

РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОНОВ РАДИАЦИОННЫХ ПОЯСОВ ЗЕМЛИ СО СВИСТОВЫМИ ВОЛНАМИ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИМИСЯ ПОД УГЛОМ К МАГНИТНОМУ ПОЛЮ

В.С. Грач¹, А.Г. Демехов^{1,2}

¹Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

²Полярный геофизический институт РАН, Апатиты, Россия

e-mails: vsgrach@appl.sci-nnov.ru, andrei@appl.sci-nnov.ru

Аннотация. Анализируется взаимодействие энергичных электронов в магнитосфере Земли с монохроматической свистовой волной, имеющей произвольный угол распространения по отношению к геомагнитному полю. Рассматривается ускорение частиц, захваченных полем волны, в случае, когда для одной и той же частицы в разных точках ее траектории выполняются условия нулевого и основного циклотронного резонанса. Показано, что результат взаимодействия на нулевом резонансе может существенно влиять на эффективность последующего взаимодействия на циклотронном резонансе; обратное также верно.

Введение

Взаимодействие волн и заряженных частиц является одним из важнейших факторов, формирующих поведение электронов в радиационных поясах Земли и планет. При взаимодействии с квазимонохроматическими волнами возможен нелинейный захват частицы полем волны, и в этих условиях оно имеет недиффузионный характер, т. е. знак энергообмена между частицей и волной определяется не начальной фазой частицы, а эффективной неоднородностью среды [1, 2]. Особенности динамики частиц в таком режиме рассматривались для волн, распространяющихся как вдоль магнитного поля, так и под углом [3, 4]. Как правило, для частиц не слишком больших энергий области циклотронного резонанса на разных гармониках не перекрываются, поэтому их анализируют отдельно. В данной работе рассмотрены эффекты возможного взаимного влияния результатов взаимодействия на основном и нулевом циклотронном резонансах. Такое влияние может быть связано с достаточно большим изменением энергии и питч-угла частиц в режиме нелинейного захвата.

Исходные уравнения и параметры

Взаимодействие энергичного электрона с волной на выделенном резонансе с номером l в релятивистском приближении описывается следующей системой уравнений [5,6]:

$$\frac{dp_{||}}{dt} = -\frac{p_{\perp}}{2m\gamma\Omega} \frac{\partial\Omega}{\partial z} + e \left(\frac{p_{\perp}}{m\gamma} \left[\frac{B_x + B_y}{2} J_{l+1}(\kappa) - \frac{B_x - B_y}{2} J_{l-1}(\kappa) \right] + E_z J_l(\kappa) \right) \sin\theta_l;$$

$$\frac{dp_{\perp}}{dt} = \frac{p_{||} p_{\perp}}{2m\gamma\Omega} \frac{\partial\Omega}{\partial z} + e \left(\left[\frac{E_x + E_y}{2} - \frac{p_{||}}{m\gamma} \frac{B_x + B_y}{2} \right] J_{l+1}(\kappa) + \left[\frac{E_x - E_y}{2} + \frac{p_{||}}{m\gamma} \frac{B_x - B_y}{2} \right] J_{l-1}(\kappa) \right) \sin\theta_l;$$

$$\frac{d\theta_l}{dt} = -\Delta_l + \frac{el \cos\theta_l}{p_{\perp}} \left(\left[\frac{E_x + E_y}{2} - \frac{p_{||}}{m\gamma} \frac{B_x + B_y}{2} \right] J_{l+1}(\kappa) - \left[\frac{E_x - E_y}{2} + \frac{p_{||}}{m\gamma} \frac{B_x - B_y}{2} \right] J_{l-1}(\kappa) \frac{p_{\perp}}{m\gamma} B_z^{\omega} J_l(\kappa) \right);$$

$$\frac{dz}{dt} = \frac{p_{||}}{m\gamma}.$$

Здесь $p_{||}$ и p_{\perp} – продольные и поперечные импульсы частицы соответственно, m – масса, $e>0$ – элементарный заряд, $\gamma=(1+(p_{||}/mc)^2+(p_{\perp}/mc)^2)^{1/2}$ – релятивистский фактор, c – скорость света, Ω – гирочастота частицы (без учета знака), z – координата вдоль геомагнитного поля, $J_n(\kappa)$ – функции Бесселя, $\kappa=k_{\perp}c/\Omega \cdot p_{\perp}/(mc)$, $k_{\perp}=k\sin\psi$, $k_{||}=k\cos\psi$ – поперечное и продольное волновое число соответственно, ψ – угол между волновым вектором и геомагнитным полем, E_i , B_i ($i=x,y,z$) – компоненты электромагнитного поля волны, связанные через тензор диэлектрической проницаемости плазмы, ось x направлена вдоль k_{\perp} , $\Delta_l=\omega-l\Omega/\gamma-k_{||}v_{||}$ – расстройка относительно резонанса с номером l , $v_{||}=p_{||}/(m\gamma)$ – продольная скорость частицы. Величина $\theta_l=k_{\perp}x_0+k_{||}z+l\phi-\omega t$, где ϕ – фаза гировращения частицы, x_0 – начальная координата частицы по оси x , имеет смысл «медленной» фазы вблизи отдельного резонанса. В случае, когда учитывается влияние нескольких резонансов, для каждого θ_l записывается отдельное уравнение, а в уравнениях для импульсов проводится суммирование по l .

Приведенная система обыкновенных дифференциальных уравнений после замены переменных p_{\parallel} и p_{\perp} на $W=(\gamma-1)mc^2$ (кинетическая энергия частицы) и $J_L=(p_{\perp}/mc)^2$ решалась численно методом Рунге-Кутты (явная схема) для тестовых частиц с различными начальными параметрами.

Расчеты проводились при следующих параметрах: L -оболочка 4.6, концентрация плазмы $N=180 \text{ см}^{-3}$, начальная энергия частиц 4 кэВ, начальный питч-угол на экваторе 45° . Частота волны задавалась постоянной и равной $\Omega/3$, угол $\psi=0.95\text{acos}(\omega/\Omega)\approx 70^\circ$. Таким образом, рассматривается волна, распространяющаяся близко к «резонансному конусу». Для электрического поля волны задавалась постоянная и однородная компонента $E_y=5 \text{ мВ/м}$, остальные компоненты рассчитывались через тензор диэлектрической проницаемости. Структура поля волны показана на рис. 1. Здесь и далее безразмерная продольная координата $s=s/R_E$, где R_E – радиус Земли.

Результаты расчетов

В областях траектории, близким к точкам резонанса ($\Delta_l=0$), возможен захват энергичных электронов полем волны. Явление захвата для основного (первого) циклотронного резонанса проиллюстрировано на рис. 2: слева показано движение в отсутствие захвата (функция расстройки Δ_l пересекает горизонтальную ось один раз), справа – при наличии захвата, который характеризуется квазипериодическими траекториями частицы на фазовой плоскости (θ_l, Δ_l) (осцилляциями функции расстройки около нуля). Кинетическая энергия частицы существенно изменяется после захвата (увеличивается в три раза на приведенном примере).

На рис. 3-6 приведены результаты расчетов, демонстрирующие возможность взаимного влияния нулевого и первого резонанса. Показана временная динамика полной энергии W , продольной W_{\parallel} и поперечной W_{\perp} энергий в центре ловушки ($W_{\parallel}=W\cos^2\alpha$, $W_{\perp}=W\sin^2\alpha$, где α – питч-угол частицы), функции расстройки и продольной координаты частицы.

На рис. 3 приведен пример независимого движения в областях нулевого и первого резонанса. Из нижних графиков видно, что условия нулевого резонанса выполняются дальше от экватора, чем условия первого, вблизи точек разворота. Слева показан случай, когда учитывается влияние только основного резонанса, а справа – когда учитываются оба резонанса. При учете одного резонанса при $t\approx 0.22-0.28 \text{ с}$ можно видеть захват частицы волной при удалении частицы от экватора: в окрестности $t\approx 0.21 \text{ с}$ функция расстройки Δ_l имеет порядка 20 нулей. При повторном прохождении зон резонанса при $t\approx 1.50 \text{ с}$ (движение к экватору) и $t\approx 1.86 \text{ с}$ (движение от экватора) захвата не происходит (функция расстройки имеет один ноль). В случае, когда учитываются оба резонанса, также есть захват частицы волной на первом резонансе при $t\approx 0.22-0.28 \text{ с}$, в остальных случаях захват не имеет места (функции расстройки Δ_l и Δ_0 однократно проходят через ноль при $t\approx 0.57/1.21 \text{ с}$ и $t\approx 1.50/1.86 \text{ с}$ соответственно). Отметим, что при прохождении частицей нулевого резонанса изменяется только ее продольная энергия (очень незначительно при отсутствии захвата), поперечная остается неизменной.

На рис. 4 и 5 показаны примеры сильного влияния взаимодействия на нулевом резонансе на характер взаимодействия на первом резонансе. Рис. 4 соответствует случаю, когда влияние взаимодействия на нулевом резонансе приводит к появлению захвата частицы волной на первом резонансе. Дополнительные интервалы захвата видны на графиках справа в два момента времени $t\approx 1.50-1.56$ и $1.95-1.99 \text{ с}$. Обратный случай приведен на рис. 5. При учете только одного резонанса (графики слева) есть захват частицы волной в моменты времени $t\approx 0.22-0.28/1.53-1.57/1.96-2.00 \text{ с}$, а при учете двух резонансов захват происходит только в интервале $t\approx 0.22-0.28 \text{ с}$. Заметим, что в приведенных примерах при захвате частицы при движении к экватору энергия частицы уменьшается, при движении от экватора – увеличивается, однако возможны и обратные ситуации.

Пример влияния первого резонанса на нулевой показан на рис. 6. Слева показан случай, когда учитывается только нулевой резонанс; электрон при его прохождении не захватывается волной. Справа показан случай, когда учитываются оба резонанса. После прохождения первого резонанса при попадании в нулевой резонанс при движении от экватора электрон оказывается захвачен волной. Следует отметить, что на нулевом резонансе электрон остается захваченным существенно больший промежуток времени, чем на первом. Это, по-видимому, связано с большим изменением продольной энергии в случае нулевого резонанса, за счет которого происходит автоподстройка резонанса.

Выводы

Таким образом, можно заключить, что для корректного анализа резонансного взаимодействия частиц со свистовыми волнами, распространяющимися под углом к магнитному полю, необходимо учитывать оба возможных резонанса (нулевой и первый циклотронный). Взаимодействие на одном из резонансов даже при отсутствии захвата может влиять на вероятность захвата при взаимодействии на другом резонансе. В дальнейшем важно провести статистический анализ динамики большого массива тестовых частиц, а также учесть конечную длительность волнового пакета.

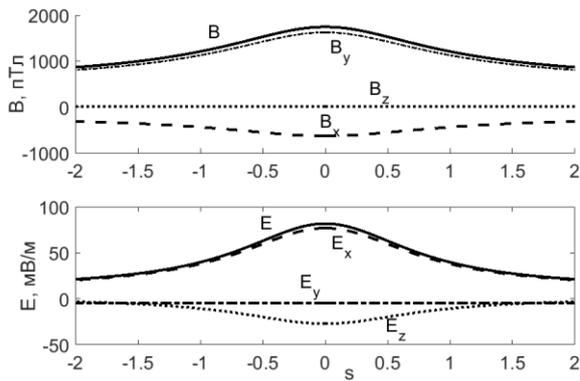


Рисунок 1. Структура поля волны

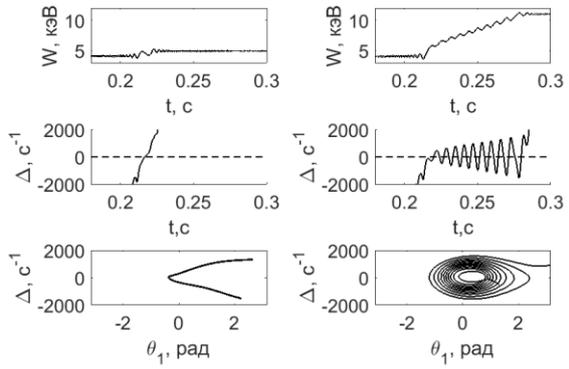


Рисунок 2. Захват частицы волной

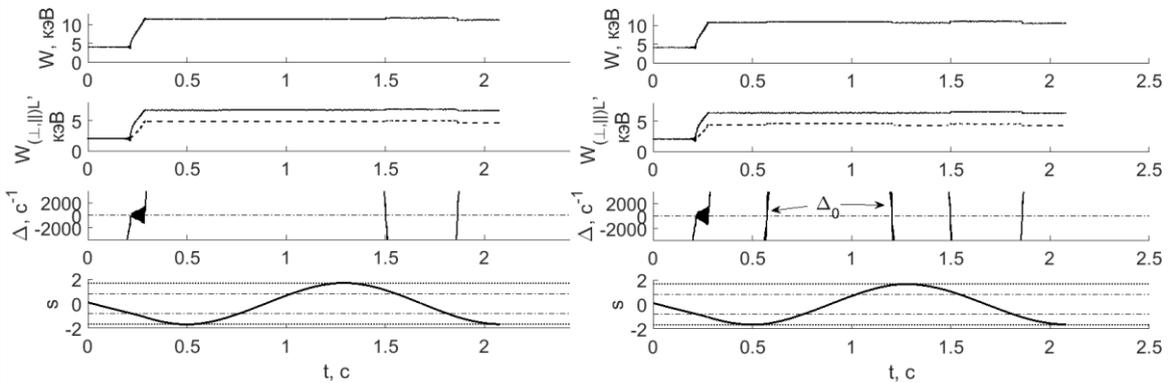


Рисунок 3. Пример независимого движения в нулевом и первом резонансе. Слева: учитывается влияние только первого резонанса, справа: учитываются оба резонанса. На вторых сверху панелях сплошные линии соответствуют $W_{\perp L}$, штриховые – $W_{\parallel L}$. Горизонтальные линии на нижних панелях соответствуют точкам, где выполнены условия первого (штрихпунктирные линии) и для нулевого (пунктирные линии) резонансов для невозмущенных параметров частицы

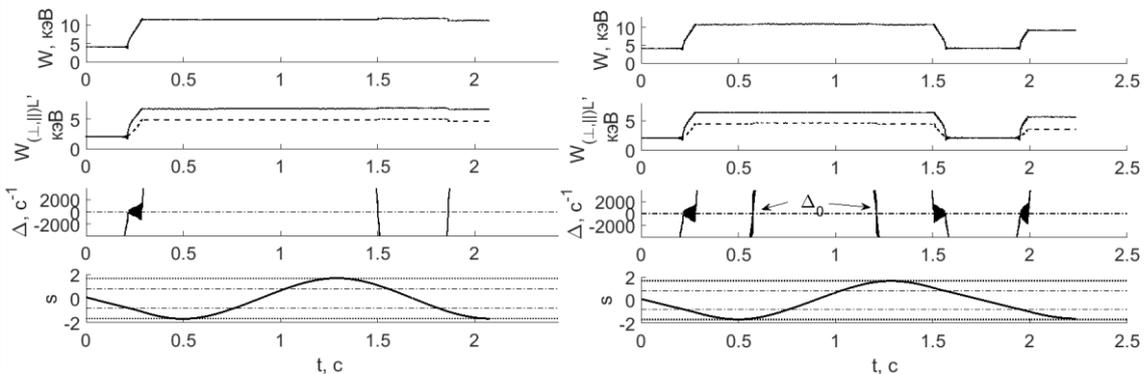


Рисунок 4. Пример сильного влияния нулевого резонанса на первый: появление новых областей захвата. Слева: учитывается влияние только первого резонанса, справа: учитываются оба резонанса. Формат рисунка такой же, как рис. 3

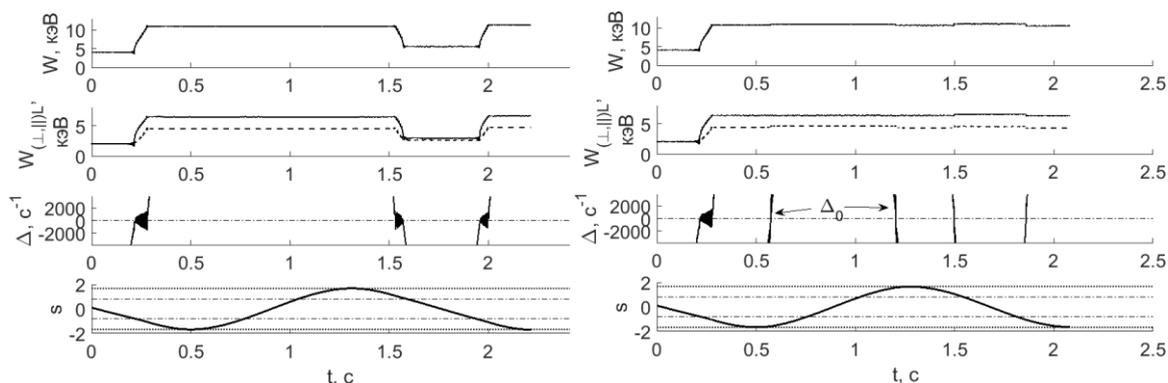


Рисунок 5. Пример сильного влияния нулевого резонанса на первый: уменьшение числа областей захвата. Слева: учитывается влияние только первого резонанса, справа: учитываются оба резонанса. Формат рисунка такой же, как рис. 3

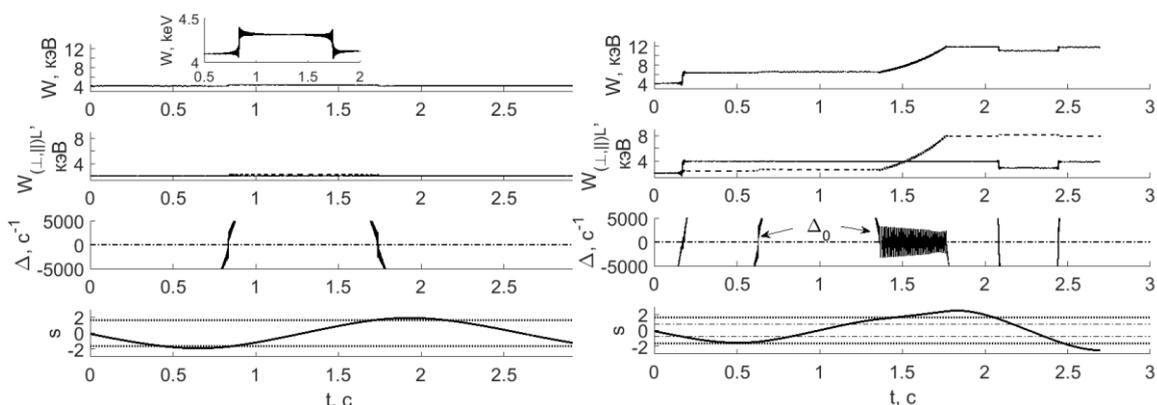


Рисунок 6. Пример сильного влияния первого резонанса на нулевой: появление области захвата. Слева: учитывается только нулевой резонанс, справа: учитываются оба резонанса.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке РНФ (проект 15-12-20005).

Литература

1. Albert, J.M. (2000), Gyroresonant interactions of radiation belt particles with a monochromatic electromagnetic wave, *J. Geophys. Res.*, 105(A9), 21191–21209, doi:10.1029/2000JA000008.
2. Trakhtengerts, V.Y., M.J. Rycroft, D. Nunn, and A.G. Demekhov (2003), Cyclotron acceleration of radiation belt electrons by whistlers, *J. Geophys. Res.*, V. 108, No.A3, 1138, doi:10.1029/2002JA009559.
3. Демехов А.Г., Трахтенгерц В.Ю., Райкрофт М., Нанн Д. (2006), Ускорение электронов в магнитосфере свистовыми волнами переменной частоты, *Геомагнетизм и аэрономия*. Т. 46, № 6. С. 751-756.
4. Agapitov, O.V., A.V. Artemyev, D. Mourenas, et al. (2014), The quasi-electrostatic mode of chorus waves and electron nonlinear acceleration, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 119, 1606–1626, doi:10.1002/2013JA019223.
5. Albert, J.M., Tao, X. and Bortnik, J. (2012) American Geophysical Union, Washington, D.C. doi:10.1029/2012GM001324
6. Некоторые сведения по физике плазмы. // Д.Р. Шкляр в кн. *Плазменная гелиогеофизика*. Т. II. М: Физматлит, 2008. С. 391.