

ГЕНЕРАЦИЯ КОЛЕБАНИЙ УБЫВАЮЩЕГО ПЕРИОДА ОБЛАКОМ ДРЕЙФУЮЩИХ ЧАСТИЦ

А.А. Любчик (Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия)

Аннотация. С целью изучения механизма генерации геомагнитных колебаний убывающего периода (КУП) были проведены расчеты инкремента циклотронных волн, возбуждаемых при контакте дрейфующих в долготном направлении энергичных протонов, инжектированных во время суббури, с холодной плазмосферной плазмой. Показано, что модель ионно-циклотронного взаимодействия УНЧ волн с дрейфующим протонным облаком способна объяснить основные наблюдаемые характеристики геомагнитных пульсаций КУП, такие как длительность и наклон пульсаций и их зависимость от MLT. Как оказалось, ключевыми параметрами модели являются начальная энергия инжектированных частиц и их анизотропия.

Введение

Колебания убывающего периода (КУП), лежащие в диапазоне пульсаций Pc1, типичны для вечернего сектора магнитосферы. Отличительной чертой пульсаций этого типа является рост частоты колебаний от долей Гц до ~1 Гц в интервале 0.5 - 1 часа. Морфология КУП хорошо изучена (например, *Pikkarainen, 1987*; обзор *Kangas et al., 1998* и ссылки в нем). Перечислим основные экспериментальные свойства КУП. Амплитуда пульсаций на наземной станции ~0.1 – 1 нТл и максимальна в вечернем секторе (15-21 LT) субавроральной зоны. Большинство КУП наблюдаются в интервале Кр от 2 до 5. Типичная скорость частотного дрейфа $df/dt \sim 1$ Гц/ч. При высокой геомагнитной активности скорость частотного дрейфа падает с ростом широты станции (*Pikkarainen, 1987*). При регистрации КУП на цепочке станций время начала колебаний на данной частоте возрастает при перемещении по долготе с востока на запад. Можно сказать, что источник пульсаций движется по долготе из ночного сектора в вечерний с характерной скоростью ~2-5 °/мин. Наклон КУП на спектрограммах отчетливо уменьшается при движении с востока на запад. Частота КУП, как правило, лежит между экваториальными гирочастотами O^+ и He^+ для магнитной силовой линии, соответствующей широте станции.

Генерацию КУП традиционно объясняют на основе ионно-циклотронного взаимодействия в магнитосфере Земли. В рамках таких представлений к росту частоты излучений может привести изменение во времени или пространстве многих параметров – рост величины магнитного поля, приводящий к росту ионных гирочастот, уменьшение концентрации фоновой холодной плазмы, изменение величины и анизотропии потоков энергичных частиц. *Гульельми [1968]* обсуждал возможность генерации КУП за счет высыпаний протонов кольцевого тока. Схема такая – появление пульсаций ведет к дрейфу энергичных протонов в конус потерь и их высыпанию, уменьшение концентрации протонов уменьшает депрессию магнитного поля в области кольцевого тока, рост магнитного поля приводит к росту частоты пульсаций. Недостаток такой схемы: магнитное поле растет внутри кольцевого тока, но уменьшается вне его, как следствие, должны наблюдаться не только пульсации убывающего, но и растущего периода, что не согласуется с данными наблюдений. *Lin and Parks [1976]* показали, что к росту частоты излучений может привести уменьшение плотности холодной плазмы, например, за счет приближения к Земле плазмопаузы. Здесь тоже возникают проблемы – вероятность движения плазмопаузы к Земле и от Земли одинакова, следовательно, должны равновероятно наблюдаться пульсации нисходящих и восходящих тонов. Два класса теорий связаны с движением инжектированных энергичных ионов в пространстве. *Gendrin et al. [1967]* и *Heacock [1967]* предположили что рост магнитного поля в области ионно-циклотронного взаимодействия происходит не во времени, а в пространстве – инжектированные в процессе развития суббури протоны движутся поперек силовых линий, приближаясь к Земле и попадая в область более сильного магнитного поля. Есть экспериментальные свидетельства в пользу связи КУП с таким радиальным движением источника (*Pikkarainen, 1987*). *Трошкая и др. [1968]* оценили величину поперечного электрического поля, способного вызвать требуемую скорость радиального дрейфа. Однако, существующее в хвосте магнитосферы поперечное электрическое поле не вызывает требуемого радиального дрейфа в вечернем секторе, где как раз обычно регистрируются КУП. Остается предположить, что в

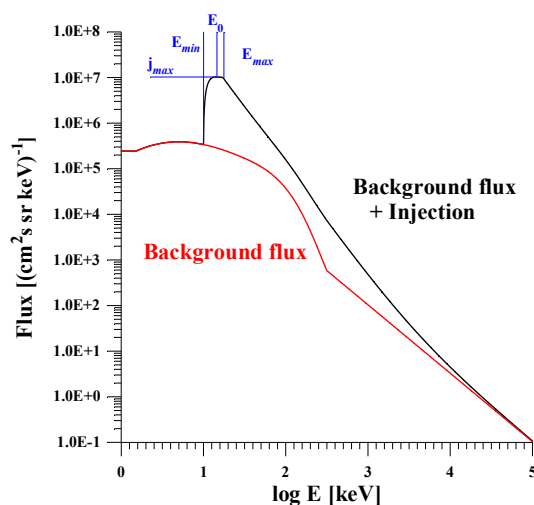


Рис.1. Спектр фоновых и инжектированных энергичных протонов

вечернем секторе генерация КУП вызывается преимущественно долготным дрейфом инжектированных в ночном секторе энергичных протонов. Расчеты, демонстрирующие подобную возможность, проводились *Lin and Parks [1976]*, но носили преимущественно качественный характер. В этой работе мы будем моделировать генерацию КУП облаком дрейфующих ионов, используя другую модель инжекции и эмпирические модели распределения фоновой холодной плазмы и фоновых потоков энергичных частиц.

Теория ионно-циклотронной неустойчивости и используемые модели

Будем рассматривать плазму, состоящую из энергичных протонов и двух сортов холодных ионов (протоны и ионы He^+). Обобщая модель генерации *Kennel and Petschek [1966]* на этот случай, получаем выражение для локального инкремента УНЧ волн

$$\gamma(\omega_p^*)/\Omega_p = \pi \cdot \eta_p \cdot \left(A_p - \frac{\omega_p^*}{1 - \omega_p^*} \right) / \left\{ \omega_p^* \cdot \left[(1 - \alpha_p) \cdot \frac{0.5 - \omega_p^*}{(0.25 - \omega_p^*)^2} + \alpha_p \cdot \frac{2 - \omega_p^*}{(1 - \omega_p^*)^2} \right] \right\}. \quad (1)$$

Здесь γ – локальный инкремент неустойчивости, Ω_p – протонная гирочастота, η_p – доля резонансных энергичных протонов, A_p – их питч-угловая анизотропия, $\omega_p^* = \omega/\Omega_p$ – нормированная частота УНЧ волн, α_p – доля протонов в холодной фоновой плазме (доля холодных ионов гелия равна $1 - \alpha_p$). Как известно, в двуионной плазме УНЧ волны могут существовать в двух частотных диапазонах: $0 \leq \omega_p^* < 0.25$ и $1 - 0.75 \cdot \alpha_p \leq \omega_p^* < 1$. Диапазоны разделены запрещенной областью $0.25 < \omega_p^* < 1 - 0.75 \cdot \alpha_p$, где коэффициент преломления волн мнимый. Используя метод *Cornilleau-Wehrlin et al. [1985]* перехода от функции распределения энергичных частиц к их дифференциальным потокам, то есть, к величинам, непосредственно измеряемым на спутниках, получаем:

$$\eta_p \equiv \eta_p(E_{Rp}) = \frac{1}{N_e} \cdot \pi \cdot \sqrt{8 \cdot M_p \cdot E_{Rp}} \cdot \int_0^{\pi/2} \text{tg } \alpha \cdot j_p(\alpha, E) \cdot d\alpha \Big|_{E=E_{Rp}}, \quad (2)$$

$$A_p \equiv A_p(E_{Rp}) = \int_0^{\pi/2} \text{tg}^2 \alpha \cdot \frac{\partial j_p(\alpha, E)}{\partial \alpha} \cdot d\alpha / \int_0^{\pi/2} 2 \cdot \text{tg } \alpha \cdot j_p(\alpha, E) \cdot d\alpha \Big|_{E=E_{Rp}}. \quad (3)$$

Здесь N_e – электронная плотность (холодная плазма предполагается электрически нейтральной), M_p – протонная масса, E_{Rp} – энергия резонансных протонов, j_p – дифференциальный поток энергичных протонов, α – питч-угол. Интегрирование проводится при постоянной продольной энергии частиц, равной E_{Rp} . То есть, для питч-угла α надо брать поток j_p на энергии $E = E_{Rp}/\cos^2 \alpha$. При этом, при вычислении частной производной $\partial j_p(\alpha, E)/\partial \alpha$ надо иметь в виду, что энергия E является независимой фиксированной переменной. Резонансная энергия связана с резонансной скоростью энергичных протонов V_{Rp} соотношением $E_{Rp} = E_c \cdot (v_{Rp}/v_{Ap})^2$. В двуионной плазме $v_{Rp} = v_{Ap} \cdot \left(\frac{1}{\omega_p^*} - 1 \right) \cdot \sqrt{\frac{(0.25 - \omega_p^*) \cdot (1 - \omega_p^*)}{1 - 0.75 \cdot \alpha_p - \omega_p^*}}$. $v_{Ap} = B_0 / \sqrt{4 \cdot \pi \cdot M_p \cdot N_e}$ – протонная альвеновская скорость, $E_c = B_0^2 / 8 \cdot \pi \cdot N_e$ – магнитная энергия, приходящаяся на один ион, B_0 – величина магнитного поля. В данной работе мы ограничимся вычислением инкремента в экваториальной плоскости магнитосферы, поэтому для всех величин, меняющихся вдоль магнитной силовой линии, будем брать их значения на геомагнитном экваторе.

Модель распределения холодной плазмы

Будем предполагать, что концентрация фоновой холодной плазмы на расстоянии r_0 (выражено в земных радиусах R_E) и долготе h (выражена в часах LT) равна

$$N_0 = N_{sh} - \frac{1}{4} \cdot (N_{sh} - N_{tr}) \cdot (1 + \cos(\varphi + \pi)) \cdot [1 + \text{th } 4 \cdot (r_0 - 4.25)], \text{ где } \varphi = \left[h - \left(7.7 \cdot \left(\frac{3}{r_0} \right)^{3.5} + 12 \right) \right] \cdot \frac{\pi}{12}.$$

Здесь мы используем комбинацию двух эмпирических моделей *Sheeley et al. [2001]* для концентрации внутри плазмосферы N_{sh} и вне ее N_{tr} : $N_{sh} = 1390 \cdot \left(\frac{3}{r_0} \right)^{4.83}$, $N_{tr} = 124 \cdot \left(\frac{3}{r_0} \right)^4 + 36 \cdot \left(\frac{3}{r_0} \right)^{3.5} \cdot \cos \varphi$, и дополнительно учитываем эмпирическое распределение «оторвавшихся» трубок повышенной концентрации вне плазмосферы (*Moldwin et al., 2004*). N_0 определяет суммарную концентрацию холодных ионов. Концентрация протонов $N_p = \alpha_p \cdot N_0$ и ионов гелия $N_{\text{He}^+} = (1 - \alpha_p) \cdot N_0$.

Модель распределения энергичных протонов

Полагаем, что в магнитосфере есть две популяции энергичных протонов. Первая состоит из фоновых энергичных протонов, существующих в магнитосфере в спокойных условиях и ответственных за генерацию пульсаций Pc1. Их поток $j_b(\alpha, E) = K(E) \cdot \sin^{2Q_b} \alpha$, где потоки поперек магнитного поля $K(E)$ определяются из эмпирической модели *Milillo et al., 2001*, а параметр $Q_b > 0$ описывает питч-угловую анизотропию потоков. Вторая популяция состоит из энергичных протонов, инжектированных в полуночном секторе магнитосферы и дрейфующих в магнитном поле в вечернем направлении. Для простоты предположим, что инжекция происходит строго на полуночном меридиане и длится один час, в течении первого получаса потоки монотонно растут, затем монотонно падают: $j_s(E, t) = j_0(E) \cdot (1 - 4t^2)$, когда $|t| \leq 0.5$ ч и $j_s(E, t) = 0$ в остальное время. Энергетический спектр инжектированных частиц зададим следующим образом:

$j_0(E) = 0$ для $E < E_{min}$ - минимальной энергии инжектированных частиц,

$$j_0(E) = j_{max} \cdot \left(1 - \left(\frac{E - E_0}{E_0 - E_{min}} \right)^4 \right) \text{ для } E_{min} \leq E \leq E_{max}, \text{ диапазона параболического изменения потоков,}$$

$$j_0(E) = j_0(E_{max}) \cdot \left(\frac{E}{E_{max}} \right)^{-2.5} \text{ для } E > E_{max}, \text{ когда потоки уменьшаются с ростом } E \text{ по степенному закону.}$$

Величины E_{min} , E_0 и E_{max} являются свободными параметрами модели. Величина максимального потока инжектированных протонов j_{max} выбирается такой, чтобы дифференциальный поток в диапазоне энергий 30-45 кэВ (первый энергетический канал на спутниках LANL) в максимуме инжекции в 40 раз превышал фоновые потоки, даваемые моделью *Milillo et al. [2001]*. Такое превышение можно считать типичным для суббуревой инжекции. Пример спектра фоновых и инжектированных энергичных протонов показан на Рис. 1. Питч-угловое распределение энергичных протонов в области инжекции предполагается анизотропным:

$$j_s(\alpha, E) = j_0(E) \cdot \sin^{2Q_s} \alpha, \text{ с параметром анизотропии } Q_s \text{ в общем случае отличным от параметра анизотропии}$$

фоновых потоков Q_b . Сразу после инжекции частицы начинают дрейфовать поперек магнитного поля. Для простоты поле предполагается дипольным. Скорость долготного дрейфа V_{dr} , как известно, можно аппроксимировать формулой (*Hamlin et al., 1961*) $V_{dr} [\text{m/s}] = 9.4 \cdot (0.35 + 0.15 \cdot \sin \alpha) \cdot E [\text{keV}] / B [\text{Gs}] / r_0$.

Из-за зависимости скорости дрейфа от энергии частиц и от их питч-угла в процессе дрейфа будут меняться потоки протонов, их спектр и питч-угловая анизотропия. Чтобы определить поток энергичных протонов на долготе h мы, зная скорость дрейфа, вычисляем время дрейфа $t_{dr} \equiv t_{dr}(\alpha, E)$ и находим соответствующий поток на полуночном меридиане, в точке инжекции. Таким образом, $j_p(\alpha, E, t) = j_b(\alpha, E) + j_s(\alpha, E, t - t_{dr})$.

Зная поток, по формулам (2) и (3) вычисляем долю резонансных частиц и их питч-угловую анизотропию, после чего по формуле (1) определяем локальный инкремент УНЧ волн.

Результаты моделирования колебаний убывающего периода

Была исследована зависимость инкремента УНЧ волн от частоты и времени для разных значений параметров модели, таких как долгота и широта точки наблюдения, начальная энергия инжектированных протонов, анизотропия фоновых и инжектированных частиц. На Рис. 2 показана зависимость инкремента от долготы для $L = 6$. При расчетах предполагалось, что в холодной плазме 80% протонов и 20% ионов гелия, энергичные частицы имеют анизотропию $Q_b = Q_s = 0.5$ и E_{min} , E_0 и E_{max} равны 10, 15 и 18 кэВ.

Как видно, при фиксированном MLT частота пульсаций растет со временем, оставаясь ниже гирочастоты гелия. Чем меньше MLT (чем дальше от полуночи), тем меньше наклон спектра пульсаций в плоскости $\omega - t$. При данных параметрах получаем скорость движения КУП по долготе $\sim 2^\circ/\text{мин}$ в секторе $0 - 21$ MLT и $\sim 1^\circ/\text{мин}$ в секторе $21 - 15$ MLT. Таким образом, вблизи от источника теория дает скорость, близкую к полученным из наблюдений $2-5^\circ/\text{мин}$ (*Kangas et al., 1998*). Наклон КУП, то есть, скорость частотного дрейфа, равен ~ 0.4 Гц/ч в 21 MLT и ~ 0.1 Гц/ч в 18 MLT, что ниже типичного экспериментального значения ~ 1 Гц/ч. Однако, необходимо иметь в виду, что экспериментальное значение наклона было получено для меньших значений L , где протонная гирочастота выше. На Рис. 3 представлена зависимость инкремента от времени для 18 MLT на разных широтах.

На $L = 4, 5$ и 6 экваториальная протонная гирочастота равна, соответственно, 7.4, 3.8 и 2.2 Гц. Поэтому, хотя в относительных частотах наклон КУП меняется слабо, в абсолютных единицах он растет с уменьшением широты. При выбранных параметрах мы получили $df/dt \sim 0.5, 0.2$ и 0.1 Гц/ч для $L = 4, 5$ и 6. Таким образом, для малых L -оболочек полученный частотный наклон пульсаций оказался близким к наблюдаемым значениям. Отметим также, что на малых L -оболочках пульсации убывающего периода начинаются как бы из пульсаций с постоянной частотой, соответствующих Pc1, что не противоречит результатам наблюдений.

Важным параметром модели оказалась начальная энергия инжектированных частиц. Если эта энергия мала, то пульсации на данной долготе продолжают длительное время, с ростом энергии продолжительность КУП уменьшается. Например, для 18 MLT и $L = 6$ пульсации продолжают 9, 2 и 1 час при начальной энергии инжектированных протонов $E_{min} = 1, 10$ и 20 кэВ. Длительность пульсаций, близкая к наблюдаемой, будет при $E_{min} \geq 20$ кэВ.

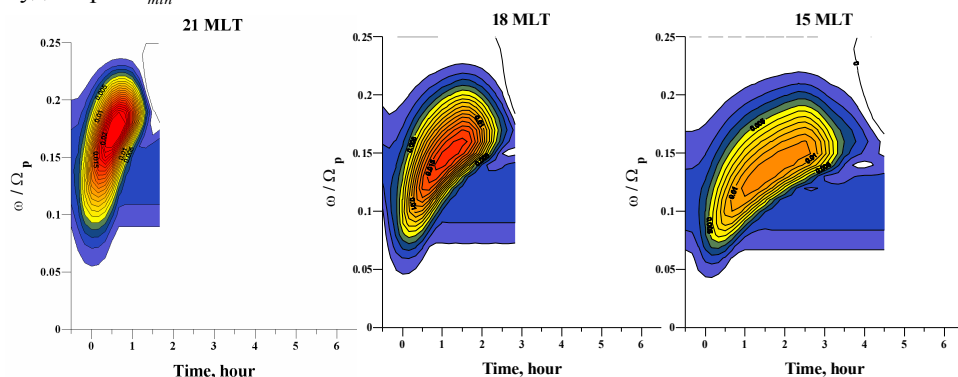


Рис. 2. Зависимость инкремента от долготы

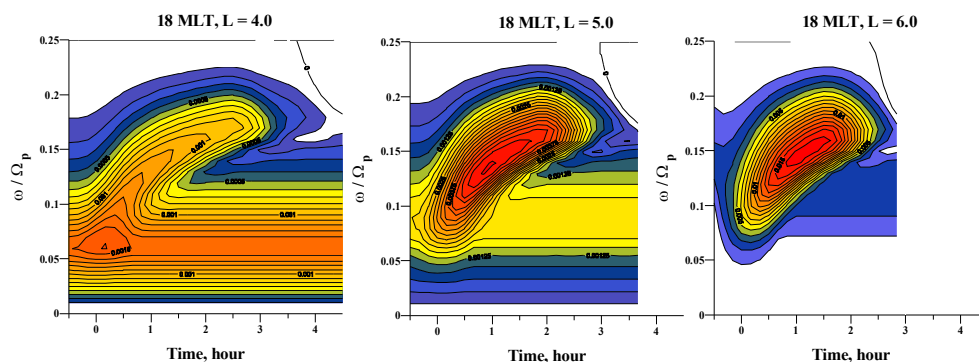


Рис. 3. Зависимость инкремента от широты

Важным параметром является также анизотропия частиц – чем она выше, тем больше инкремент ионно-циклотронной неустойчивости. Для генерации геомагнитных пульсаций КУП параметр анизотропии фоновых частиц Q_b должен быть положительным, а параметр анизотропии инжектированных частиц $Q_s \geq 0.3$ (при меньшем значении инкремент оказывается низким).

Проведенные расчеты показали, что используемая модель ионно-циклотронного взаимодействия УНЧ волн с дрейфующим протонным облаком может объяснить основные наблюдаемые характеристики геомагнитных пульсаций убывающего периода.

Работа частично поддержана РФФИ (проекты 11-02-00397 и 12-05-01030) и Программой №22 «Фундаментальные проблемы исследований и освоения Солнечной системы».

Литература

- Гульельми А.В. Циклотронная неустойчивость протонов внешнего радиационного пояса. Геомагнетизм и Аэронавтика. Т.8. С.412-419. 1968.
- Троицкая В.А., Щепетнов Р.В., Гульельми А.В. Оценка электрических полей в магнитосфере по дрейфу частоты гидромагнитных пульсаций. Т.8. С.794-795. 1968.
- Cornilleau-Wehrlin N., Solomon J., Korth A., Kremser G. Experimental study of the relationship between energetic electrons and ELF waves observed on board GEOS: A support to quasi-linear theory. JGR. V.90. No.A5. P.4141-4154. 1985.
- Gendrin R., Lacourly S., Troitskaya V.A., Gokhberg M., Shepetnov R.V. Caractéristiques des pulsations irrégulières de période décroissante (I.P.D.P.) et leurs relations avec les variations du flux des particules piégées dans la magnetosphère. Planetary Space Sciences. V.15. P.1239-1259. 1967.
- Hamlin D.A., Karplus R., Vik R.C., Watson K.M. Mirror and azimuthal drift frequencies for geomagnetically trapped particles. JGR. V.66. P.1-5. 1961.
- Heacock R.R. Evening micropulsation events with a rising frequency characteristic. JGR. V.72. No.1, P.399-408. 1967.
- Kangas J., Guglielmi A., Pokhotelov O. Morphology and physics of short-period magnetic pulsations (a review). Space Science Reviews. V.83. P.453-512. 1998.
- Kennel C.F., Petschek H.E.. Limit on stably trapped particle fluxes. JGR. V.71. No.1. P.1-28. 1966.
- Lin C.S., Parks G.K. Ion cyclotron instability of drifting plasma clouds. JGR. V.81. No.22. P.3919-3922. 1976.
- Milillo A., Orsini S., Daglis I.A. Empirical model of proton fluxes in the equatorial inner magnetosphere: Development. JGR. V.106. No.A11. P.25713-25730. 2001.
- Moldwin M.B., Sanny J., Bocchicchio J.D., Rassoul H.K., Anderson R.R. Plasmaspheric plumes: CRRES observations of enhanced density beyond the plasmapause. JGR. V.109. No.A5. CiteID A05202. 2004.
- Pikkarainen T. Statistical results of IPDP pulsations recorded in Finland during 1975-1979. Geophysica. V.23. No.1. P.1-19. 1987.
- Sheeley B.W., Moldwin M.B., Rassoul H.K., Anderson R.R. An empirical plasmasphere and trough density model: CRRES observations. JGR. V.106. No.A11. P.25631-25642. 2001.