

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.014

ПОТОК НАДТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРОНОВ, УСКОРЯЕМЫХ В ИОНОСФЕРУ КИНЕТИЧЕСКИМИ АЛЬФВЕНОВСКИМИ ВОЛНАМИ И ВОЗМОЖНОСТЬ ФОРМИРОВАНИЯ SAR ARCS

А.А. Власов, А.С. Леонович, Д.А. Козлов

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия; e-mail: a.vlasov@mail.iszf.irk.ru

Аннотация. Показано, что вблизи плазмопаузы при определённых условиях может формироваться диссипативный слой, в котором происходит полная передача энергии кинетических альфвеновских волн (KAWs) электронам фоновой плазмы. В этом слое скорость движения электронов вдоль силовых линий геомагнитного поля близка к скорости распространения альфвеновских волн, что создаёт условия для их («черенковского») резонанса, в результате чего значительная часть электронов попадает в конус потерь и высыпается в ионосферу. Как показывают оценки, вблизи плазмопаузы энергия таких («надтепловых», 2-5 eV) электронов достаточна для возбуждения в ионосфере атомов кислорода с последующим излучением в красной линии, т.е. эти электроны могут служить источником stable auroral red (SAR) arcs. Этот механизм передачи энергии от KAWs к электронам фоновой плазмы был ранее описан в работе *Hasegawa and Mima* (1978), где была предложена простая формула для оценки плотности потока высыпавшихся в ионосферу надтепловых электронов и переносимой ими энергии. Однако предложенная в этой работе формула не учитывает некоторые существенные особенности KAWs, связанные с их поперечной дисперсией. В настоящей работе для оценки плотности потока высыпавшихся в ионосферу электронов мы разработали новую формулу, учитывающую возможность генерации KAWs широкополосными источниками и медленное их перемещение поперек магнитных оболочек. Показано, что широкополосные KAWs могут сформировать потоки высыпавшихся в ионосферу надтепловых электронов на порядок более мощные, чем те, что предсказываются формулой *Hasegawa and Mima* (1978). Оказывается, что плотности этих потоков достаточно для формирования SAR ARCS средней интенсивности (~1-10 kR).

Введение

Кинетические альфвеновские волны (KAWs) – это волны, групповая поперечная скорость которых определяется малыми дисперсионными эффектами [1]. Этими же дисперсионными эффектами определяется и характерная длина волны KAW поперёк магнитных оболочек. Существует два эффекта, приводящих к поперечной дисперсии альфвеновских волн [2, 3]. В «холодной» плазме поперечная дисперсия альфвеновских волн определяется малой скин-длиной электронов s_e . В «теплой» плазме дисперсия связана с учётом конечной величины ларморовского радиуса ионов ρ_i . Переход от «холодной» дисперсии к «теплой» происходит при изменении параметра $\beta = 8\pi P_0/B_0^2$ (P_0 – газокинетическое давление плазмы, B_0 – напряжённость магнитного поля) от значений $\beta \ll m_e/m_i$ до $\beta \gg m_e/m_i$, где m_e – масса электронов, m_i – масса ионов [4].

В «тёплой» плазме, заполняющей внешнюю магнитосферу Земли, имеем $\beta \lesssim 1$, а в «холодной» плазмосфере $\beta \ll m_e/m_i \ll 1$. Переход от «холодной» к «тёплой» дисперсии KAWs происходит в некоторой области, расположенной в окрестности плазмопаузы. Масштаб, на котором осуществляется такой переход, существенно меньше масштаба неоднородности магнитосферной плазмы, т.е. эта область имеет вид узкого переходного слоя. Внутри этого слоя происходит полное поглощение энергии падающих на него кинетических альфвеновских волн. Поэтому далее будем называть его диссипативным слоем. Пространственная структура кинетических альфвеновских волн в областях магнитосферы как с «теплой», так и с «холодной» поперечной дисперсией изучена достаточно хорошо [5]. Однако исследования этой структуры в областях вблизи диссипативного слоя до настоящего времени не проводились.

В данной работе представлены расчёты поперечной структуры KAWs в окрестности диссипативного слоя, а также приведена оценка плотности потока энергии высыпавшихся в ионосферу надтепловых электронов, способных инициировать и поддерживать SAR arcs средней интенсивности (~1-10 kR).

Модель среды

Рассмотрим простую модель приэкваториальной магнитосферы, в которой неоднородность плазмы направлена поперёк магнитных оболочек. Введём декартову систему координат (x, y, z) , в которой магнитное поле направлено по оси z , неоднородность плазмы – по оси x , а вдоль оси y будем считать плазму и магнитное

поле однородными. В наших расчетах мы использовали следующую модель для экваториального распределения альфвеновской скорости ($v_A = B_0/\sqrt{4\pi\rho_0}$, где ρ_0 - плотность плазмы):

$$v_A = \frac{x_p^2}{2x^2} \left[\frac{x_p}{x} v_{Am} + v_{Ap} - \left(v_{Am} - \frac{x_p}{x} v_{Ap} \right) \tanh \frac{x - x_p}{\Delta_p} \right],$$

v_{Am} , v_{Ap} – характерные значения альфвеновской скорости вблизи плазмопаузы со стороны плазмосферы и внешней магнитосферы соответственно, x_p – радиус середины переходного слоя плазмопаузы, Δ_p - его характерная толщина. В численных расчётах были использованы следующие значения параметров: $v_{Ap} = 200$ км/с, $v_{Am} = 1500$ км/с, $x_p = 4R_E$, $\Delta_p = 0.3R_E$ ($R_E = 6370$ км – радиус Земли). Соответствующее распределение альфвеновской скорости, а также связанных с ней параметров, представлено на рис. 1. Такое распределение $v_A(x)$ типично для приэкваториальной области дневной средневозмущенной магнитосферы.

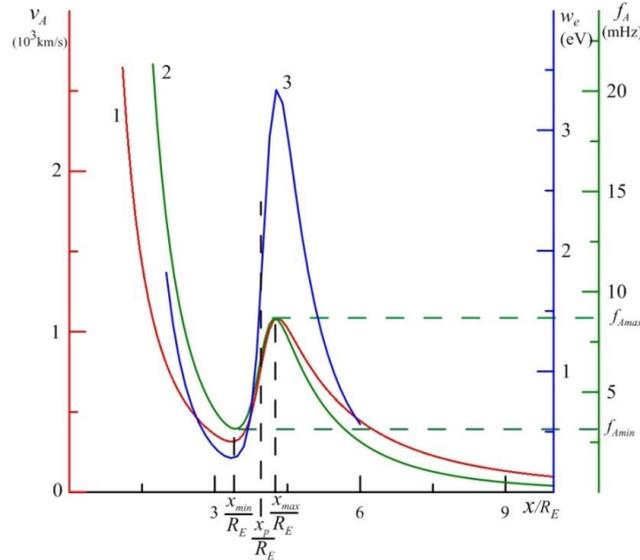


Рисунок 1. Модельные распределения: альфвеновской скорости $v_A(x)$ (красная линия), частоты колебаний основной гармоники стоячих альфвеновских волн $f_A = \omega_A(x)/2\pi$ (зелёная линия) и средней энергии резонансных электронов $w_e = m_e v_A^2(x)/2$ (синяя линия).

Параметром, описывающим поперечную дисперсию КАВ, является квадрат их дисперсионной длины:

$$\Lambda^2 = \begin{cases} -s_e^2, & s_e \gg \rho_s - \text{в "холодной" плазме} \\ \rho_s^2, & s_e \ll \rho_s - \text{в "теплой" плазме} \end{cases},$$

где $s_e = c/\omega_{pe}$ – скин-длина электронов, $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n e^2/m_e}$ – плазменная частота электронов (e, m_e – заряд и масса электрона соответственно, n – концентрация плазмы), $\rho_s = v_{es}/\omega_i$ – ларморовский радиус ионов, где $\omega_i = eB_0/m_i c$ – циклотронная частота ионов, $v_{es} = \sqrt{\gamma T_e/m_i}$. В области диссипативного слоя, где $s_e \sim \rho_s$ параметр Λ^2 является существенно комплексной величиной: $|Im(\Lambda)| \sim |Re(\Lambda)|$. Именно мнимая часть Λ^2 описывает затухание альфвеновской волны, связанное с её резонансом с электронами фоновой плазмы.

Структура резонансной кинетической волны вблизи диссипативного слоя

Рассмотрим следующую задачу (см. [6]). Пусть монохроматическая БМЗ-волна с частотой ω возбуждает кинетическую альфвеновскую волну с «холодной» дисперсией на резонансной поверхности $x = x_A$ (где $\omega = \omega_A(x_A) = k_z v_A(x_A)$), которая расположена слева от точки максимума в распределении альфвеновской скорости. Легко проверить, что вблизи максимума в распределении $v_A(x)$ таких резонансных поверхностей две, слева и справа от $x = x_{max}$ (см. рис. 1). Поперечная структура резонансной кинетической альфвеновской волны для такого случая представлена на рис. 2. Поскольку мы рассматриваем эффекты, связанные с диссипацией КАВs, рассмотрим случай, когда правая резонансная поверхность находится внутри диссипативного слоя (показан на рис.2 бежевой полосой). Волна генерируется на резонансной поверхности $x = x_A$, добегает до диссипативного слоя, где почти полностью поглощается. Поглощение происходит за счёт черенковского резонанса. Механизмом такого взаимодействия является бесстолкновительное затухание Ландау (между волной и электронами фоновой плазмы): тепловая скорость электронов в диссипативном слое близка к альфвеновской скорости ($v_A \approx v_e$).

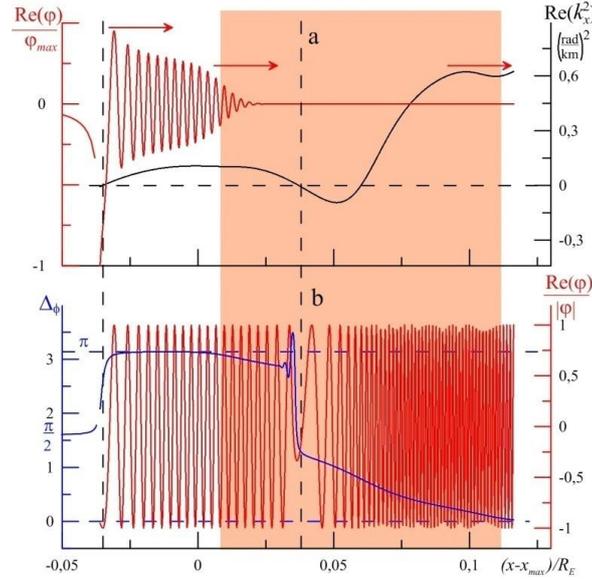


Рисунок 2. Поперечная структура резонансной альфвеновской волны, точка отражения которой x_r (где $Re k_x^2(x_r) = 0$, $k_x^2(x)$ – квадрат поперечного волнового числа), чёрная линия находится внутри диссипативного слоя (показан бежевой полосой). (a) Структура скалярного потенциала $Re(\varphi)/\varphi_{max}$, нормированная на максимальную амплитуду (красная линия). (b) Структура нормированного скалярного потенциала $Re(\varphi)/|\varphi|$ (красная линия) и разность фаз компонент электромагнитного поля $\Delta\varphi$ (синяя линия).

Оценка потока энергии резонансных электронов и возможность формирования SAR arcs

Представления о том, что кинетические альфвеновские волны могут создавать потоки надтепловых электронов, достаточные для формирования SAR дуг, сформировались достаточно давно [7]. Для этого необходимо, чтобы энергия высыпавшихся в ионосферу электронов была близкой к 2 эВ. Как видно из рис. 1, одной из областей, где резонансные с KAWs электроны фоновой плазмы имеют такую энергию, является плазмопауза, где, предположительно, как раз и расположен диссипативный слой. В работе [4] была предложена простая оценка плотности потока энергии, переносимой высыпавшимися в ионосферу резонансными электронами:

$$S_e (\text{эрг/см}^2\text{с}) \approx 10^{-5} \frac{|\bar{B}(\text{нТ})|^2}{8\pi} v_A (\text{км/с}),$$

которая предполагает, что в магнитосфере имеются кинетические альфвеновские волны, амплитуда колебаний магнитного поля которых равна \bar{B} , а резонансные электроны переносят её энергию в ионосферу с альфвеновской скоростью v_A . Если использовать типичные для плазмопаузы оценки параметров магнитосферной плазмы ($v_A = 1000$ км/с) и наблюдаемых в магнитосфере альфвеновских волн ($\bar{B} = 10$ нТ), то плотность потока энергии, переносимой в ионосферу резонансными электронами ~ 0.04 эрг/см²с. По мнению авторов [4], этого достаточно для формирования красных дуг средней интенсивности ($\sim 1-10$ кR).

Однако, из-за интенсивного поглощения, раскачать кинетические альфвеновские волны непосредственно в диссипативном слое невозможно. Единственным вариантом доставки волновой энергии к диссипативному слою является медленное перемещение KAWs поперёк магнитных оболочек. Скорость такого перемещения (групповая скорость KAWs) много меньше альфвеновской. Вся энергия таких волн поглощается резонансными электронами ещё на границе слоя. С учётом этого мы предлагаем следующую оценку для плотности потока энергии резонансных электронов:

$$S_e (\text{эрг/см}^2\text{с}) \approx 10^{-5} \frac{\pi v_A (\text{км/с})}{4n} \left| \frac{\Lambda (\text{км})}{a (\text{км})} \right|^{2/3} \Phi(\theta) \sum_{N=1}^{\infty} N |\bar{B}_N (\text{нТ})|^2.$$

Здесь параметр $|\Lambda/a| \ll 1$ описывает отличие скорости поперечного движения KAWs от скорости Альфвена v_A . Суммирование в приведённой выше формуле проводится по всем гармоникам стоячих альфвеновских волн, где N - номер гармоники, B_N - её амплитуда, a – характерный масштаб изменения альфвеновской скорости в направлении поперёк магнитных оболочек, $\Phi(\theta)$ - параметр, описывающий изменение геометрических размеров сечения магнитной трубки, внутри которой резонансные электроны движутся от экваториальной плоскости до ионосферы [6], n – характерное число длин волн, на котором происходит полное затухание волны вблизи границы диссипативного слоя. Как видно из наших расчётов, представленных на рис. 2а, $n \approx 10$.

Оценка плотности потока энергии по приведённой выше формуле даёт $0.045 \text{ эрг/см}^2\text{с}$ ($N=1$), что численно согласуется с оценкой, полученной по формуле, предложенной Hasegawa и Mima. Однако необходимо учесть, что широкополосный источник способен возбуждать сразу множество гармоник альфвеновских волн на одной и той же резонансной оболочке. Рассчитаем, в качестве примера, плотность потока резонансных электронов в случае прохождения по магнитосфере межпланетной ударной волны с амплитудой $\overline{B}_F = 50 \text{ нТ}$. В результате взаимодействия фронта ударной волны с плазмопаузой, на ней возбуждаются сразу множество гармоник стоячих альфвеновских волн. Поле таких резонансных альфвеновских волн было рассчитано в [6]. Все гармоники этих волн могут добежать до диссипативного слоя и дать вклад в формирование потока резонансных электронов, высыпаящихся в ионосферу. Результат такого расчёта представлен на рис. 3. Видно, что волны, возбуждаемые широкополосным источником, дают поток энергии резонансных электронов примерно на порядок выше того, который получается из оценки вклада только одной основной ($N=1$) гармоники стоячих альфвеновских волн.

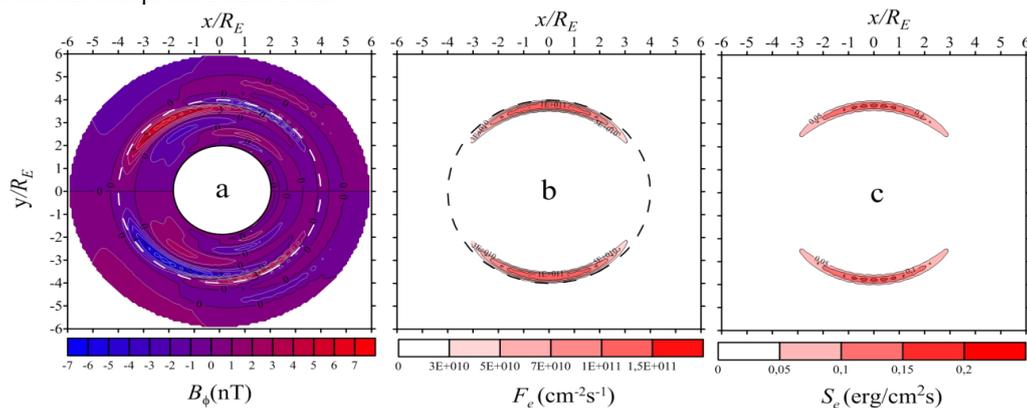


Рисунок 3. (a) Распределение в экваториальной плоскости «тороидальной» компоненты магнитного поля резонансных KAWs, возбуждаемых на плазмопаузе широкополосным источником. (b) Плотность потока резонансных электронов на уровне ионосферы. (c) Плотность потока энергии (на уровне ионосферы), переносимой резонансными электронами.

Заключение

Показано, что кинетические альфвеновские волны в магнитосфере Земли имеют два типа дисперсии. Между такими областями расположен переходный «диссипативный» слой, локализованный вблизи плазмопаузы. В диссипативном слое скорость распространения альфвеновских волн вдоль магнитных силовых линий близка к тепловой скорости электронов, что создаёт условия для их резонансного взаимодействия. Кинетические альфвеновские волны в этом слое полностью загухают, отдавая свою энергию резонансным электронам фоновой плазмы. Предложена новая аналитическая формула для оценки плотности потока энергии резонансных электронов, переносящих энергию KAWs в ионосферу, учитывающая существование широкополосного источника для их генерации и геометрию магнитной трубки, внутри которой резонансные электроны движутся от экваториальной плоскости к ионосфере. Плотности потока энергии таких резонансных электронов оказываются на порядок выше, чем те, что получены по формуле, предложенной Hasegawa и Mima, что лучше согласуется с наблюдениями [6].

Благодарности: Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (проект №22-77-10032).

Список литературы

1. Dmitrienko I.S. (2010, October). Spatio-temporal evolution of thin Alfvén resonance layer. *Journal of Plasma Physics*, 76 (5), 709-734. doi: 10.1017/S002237781000022X
2. Hasegawa A. (1976, October). Particle acceleration by MHD surface wave and formation of aurora. *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, 81, 5083-5090. doi: 10.1029/JA081i028p05083
3. Goertz C.K. (1984, November). Kinetic Alfvén waves on auroral field lines. *Planet. Space Sci.*, 32, 1387-1392. doi: 10.1016/0032-0633(84)90081-3
4. Hasegawa A., Mima K. (1978, March). Anomalous transport produced by kinetic Alfvén wave turbulence. *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, 83 (A3), 1117-1124. doi: 10.1029/JA083iA03p01117
5. Rankin R., Samson J.C., Tikhonchuk V.T. (1999). Parallel electric fields in dispersive shear Alfvén waves in the dipolar magnetosphere. *Geophys. Res. Lett.*, 26, 3601-3604. doi: 10.1029/1999GL010715
6. Leonovich A.S., Kozlov D.A., Vlasov A.A. (2021, October). Kinetic Alfvén waves near a dissipative layer. *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, 126 (10), e29580. doi: 10.1029/2021JA029580
7. Cornwall J.M., Coroniti F.V., Thorne R.M. (1971). Unified theory of SAR arc formation at the plasmapause. *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, 76, 4428-4445. doi: 10.1029/JA076i019p04428