

УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКОЕ СЕРФОТРОННОЕ УСКОРЕНИЕ ПРОТОНОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНОЙ В КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

Н.С.Ерохин, Н.Н.Зольникова, Л.А.Михайловская, В.М.Лозников

E-mail: nerokhin@iki.rssi.ru

Аннотация. На основе численных расчетов нелинейного уравнения для фазы волны на траектории частицы исследованы захват и последующее сильное серфотронное ускорение протонов электромагнитной волной, распространяющейся поперек внешнего магнитного поля в космической плазме. Исследованы условия захвата протонов волной в режим серфотронного ускорения, динамика импульса и скорости частиц, структура фазовой плоскости, траектории частиц в зависимости от исходных параметров задачи. Возможность серфотронного ускорения протонов в гелиосфере позволяет понять причину наблюдаемой переменности их спектров в диапазоне энергий десятки ГэВ – ТэВ.

1. Введение

Исследование механизмов генерации потоков частиц с ультрарелятивистскими энергиями входит в число актуальных задач физики космической плазмы и представляет большой интерес, например, для проблемы происхождения космических лучей (КЛ) включая механизмы формирования спектров КЛ, возникновения их изменчивости и зависимости от космической погоды. Ранее механизм серфотронного ускорения заряженных частиц электромагнитными волнами применительно к космической плазме рассматривался, в частности, в работах [1-8]. Он является одним из эффективных механизмов генерации потоков ультрарелятивистских частиц в космической плазме и его анализ необходим для корректной оценки количества ускоренных частиц, характерных размеров областей ускорения, определения их энергетических спектров и роли внешних факторов, что в свою очередь, требует детального анализа условий захвата заряженных частиц волнами в режим серфотронного ускорения. В настоящей работе на основе нелинейных численных расчетов рассмотрена модель серфотронного ускорения протонов электромагнитной

волной, которая распространяется в космической плазме поперек магнитного поля $\mathbf{H}_0 = H_0 \mathbf{e}_z$, исследованы динамика и особенности серфинга протонов.

2. Содержание

Пусть электромагнитная волна с частотой верхнего гибридного резонанса распространяется вдоль оси x с электрическим полем $\mathbf{E} = \text{Re}[\mathbf{A} \cdot \exp(i\Psi)]$, где $\Psi = \omega t - kx$ фаза волны, \mathbf{A} – ее комплексная амплитуда. Введем параметры задачи: $u = \omega_{He}/\omega$, $v = (\omega_{pe}/\omega)^2$, где $\omega_{He} = eH_0/m_e c$ – гирочастота нерелятивистских электронов плазмы, $\omega_{pe} = (4\pi e^2 n_0 / m_e)^{1/2}$ – электронная ленгмюровская частота, n_0 плотность плазмы. При поперечном к \mathbf{H}_0 распространении электромагнитная волна р-поляризации имеет компоненты полей E_x , E_y , H_z , а квадрат показателя преломления плазмы на частоте ω равен $N^2 = 1 - [v(1-v)]/(1-u^2-v)$. В работе рассматривается случай $u < 1$, когда фазовая скорость электромагнитной волны меньше скорости света в вакууме при выполнении условия $1 - u^2 < v < 1$. В этой области значений параметра v (безразмерная плотность плазмы) возможен черенковский резонанс волны с зарядами, у которых поперечная скорость больше ω/k и возможен их захват волной в режим серфотронного ускорения. Захват частиц происходит для амплитуд волны выше порога, когда: $\sigma \equiv e E_0 / m_e c \omega > u \gamma_p = u / (1 - \beta_p^2)^{1/2}$, где $\beta_p = \omega / c k$.

Воспользуемся релятивистскими уравнениями движения для ускоряемого протона с массой M и релятивистским фактором Γ в поле волны $E_x = E_0 \cos \Psi$, $\Psi = \omega t - kx$. Пусть $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}/c$ безразмерная скорость протона. Тогда $\beta_x = \beta_p(1 - d\Psi/d\tau)$, где $\tau = \omega t$ безразмерное время. Для фазы волны имеем $\Psi = \tau - (\xi / \beta_p)$, где $\xi = \omega x / c$. Для удобства численных расчётов введём параметр $\varepsilon = (m_e / M)^{1/2}$ и нормированное время $s = \varepsilon \tau$. Учтём интегралы движения $\Gamma \beta_z = h = \text{const}$, $J = \Gamma \beta_y + u \varepsilon^2 \beta_p (\tau - \Psi) = \text{const}$. В итоге для фазы волны на траектории протона получаем нелинейное уравнение

$$d^2\Psi / ds^2 + [\sigma \cdot (1 - \beta_x^2)^{3/2} / V^{1/2} \cdot \beta_p] \cos\Psi + (u / V \beta_p) \cdot (1 - \beta_x^2) \cdot [J + u \varepsilon \beta_p (\varepsilon \Psi - s)] = 0, \quad (1)$$

где $V = 1 + h^2 + [J + u \varepsilon^2 \beta_p (\Psi - \tau)]^2$, причём $\Gamma^2 = V / (1 - \beta_x^2)$. Для безразмерной компоненты скорости протона вдоль волнового фронта имеем $\beta_y = [J + u \varepsilon \beta_p (\tau - \Psi)] / \Gamma$. Уравнение для фазы (1)

решается численно, начальные данные берем в виде $\Psi(0) = \Psi_0$, $\Psi_\tau(0) \equiv a$. Имеем $\beta_x(0) = \beta_p(1 - a)$, $1 - (1 / \beta_p) < a < 1 + (1 / \beta_p)$. При сильном ускорении протона волной темп набора его энергии $M c^2 \Gamma$ выходит на асимптотику $d(M c^2 \Gamma)/dt = m_e c^2 u \beta_p \gamma_p$.

Приведем результаты расчетов для следующего варианта выбора параметров задачи $h = 1.7$, $\Gamma(0)\beta_y(0) = -0.4$, $\beta_p = 0.41$, $u = 0.2$, $a = 0$, соответствующего слаборелятивистскому протону $\Gamma(0) \approx 2.207$. Начальная фаза $\Psi(0)$ выбиралась в интервале $(-3, 3)$ с шагом 0.2. Согласно расчетам для начальных фаз $-2.8 \leq \Psi(0) \leq 0$ захват протона волной происходит сразу и далее наблюдается его ультрарелятивистское ускорение. Приведем результаты расчетов для случая $\Psi(0) = 0$. Фаза волны на траектории протона осциллирует, с ростом времени амплитуда этих осцилляций убывает, их период возрастает и $\Psi(s)$ выходит на следующую асимптотику $\langle \Psi_{as} \rangle = -0.841$. График релятивистского фактора ускоряемого протона $\Gamma(s)$ для интервала $s < 2 \cdot 10^4$ показан на рис.1.

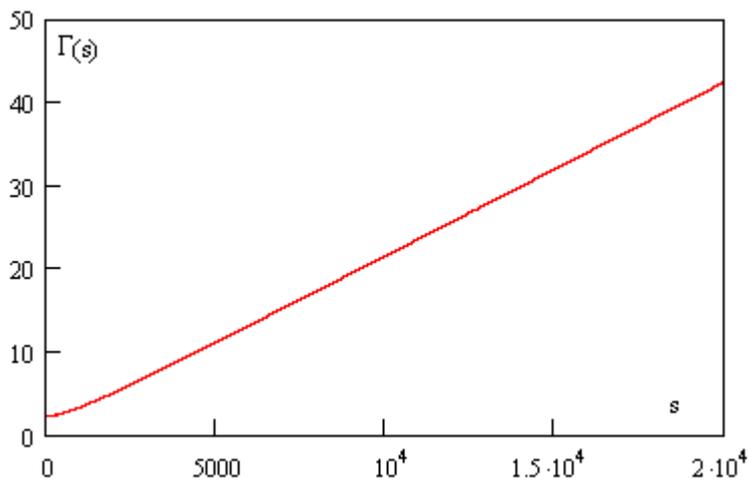


Рис.1.

Как видим, практически это прямая линия, т.е. темп ускорения протона близок к постоянной величине. Смещение протона в направлении распространения волны $\xi(s)$ можно аппроксимировать линейной функцией поскольку его скорость весьма близка к фазовой скорости волны. Графики поперечных

компонент импульса $g_x(s)$, $g_y(s)$ даны на рис.2, практически это прямые линии.

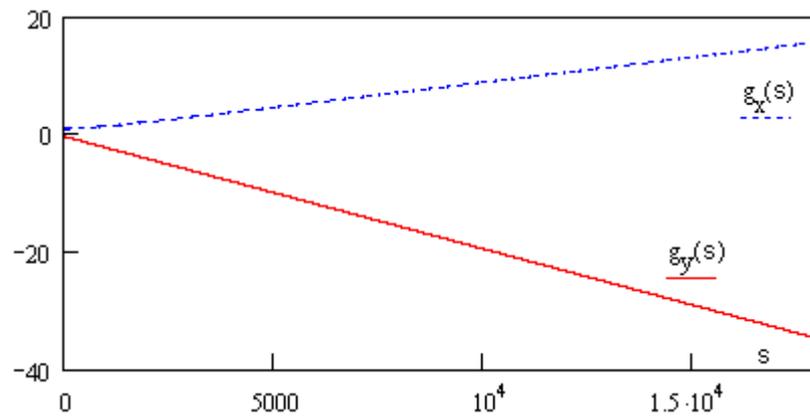


Рис.2.

Структура фазовой плоскости ($\Phi = d\Psi/ds$, Ψ) показана на рис.3

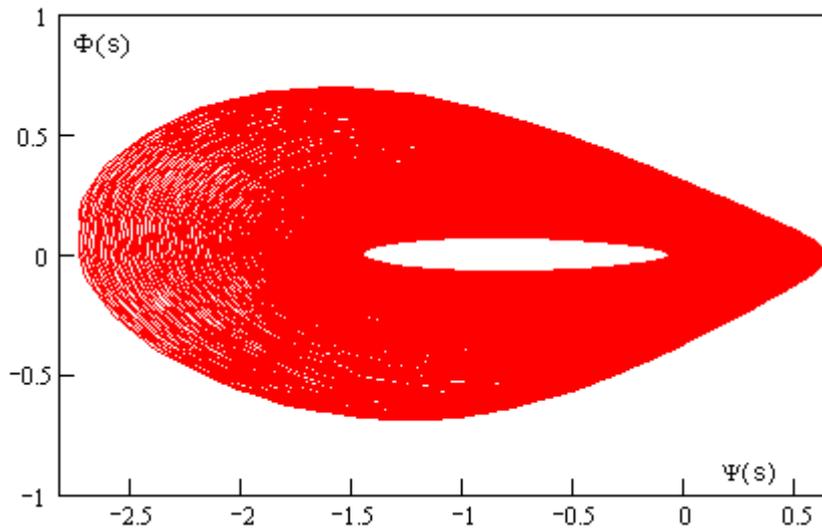


Рис.3.

для $s < 2 \cdot 10^4$. Траектория изображающей точки соответствует движению около особой точки типа устойчивый фокус (дно эффективной потенциальной ямы для ускоряемого протона). При ускорении волной вследствие сохранения продольного импульса продольная скорость протона убывает обратно пропорционально

релятивистскому фактору Γ . Для протонов возможны и особые случаи взаимодействия с волной, когда вначале на временах s порядка сотен частица является захваченной, фаза волны на траектории протона осциллирует, он ускоряется, но позднее вылетает из эффективной потенциальной ямы. В частности, это имеет место при начальной фазе $\Psi(0) = -3$, когда протон является захваченным для $s < 669.6$. График $\Psi(s)$ показан на рис.4.

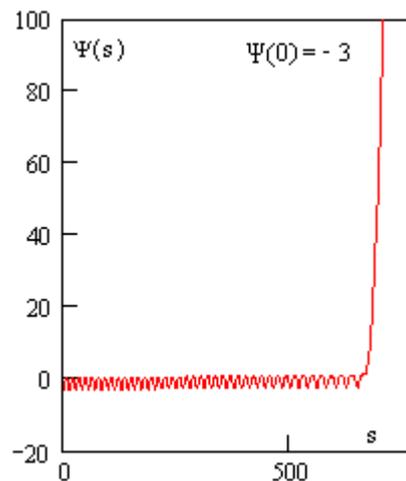


Рис.4.

В этом случае энергия протона на стадии захваченной частицы возрастает на 30 %. После его вылета из потенциальной ямы протон совершает ларморовское вращение. При этом его продольная скорость за счет конечного ускорения на стадии захваченной частицы ($s < 669.9$) уменьшилась до величины 0.6. После вылета поперечные компоненты импульса g_x , g_y и скорости протона осциллируют в соответствии с ларморовским вращением.

3. Выводы

В работе на основе численных расчетов проведен анализ динамики захвата и последующего сильного серфотронного ускорения протонов с начальными энергиями порядка Mc^2 электромагнитной волной, распространяющейся в космической плазме поперек магнитного поля. Амплитуда электрического поля волны превышала пороговое (для реализации серфотронного ускорения) значение. Показано, что для большей части отрицательных значений начальной фазы $\Psi(0)$ и $\beta_x(0) = \beta_p$ захват протонов в режим неограниченного ускорения происходит сразу. Для других значений $\Psi(0)$ на временах счета порядка 10^5 захват отсутствует либо частица удерживается в потенциальной яме достаточно малое время (с увеличением энергии на десятки процентов) и вылетает с последующим ларморовским вращением.

Для захваченного протона темпы роста энергии и поперечных компонент импульса практически постоянны.

Литература

- [1]. N.Katsouleas, J.M. Physical Review Letters. 1983, v.51, p.392.
- [2]. Н.С.Ерохин, А.А.Лазарев, С.С.Моисеев, Р.З.Сагдеев. Доклады Академии Наук. 1987, т.295, № 4, с.849.
- [3]. Н.С.Ерохин, С.С.Моисеев, Р.З.Сагдеев. Письма в Астрономический журнал. 1989, т.15, № 1, с.3.
- [4]. Г.Н.Кичигин. ЖЭТФ. 2001, т.119, № 6, с.1038.
- [5]. М.Е.Dieckmann, Р.К.Shukla. Plasma Phys. Control. Fusion. 2006, v.48, Issue 10, p.1515.
- [6]. A.I.Neishtadt, A.V.Artemyev, L.M.Zelenyi. Regular and Chaotic Dynamics. 2010, v.15, No 4–5, p.564.
- [7]. А.Н.Ерохин, Н.С.Ерохин, В.П.Милантьев. Физика плазмы. 2012, т.38, № 5, с.435.
- [8]. В.М.Лозников, Н.С.Ерохин, Л.А.Михайловская. Космические исследования. 2013, т.51, № 3, с.191-203.