг зарядов на электромагнитных волнах, который рассматривался ранее, например, в работах [1-10], является одним из эффективных механизмов генерации потоков ультрарелятивистских частиц. Поэтому для корректной оценки количества ускоренных частиц, их энергетических спектров, характерных размеров областей ускорения требуется детальный анализ условий захвата заряженных частиц в режим серфотронного ускорения, определение благоприятных для захвата заряженных частиц условий, исследование эффективности ускорения частиц при воздействии пространственно локализованного волнового пакета конечной амплитуды, возможности многократного ускорения зарядов волновыми пакетами с учетом циклотронного вращения частиц во внешнем магнитном поле. Однако задача является многопараметрической и для выявления закономерностей серфинга зарядов на волновых пакетах в космической плазме нужен весьма большой обьем численных расчетов.

В работе на основе нелинейных численных расчетов рассмотрен захват слаборелятивистских заряженных частиц в режим серфотронного ускорения пакетом электромагнитных волн, распространяющимся в плазме поперек слабого внешнего магнитного поля $\mathbf{H}_0$.

Отметим, что серфинг возможен и при наклонном распространении волн причем пороговая величина поля волны меньше.

Рассмотрен вариант ускорения слаборелятивистских частиц, когда период циклотронного вращения заряда сравнительно невелик. Для амплитуды волны выше порогового значения на доступных интервалах времени численного счета вне диапазона благоприятных для серфинга начальных фаз волны на траектории частицы вначале происходит вращение заряда во внешнем магнитном поле Однако после ряда периодов циклотронного вращения (десятки, сотни и более) будет выполнено условие черенковского резонанса, возникает благоприятная для захвата заряда фаза волны на траектории частицы.

При этом происходят захват частицы волновым пакетом и ультрарелятивистское ускорение заряда. Следовательно, в пространстве импульсов частиц область их захвата в режим серфинга на электромагнитной волне оказывается достаточно большой.

Полученные результаты представляют интерес для интерпретации экспериментальных данных по регистрации потоков релятивистских частиц в космических условиях. Серфинг зарядов на электромагнитных волнах может быть локальным источником генерации ультрарелятивистских частиц в окрестности сравнительно спокойных звезд, например, в солнечной гелиосфере, и обеспечивать локальные отклонения регистрируемого спектра КЛ от стандартного степенного скейлинга.

Формулировка задачи

Исходными являются релятивистские уравнения движения заряженной частицы, взаимодействующей с электромагнитной волной, фазовая скорость которой в плазме должна быть меньше скорости света в вакууме. С учетом интегралов движения получено нелинейное уравнение второго порядка для фазы волны на траектории ускоряемой заряженной частицы. Далее проводятся численные расчеты при различных значениях исходных параметров.

Отметим, что механизм серфотронного ускорения связан с реализацией в магнитоактивной плазме черенковского резонанса при взаимодействии волна-частица, что возможно для волны p-поляризации с показателем преломления $N^2 = \varepsilon_\perp - (\varepsilon_c^2 / \varepsilon_\perp) = 1 - [v(1-v)] / (1 - u^2 - v)$. Внешнее магнитное поле направлено вдоль оси z : $\mathbf{H}_0 = H_0\, \mathbf{e}_z$. Захват в режим серфинга происходит для амплитуд волны выше порога т.е. $\sigma = e E / m c \omega > \sigma_c \equiv u \gamma_p = u / (1 - \beta_p^2)^{1/2}$, где $\beta_p = \omega / k c$. Рассмотрим волновой спектр с несущей частотой $\omega_0 = \omega(k_0)$. Имеем параметры: $u = \omega_{He} / \omega$, $v = (\omega_{pe} / \omega)^2$. Здесь ω_{He} - гирочастота нерелятивистских электронов плазмы, ω_{pe} – их ленгмюровская частота $\omega_{pe} = (4 \pi e^2 n_0 / m)^{1/2}$. При поперечном распространении волна p-поляризации имеет компоненты полей E_x , E_y , H_z . Для лоренцовского спектра волн в пакете основная компонента электрического поля имеет вид $E_x(x,t) = \{ E_m / [1 + \zeta^2 / L^2] \} \cos(\omega_0 t - k_0 x)$, 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 пакета E_y , H_z находятся по аналогии.

Введем безразмерное время $\tau = \omega\, t$. Характерное время пересечения захваченным зарядом волнового пакета порядка $\delta t \sim 2L / v_p$ или в безразмерном времени имеем $\delta\tau \sim 2L\, k_0$. За это время центр волнового пакета сместится на расстояние $\delta x \sim 2L\, (v_g / v_p) << 2L$. Расчеты показали, что сильное (ультрарелятивистское ускорение захваченных зарядов имеет место в случае достаточно больших времен удержания частиц пакетом в ускоряющей фазе поля т.е. при $\tau_1 \geq (10^4 \div 10^6)$. Следовательно, условие $L\, k_0 = \rho \geq (10^4 \div 10^6)$ обеспечивает ультрарелятивистское ускорение зарядов пространственно локализованным волновым пакетом.

Оценки и расчеты показывают, что 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 нелинейное уравнение

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

где $E_x(x,t)$ определено выше, $\beta_{p0} = \omega_0 / ck_0$, $\gamma = (1 + h^2 + r_0^2)^{0.5} / (1 - \beta_x^2)^{0.5}$, $r_0 = \gamma\, \beta_y$ начальный импульс частицы вдоль волнового фронта и учтен интеграл движения $J = \gamma\, \beta_y + u_0\, \beta_{p0}\, (\Psi_0 - \tau)$. Есть второй интеграл $\gamma\, \beta_z = const \equiv h$. Компонента скорости заряда β_x в (1) задана формулой $\beta_x = \beta_{p0}\, [\, 1 - (\, d\Psi_0 / d\tau\,)\,]$.

Уравнение (1) решалось численно, например, для следующих значений исходных параметров : $u = 0.3$, $\beta_{p0} = 0.8$, $h = 0.4$, $g = 0.7$, $\rho = 5 \cdot 10^4$, $\sigma = 1.51\, \sigma_c$.

Численные расчеты показали, что в области волнового пакета, где амплитуда электрического выше порогового значения, а скорость заряда в направлении распространения волнового пакета соответствует реализации черенковского резонанса $v_{\perp} > \omega / k$, имеют место захват и последующее сильное ультрарелятивистское ускорение частиц локализованным волновым пакетом.

Набор энергии частицей возрастает с увеличением характерной толщины волнового пакета. 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 вследствие сохранения продольного импульса. С течением времени ускоряемые частицы конденсируются на дно нестационарной, эффективной потенциальной ямы.

Приведем результаты расчетов для следующего варианта выбора параметров задачи $h = 0.61$, $g_y(0) = 0.91$, $\beta_p = 0.7$, $u = 0.2$, $\sigma = 1.5\ \sigma_c$, $\sigma_c = u\ \gamma_p$, $a = 0$,

соответствующего слаборелятивистским начальным энергиям заряженной частицы.

Захват заряда в режим серфинга сильно зависит от значения начальной фазы $\Psi(0)$ причем весьма немонотонно. Для большей части начальных фаз из интервала $-\pi < \Psi(0) < \pi$ захват частиц волной в режим ускорения происходит сразу либо на сравнительно малых временах τ по сравнению со временем ультрарелятивистского ускорения $\tau_{ac} \sim 10^5 \div 10^6$, которое соответствует увеличению энергии заряда на три-четыре порядка. Так для $\Psi(0) = 17000\,\pi - 2$ захват частицы волной происходит при $\tau \sim 17223$, графики фазы $\Psi(\tau)$ и смещения частицы в направлении распространения волны $\xi(\tau)$ показаны на рис.1- 2. До захвата заряда волной фаза в среднем монотонно возрастает $\langle\Psi(\tau)\rangle \approx \tau$, заряд совершает ларморовское вращение во внешнем магнитном поле, причем за счет некото-рого изменения поперечной энергии ларморовский радиус является перемен-ным. После захвата частицы в потенциальную яму фаза колеблется около неко-торого значения, соответствующего дну этой ямы. Поскольку захваченный заряд смещается вместе с волной со скоростью $\beta_x \approx \beta_p$ координата $\xi(\tau)$ возрас-тает $\xi(\tau) \sim \beta_p \cdot \tau$. Динамика компонент скорости слаборелятивистского заряда β_x , β_y при его ларморовском вращении дана на рис.3. После захвата волной $\beta_x(\tau)$ колеблется вблизи значения β_p . При этом по мере ускорения заряда амплитуда осцилляций убывает, а их период растет.

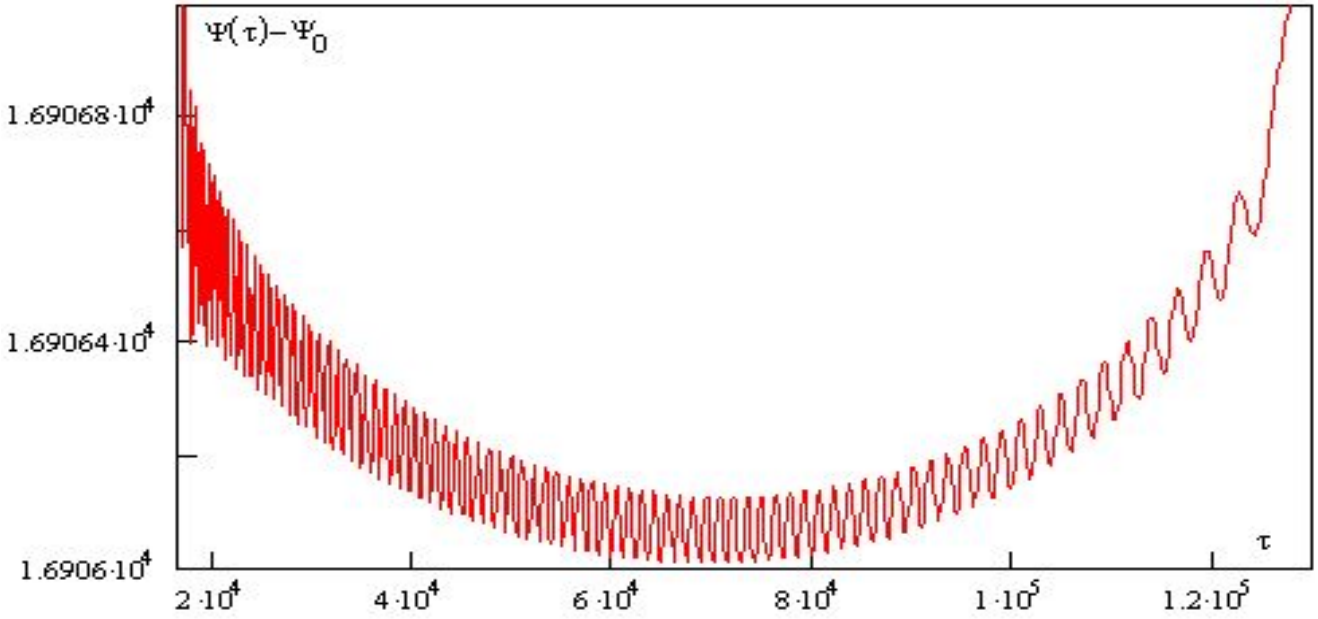

Рис.1. График фазы пакета на несущей частоте для частицы, с захватом при $\tau \sim 17223$.

До захвата заряда волной фаза в среднем возрастает пропорционально времени.

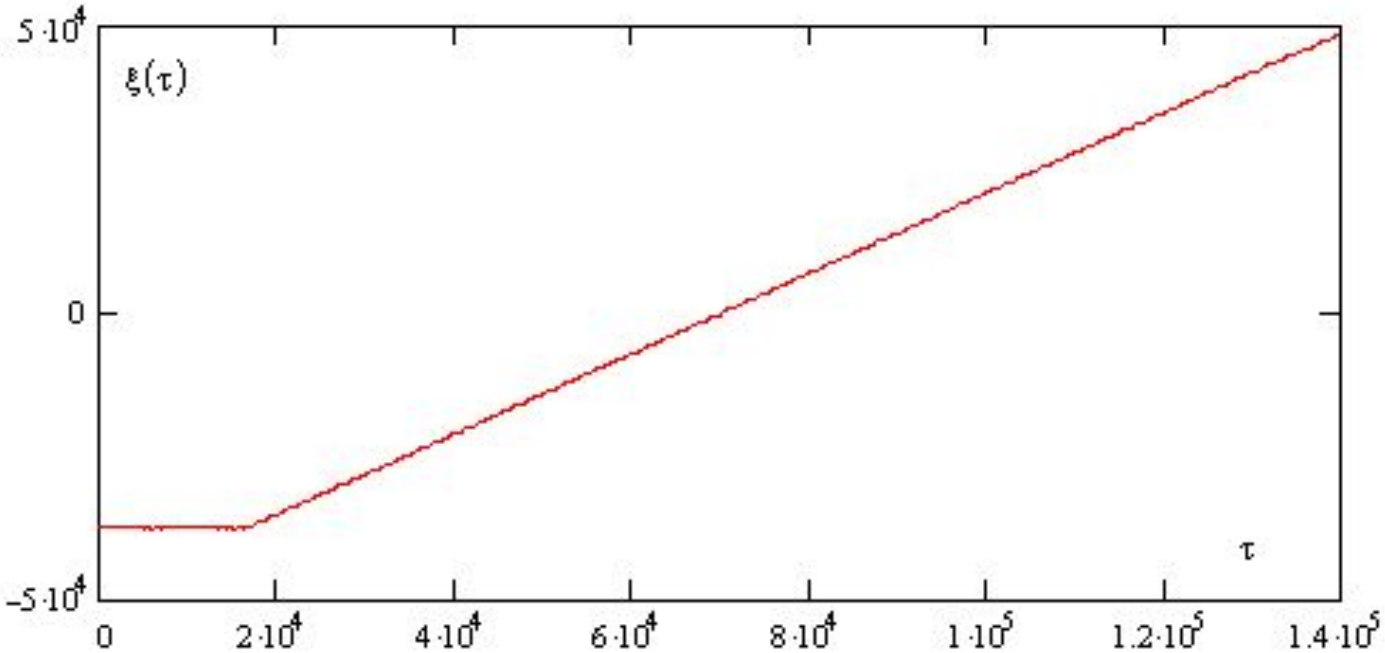

Рис.2. График смещения незахваченной частицы в направлении распространения волнового пакета. При циклотронном вращении среднее смещение заряда $\xi(\tau)$ почти нулевое.

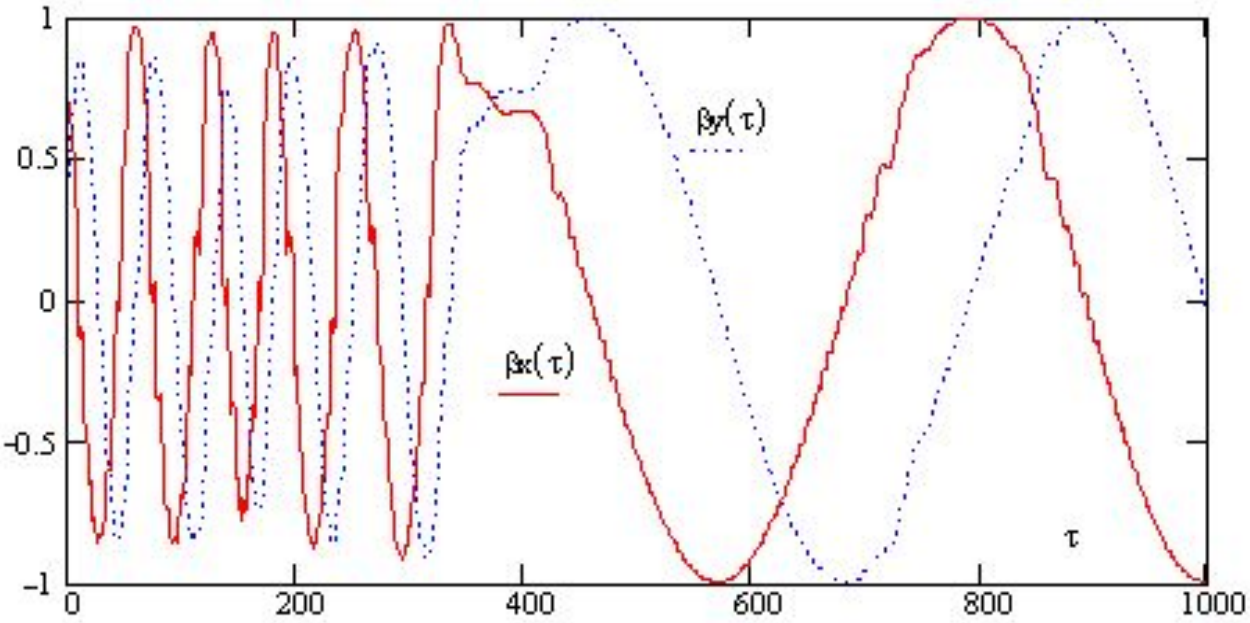

Рис.3а. Отметим малые вариации скорости при циклотронном вращении за счет нелинейности и нестационарности эффективного потенциала. Частица является незахваченной.

вблизи значения β_p . При этом по мере ускорения заряда амплитуда осцилляций убывает, а их период возрастает.

Динамика релятивистского фактора захватываемого волной заряда $\gamma(\tau)$ для интервала времени $\tau < 1.4 \cdot 10^5$ представлена на рис.4. После захвата частицы $<\gamma(\tau)>$ монотонно возрастает согласно указанной на рис.4 асимптотике $M(\tau)$, вариации $\gamma(\tau)$ весьма малы. В конце данного интервала частица уже является ультрарелятивистской поскольку $\gamma \approx 22000$.

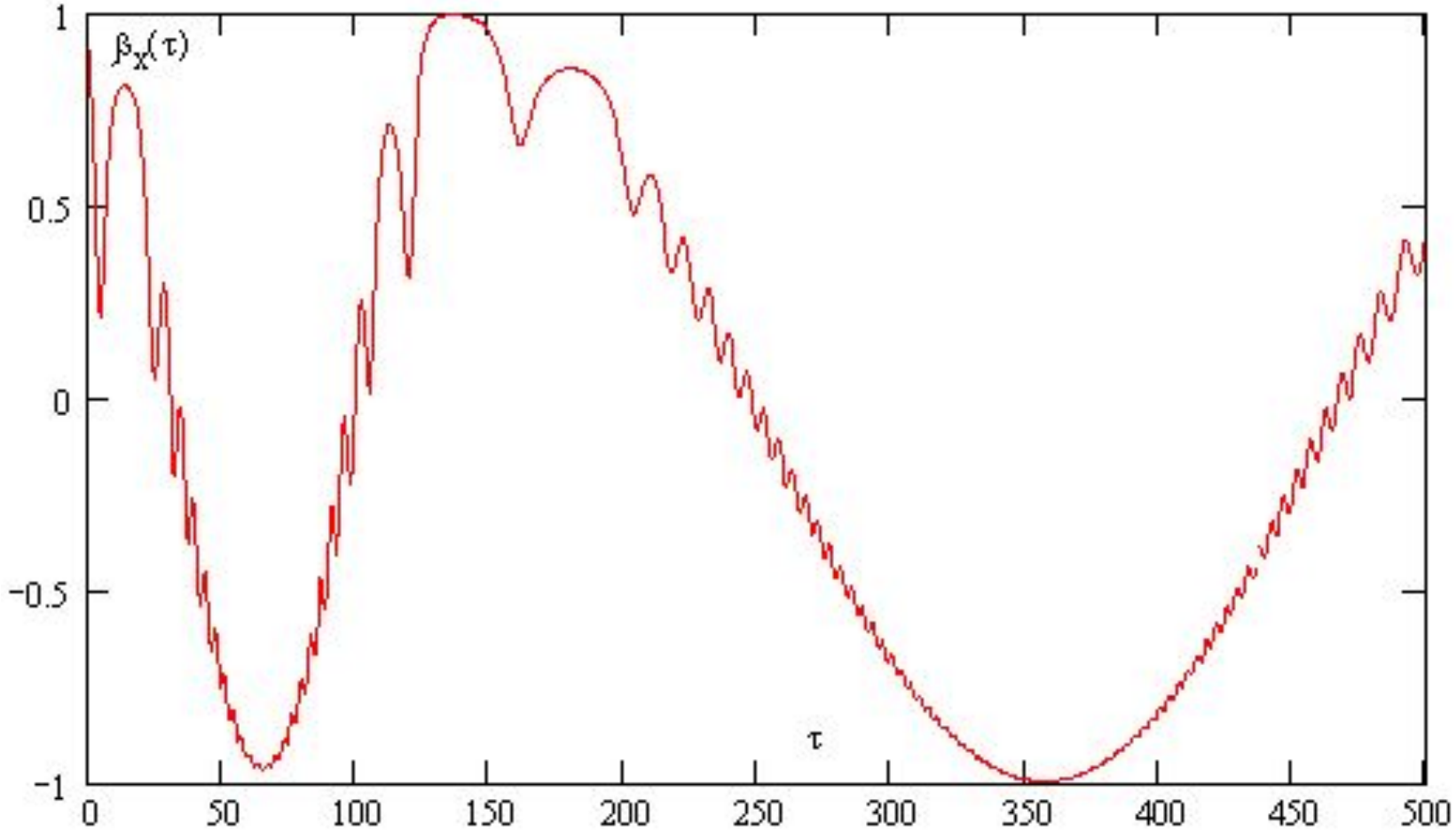

Рис.3б. Отметим малые вариации скорости при циклотронном вращении, обусловленные нелинейностью и нестационарностью эффективного потенциала. На указанном интервале времени частица является незахваченной.

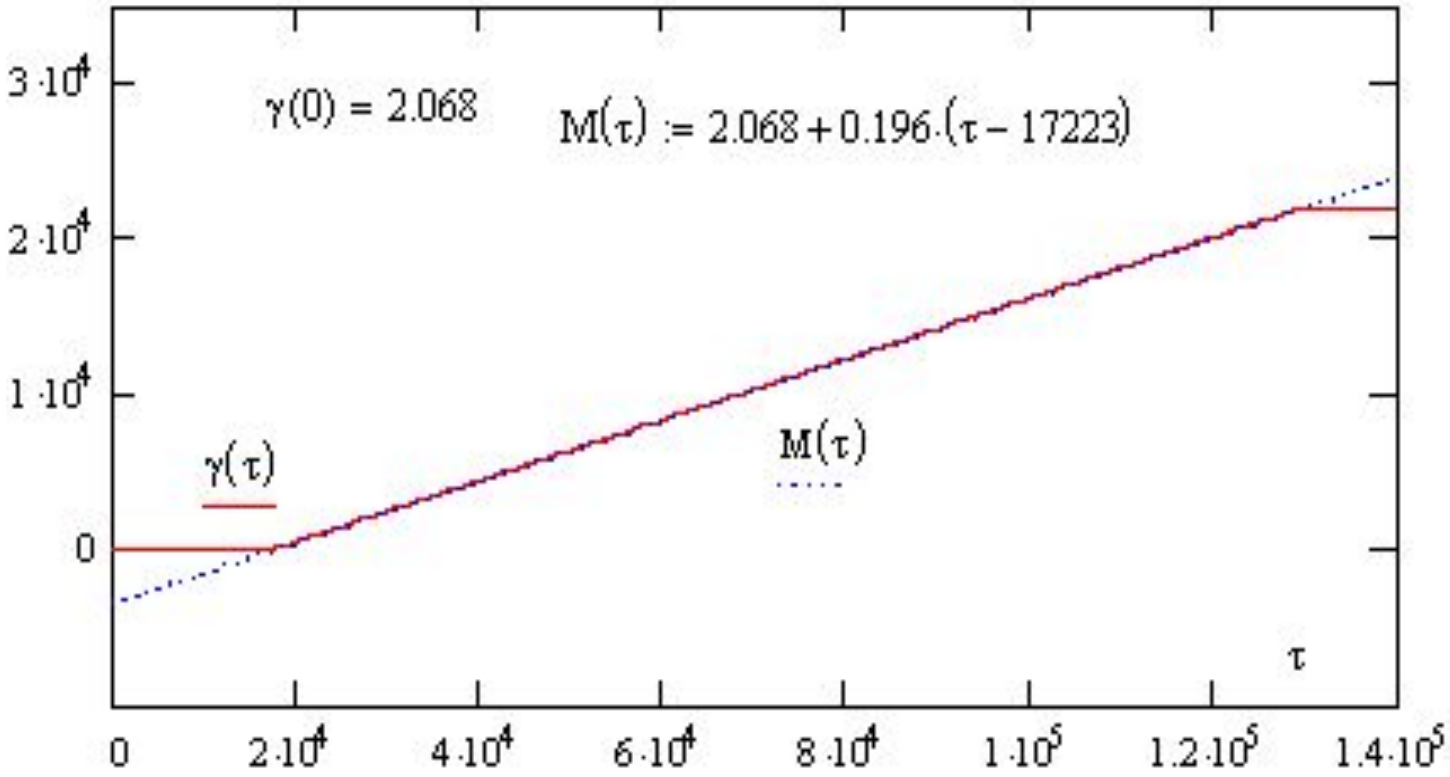

Рис.4а.
После захвата заряда темп набора им энергии от волнового пакета практически постоянен.

Пусть $\Phi(\tau) = d\Psi / d\tau$. Рассмотрим структуру фазовой плоскости (Φ, Ψ) осциллятора $\Psi(\tau)$. Для интервала времени $(4000 \div 6000)$ она показана на рис.5. На стадии пролетной частицы фаза в среднем монотонно возрастает, ее производная $\Phi(\tau)$ достаточно велика и имеет также мелкомасштабные вариации. В конце данного интервала динамика изображающей точки на фазовой плоскости характеризуется весьма малыми вариациями, которые более наглядно видны из графика на рис.6. После захвата волной траектория изображающей точки соответствует устойчивому фокусу (дно эффективной потенциальной ямы).

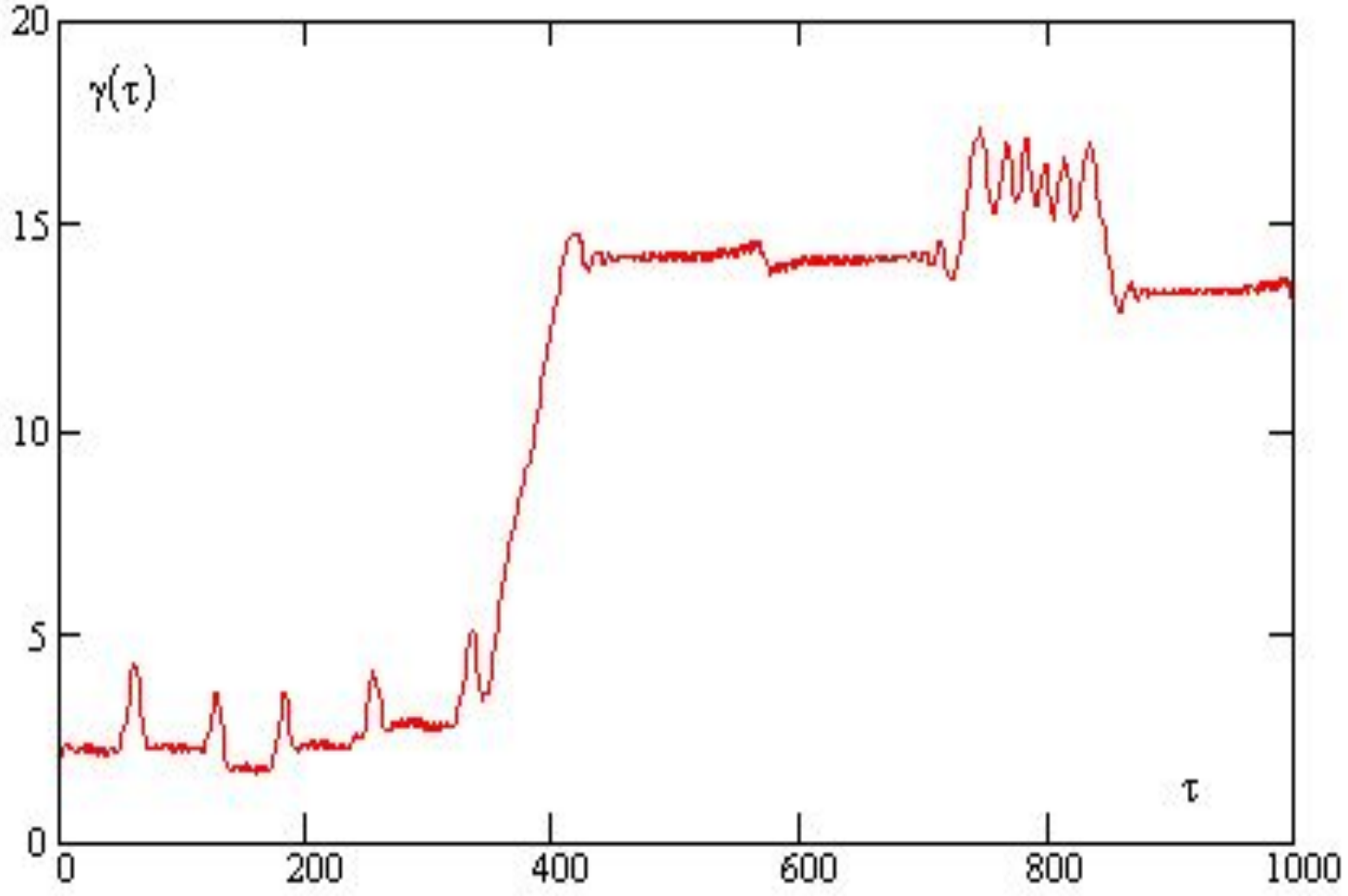

Рис.4б. Динамика релятивистского фактора частицы на малых временах, когда она еще не захвачена волновым пакетом и реализуется циклотронное вращение. Отметим сильные вариации энергии заряда на стадии циклотронного вращения.

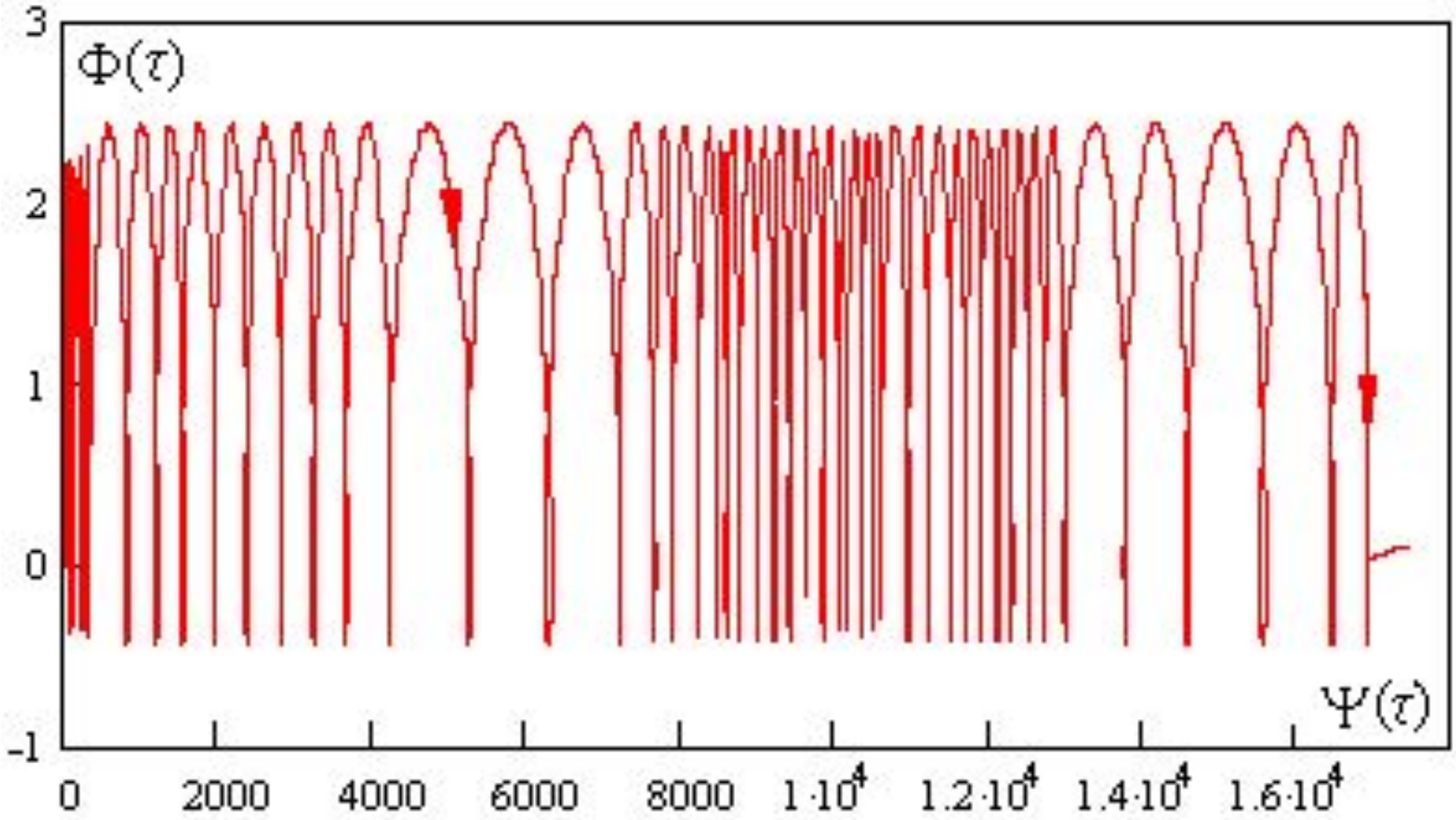

Рис.5. Структура фазовой плоскости частицы на временном интервале $\tau < 1.4 \cdot 10^5$.

Обратим внимание на то, что в режиме ускорения частицы изображающая точка на фазовой плоскости на плоскости (Φ, Ψ) приближается к устойчивому фокусу довольно медленно при линейном росте энергии заряда со временем.

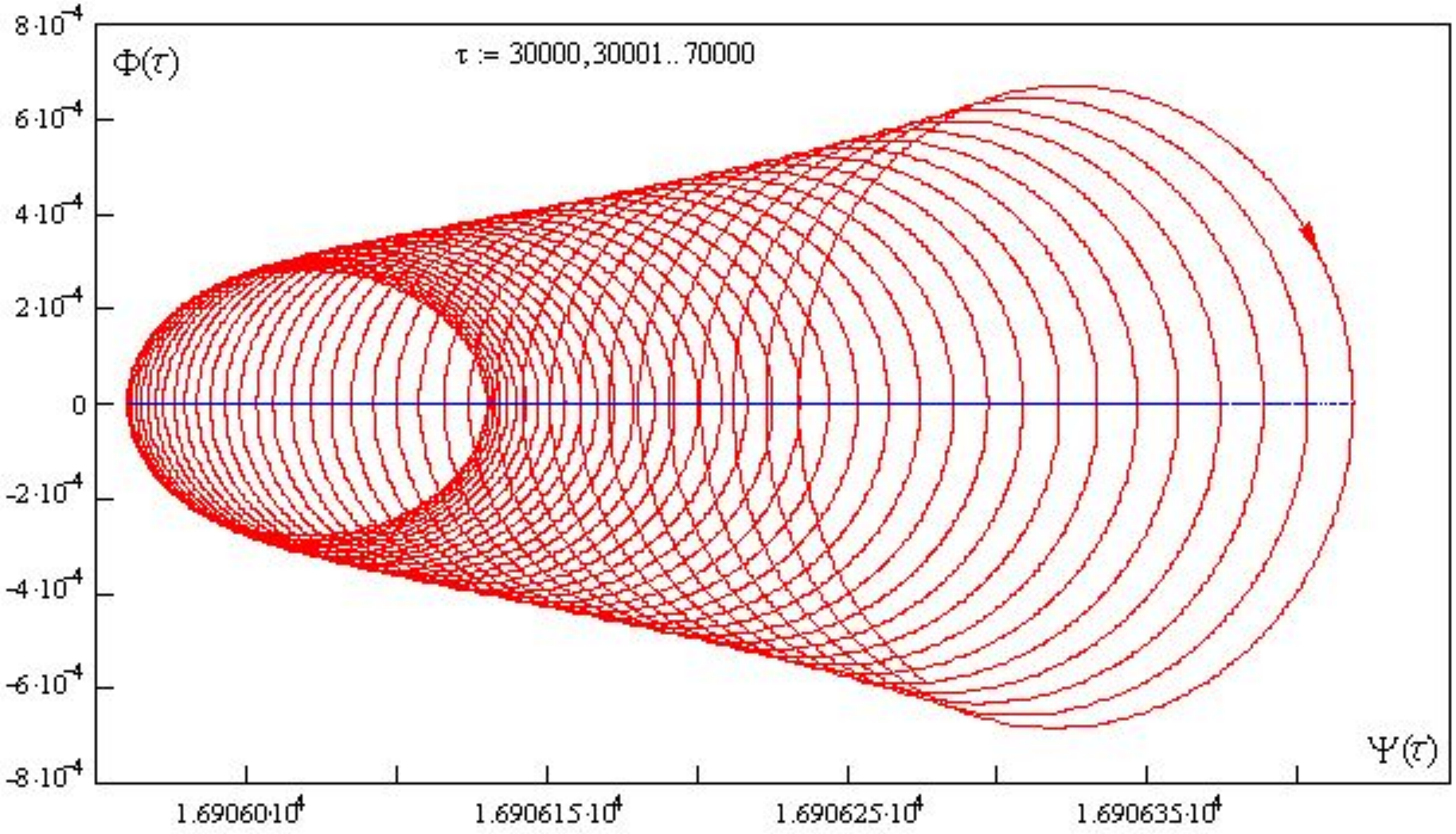

Рис.6. Структура фазовой плоскости ускоряемой частицы

Расчеты для других вариантов параметров слаборелятивистской частицы при ее захвате волной в космической плазме с последующим ультрарелятивистским ускорением заряда дают аналогичные результаты. Генерация потоков ультрарелятивистских заряженных частиц электромагнитными волнами в космической плазме характеризуется большой (в масштабе периода волны) длительностью взаимодействия и соответственно получаются весьма высокие энергии ускоренных частиц. В частности, в солнечной гелиосфере характерные энергии при серфотронном ускорении зарядов достигают десятков-сотен ГэВ при типичной длине ускорения порядка 100 AU [11].

Интересный вариант динамики черенковского взаимодействия электрона с волной возникает при выборе отрицательных начальных значений для компоненты импульса вдоль волнового фронта. Поскольку отрицательное начальное значение компоненты импульса $\gamma \beta_y$ не соответствует его асимптотике при серфинге заряда на электромагнитной волне, вначале у захваченной частицы происходит перестройка $\gamma \beta_y$ на положительные значения с уменьшением энергии частицы. При этом темп торможения заряда практически постоянен. Затем после изменения знака импульса $\gamma \beta_y$ имеет место серфотронное ускорение частицы до больших энергий.

Следовательно, кроме выполнения условия черенковского резонанса волна-частица оптимальным для сильного ускорения электронов является, в соответствии с изложенным выше, положительность компоненты скорости заряда β_y в момент захвата частицы волной ! В случае позитронов компонента скорости заряда β_y в момент захвата частицы волной должна быть отрицательна.

Заключение

Результаты настоящей работы состоят в следующем.

1) На основе численных расчетов нелинейного, нестационарного уравнения для фазы пакета на несущей частоте изучено серфотронное ускорение слаборелятивистских по начальной энергии зарядов в космической плазме волновым пакетом, распространяющимся поперек внешнего магнитного поля. Для слаборелятивистской частицы захват в режим серфинга происходит для весьма широкого диапазона значений начальной фазы $\Psi(0)$ на траектории частиц и величины расстройки черенковского резонанса. Заряд совершив ряд гирооборотов попадает в благоприятную для захвата пакетом фазу при одновременном выполнении черенковского резонанса. Затем происходит ультрарелятивистское ускорение частицы. Следовательно, число ускоренных волной частиц может быть достаточно большим в результате резкого увеличения в пространстве начальных импульсов области, из которой заряды могут попадать в режим серфотронного ускорения.

Во время ускорения компоненты импульса и релятивистский фактор частицы возрастают с постоянным темпом. Для оптимальной реализации серфинга зарядов с ультрарелятивистским ускорением необходимо выполнить следующие условия : а) для захвата частицы волной ее амплитуда должна быть выше порогового значения; б) должен реализоваться черенковский резонанс волна-частица; в) фаза волны на траектории заряда должна быть благоприятной для захвата частиц; г) знак компоненты импульса частицы вдоль волнового фронта должен соответствовать асимптотической связи компонент поперечной скорости ускоренных частиц.

2) Зависимость характера ускорения от фазовой скорости волны такова. При выборе релятивистских значений фазовой скорости волны наибольшее ускорение идет по направлению распространения волны, темп роста энергии максимален. При низких значениях фазовой скорости основное ускорение происходит вдоль волнового фронта.

Анализ серфинга релятивистских зарядов на электромагнитных волнах представляет интерес для физики космической плазмы, в частности, для интерпретации экспериментальных данных по регистрации потоков релятивистских частиц в космических условиях. Пакеты электромагнитных волн в окрестностях относительно спокойных звезд типа Солнца могут является локальными источниками генерации космических лучей с энергиями в десятки-сотни Гэв и обеспечивать наблюдаемые отличия спектра КЛ в этом диапазоне от указанной в литературе степенной зависимости.

Заметим, что серфинг зарядов возможен и при наклонном (к внешнему магнитному полю) распространении электромагнитных волн, приме пороговая амплитуда волны снижается.

Литература

1. Katsouleas N., Dawson J.M. Unlimited electron acceleration in laser-driven plasma wave. // Physical Review Letters, 1983, v.51, № 5, pp.392-395.
2. Joshi C. The surfatron laser-plasma accelerators. Prospects and limitations. // Radia-tion in plasmas, 1984, v.1, № 4, pp.514-527.
3. Грибов Б.Э., Сагдеев Р.З., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. О затухании плазменных волн и ускорении резонансных электронов в поперечном магнитном поле. // Письма в ЖЭТФ, 1985, т.42, вып.2, с.54-58.
4. Буланов С.В., Сахаров А.С. Ускорение частиц, захваченных сильной потенциальной волной с искривленным фронтом в магнитном поле. // Письма в ЖЭТФ, 1986, т.44, вып.9, с.421-423.
5. Ситнов М.И. Максимальная энергия частиц в серфатроне в режиме "неограниченного ускорения". // Письма в ЖТФ, 1988, т.14, вып.1, с.89-92.
6. Ерохин Н.С., Лазарев А.А., Моисеев С.С., Сагдеев Р.З. Увлечение и ускорение заряженных частиц замедленной волной в неоднородной плазме. // ДАН СССР, 1987, т.295, № 4, с.849-852.
7. Ерохин Н.С., Моисеев С.С., Сагдеев Р.З. Релятивистский серфинг в неоднородной плазме и генерация космических лучей. - Письма в Астрономический журнал, 1989, т.15, № 1, с.3-10.

8. Ерохин Н.С., Зольникова Н.Н., Хачатрян А.Г. Ускорение зарядов поперек магнитного поля при взаимодействии сильной плазменной волны с многокомпонентными потоками релятивистских частиц. - Физика плазмы, 1990, т.16, вып.8, с.945-947.
9. Кичигин Г.Н. Особенности ускорения электронов в серфотроне. – ЖЭТФ, 1995, т.108, вып.10, с.1342-1354.
10. Кичигин Г.Н. Серфотронный механизм ускорения космических лучей в галактической плазме. – ЖЭТФ, 2001, т.119, вып.6, с.1038-1049.
11. В.М.Лозников, Н.С.Ерохин. Переменный источник избытка космических электронов в гелиосфере. Вопросы атомной науки и техники, сер.Плазменная электроника, № 4 (68), с.121-124, 2010.
12. Н.С.Ерохин, Н.Н.Зольникова, Е.А.Кузнецов, Л.А.Михайловская. Динамика релятивистского ускорения заряженных частиц в космической плазме при серфинге на пакете электромагнитных волн. Вопросы атомной науки и техники, сер. Плазменная электроника, № 4 (68), с.116-120, 2010.
13. Н.С.Ерохин, Н.Н.Зольникова, Л.А.Михайловская. Особенности захвата и серфотронного ускорения ультрарелятивистских частиц в космической плазме в присутствии попутной волны. Вопросы атомной науки и техники, 2008, № 4, с.114-118.
14. A. A. Chernikov, G. Schmidt, A. I. Neishtadt. Unlimited Particle Acceleration by Waves in a Magnetic Field. Physical Review Letters, 1992, v. 68, № 10, pp. 1507-1510.

БЛАГОДАРЮ ЗА ВНИМАНИЕ !!