

О БЕТАТРОННОМ УСКОРЕНИИ В СИММЕТРИЧНО ОСЦИЛЛИРУЮЩИХ КОРОНАЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ

Куприянова Е.Г.^{1,2}, Шабалин А.Н.², Чариков Ю.Е.²

¹Главная (Пулковская) Астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

TO BETATRON ACCELERATION IN SYMMETRICALLY OSCILLATING CORONAL STRUCTURES

Kupriyanova E.G.^{1,2}, Shabalin A.N.², Charikov Yu.E.²

¹Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, Saint Petersburg, Russia

²Ioffe Institute of the Russian Academy of Sciences, Saint Petersburg, Russia

Symmetrically oscillating plasma inhomogeneity acts as a trap for accelerated electrons with an oscillating loss cone. Variations in the magnetic field within this magnetic trap can cause betatron and Fermi acceleration of electrons, leading to redistribution of energetic electrons over energy. In this study, we modeled and analyzed this effect. It is shown that the concentration of accelerated electrons changes significantly due to betatron acceleration. We found that during the magnetic trap phase, the process of spectral energy transfer from energetic electrons ($E > 100$ keV) occurred. At the end of the trap phase, before the start of the slingshot phase ($B_{FP}/B_{LT} \gtrsim 1$), the concentration of electrons with energies of 100 keV – 10 MeV increased by approximately 50%. Considering the nonlinearity of the GS mechanism, this can significantly affect GS emission in the frequency range of 17–34 GHz.

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-205-208>

Введение

Наличие в осциллирующей корональной плазменной неоднородности умеренно релятивистских электронов делает её источником осциллирующего гиротронного (ГС) излучения. Было показано, что отклик ГС излучения на осцилляции параметров плазменного слоя, вызванные линейной симметричной магнитогидродинамической (МГД) волной, является нелинейным [1, 2]. Для простоты в этих работах не учитывалось самосогласованное изменение функции распределения энергичных электронов во времени. Но симметрично осциллирующая плазменная неоднородность является ловушкой для ускоренных электронов с осциллирующим конусом потерь. Вариации магнитного поля в магнитной ловушке могут вызвать бетатронное и Ферми ускорение электронов, что приведёт к перераспределению энергичных электронов по энергиям и в итоге отразится на гиротронном излучении слоя. Поэтому, **целью** настоящего исследования является численное моделирование и анализ эффекта влияния бетатронного ускорения на функцию распределения электронов в симметрично осциллирующем плазменном слое.

МГД моделирование

Аналогично работам [1, 2], волновод представлен в виде слоя, вытянутого вдоль оси z (совпадает с направлением однородного внешнего магнитного поля $\mathbf{B}$), плотность которого меняется в поперечном направлении x и постоянна в продольном направлении z . Вся система однородна в направлении y . Поперечное распределение плотности в невозмущённом состоянии описывается функцией Эпштейна

$$\rho_0(x) = \rho_{\max} \operatorname{sech}^2(x/w),$$

где w – характерный поперечный масштаб неоднородности слоя, выбранный равным $w = 3 \cdot 10^9$ см, $\rho_{\max} = \rho_0(0)$. Такая конфигурация позволяет получить аналитическое решение системы линеаризованных МГД уравнений для монохроматической симметричной быстрой магнитозвуковой волны [3]. Соответствующая дисперсионная кривая показана на рис. 1а.

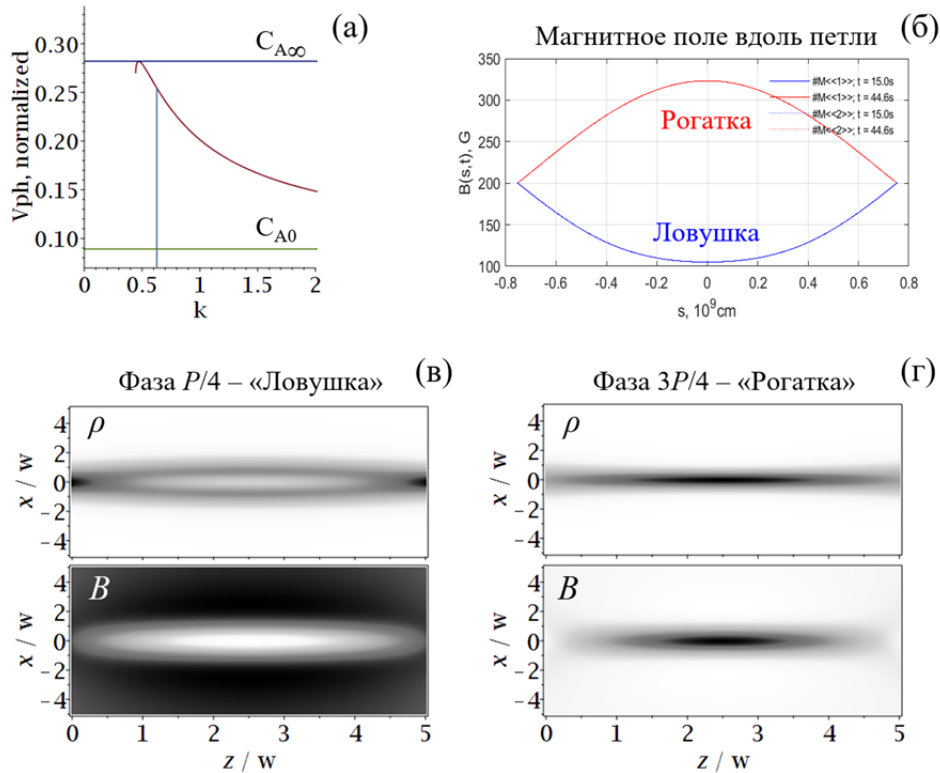


Рис. 1. Панель (а): решение дисперсионного уравнения для фазовой скорости (нормированная величина по вертикальной оси) в зависимости от волнового числа k . Вертикальным отрезком показано значение волнового числа для исследуемой МГД волны. Панели (в) и (г): распределения возмущённых МГД волной плотности ρ и магнитного поля B в фазе «ловушки» (панель (в)) и в фазе «рогатки» (панель (г)). Панель (б): распределение магнитного поля B вдоль магнитной силовой линии, расположенной на расстоянии $x/w = 0.2$ от невозмущённой силовой линии до оси симметрии слоя, для фазы «ловушки» (нижняя кривая) и для фазы «рогатки» (верхняя кривая).

Двумерное МГД моделирование проводится в плоскости zx . Такое приближение позволяет адекватно представить симметричные колебания

как в плоском слое (например, аркада петель), так и в нескрученном магнитном цилиндре (корональная петля) [4]. Поэтому в дальнейшем для простоты описания моделируемой плазменной неоднородности мы будем использовать термин «петля». Длина МГД волны λ была выбрана так, чтобы основная её гармоника оставалась захваченной в петлю. Соответствующее значение волнового вектора $k = 2\pi/\lambda$ показано на рис. 1а. Петля представлена в виде части волновода, ограниченной узлами стоячей МГД волны $z = 0$ и $z = 5$ (аналог фотосферных оснований, FP). Вершина петли (LT) находится в точке $z = 2.5$. Распределение возмущённых МГД волной значений плотности ρ и полного магнитного поля $B = (B_z^2 + B_x^2)^{1/2}$ показано на рис. 1 для фазы «ловушки» в момент времени $t = P/4$ (панель (в)) и для фазы «рогатки» для $t = 3P/4$ (панель (г)), когда волна имеет максимальную амплитуду. Здесь $P = \lambda/V_{ph}$ – период, а V_{ph} – фазовая скорость МГД волны.

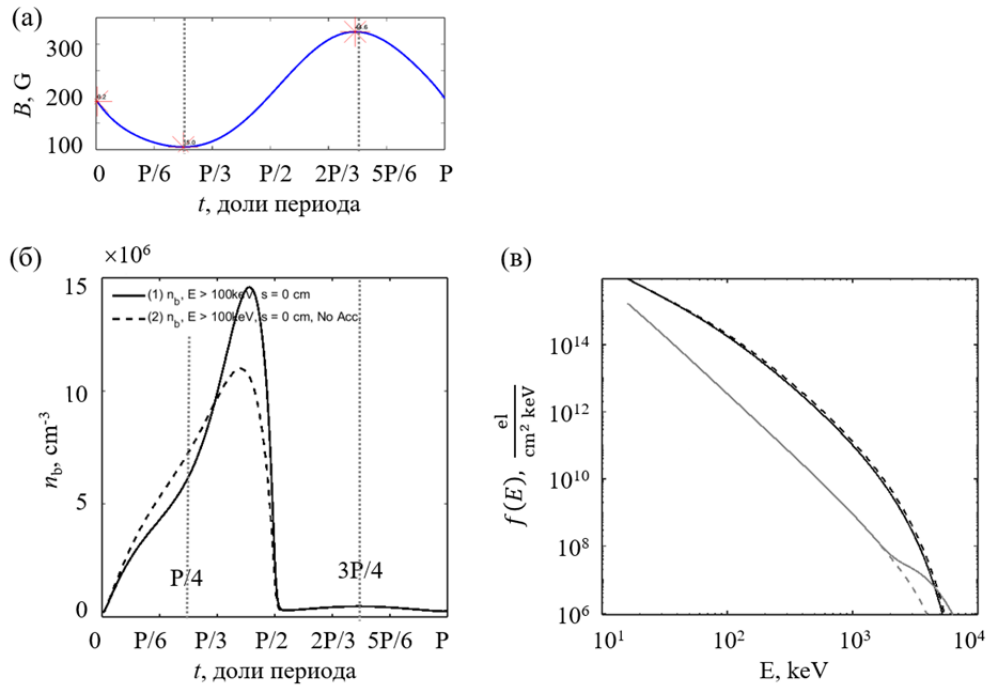


Рис. 2. Панель (а): динамика изменения магнитного поля в центре силовой линии магнитного поля. Маркерами и вертикальными пунктирными линиями отмечены моменты времени в фазах «ловушки» и «рогатки», для которых построены спектры (рис. 2в). Панель (б): динамика концентрации ускоренных электронов с учётом дополнительного бетатронного и Ферми ускорения (сплошная кривая) и без него (штриховая кривая). Панель (в): спектры ускоренных электронов для фазы ловушки (чёрные линии) и фазы рогатки (серые линии) с дополнительным ускорением (сплошные линии) и без него (штриховые линии).

Моделирование кинетики ускоренных электронов

проводится в рамках численного решения нестационарного релятивистского уравнения Фоккера-Планка с учётом эффектов переноса ускоренных электронов, магнитного отражения, кулоновских потерь и диффузии, индуцированного электрического поля, бетатронного и Ферми ускорений [5].

В момент инжекции функциональная зависимость источника ускоренных электронов от аргументов представляется в факторизованном виде и зависит от энергии электронов, питч-угла, расстояния вдоль петли, времени: $S(E, \alpha, s, t) = K \cdot S_1(E)S_2(\alpha)S_3(s)S_4(t)$, где K – нормировочный коэффициент. Предполагается, что электроны распределены изотропно, имеют степенное распределение по энергиям, с минимальной энергией $E_{\min} = 16$ кэВ, максимальной $E_{\max} = 10$ МэВ и спектральным индексом $\delta = 3$.

Расчёты кинетики ускоренных электронов проводятся в центральной части петли вдоль выбранной магнитной силовой линии с узлами, расположенными на расстоянии $x/w = 0.2$ от оси симметрии. Поскольку линия изогнута, новая ось расстояний s вдоль силовой линии является неравномерной (рис. 1б). В пересчёте на физические единицы вершина петли соответствует $s_{LT} = 0$ см, а основания – $s_{FP} \approx \pm 0.8 \cdot 10^9$ см. Вариации полного магнитного поля в ходе осцилляций, $\Delta B/B \sim 1$ (рис. 1б и рис. 2а), позволяют предположить, что эффект бетатронного ускорения может оказаться значительным.

Результаты

Динамика концентрации ускоренных электронов с учётом дополнительного бетатронного и Ферми ускорения и без него представлена на рис. 2б. Поведение сплошной и штриховой линий показывает, что возникающее в результате симметричных МГД-осцилляций бетатронное ускорение существенно меняет концентрацию ускоренных электронов. В ходе фазы «ловушки» происходит отбор энергии у электронов, имеющих энергии $E > 100$ кэВ (рис. 2 б,в). В конце фазы «ловушки», перед прохождением системой равновесного состояния ($t = P/2$) и началом фазы «рогатки», дополнительное ускорение приводит к увеличению концентрации электронов с энергиями 100 кэВ – 10 МэВ примерно на 50% (см. разницу между максимумами кривых на рис. 2б). Учитывая нелинейность гиросинхротронного механизма, это может оказать заметное влияние на ГС излучение в области частот 17–34 ГГц. И наконец, в фазе «рогатки» число электронов с энергиями от 16 кэВ до примерно 2 МэВ существенно уменьшается, вследствие покидания ловушки и кулоновских потерь, кроме электронов 2–10 МэВ (рис. 2в), которые остаются захваченными.

Работа выполнена в рамках бюджетных тем Государственного задания № 1021032422589-5 (К.Е.Г.) и № FFUG-2024-0002 (Ш.А.Н. и Ч.Ю.Е.).

Литература

1. Куприянова Е.Г. и др. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 2022, т. 65, с. 287.
2. Kupriyanova E.G. et al. // MNRAS, 2022, v. 516, p. 2292.
3. Cooper F.C. et al. // Astron. Astrophys., 2003, v. 409, p. 325.
4. Li B. et al. // Sp. Sci. Rev., 2020, v. 216, id. 136.
5. Shabalin A.N. et al. // Astrophys. J., 2023, v. 954, p. 58.