

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ РСФСР ПО ДЕЛАМ НАУКИ И ВЫСШЕЙ ШКОЛЫ  
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ РАДИОФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ (НИРФИ)

---

П р е п р и я т   №   318

О ВОЗМОЖНОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ЭФФЕКТА "ЭХО"  
В ИСКУССТВЕННОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Л.М.Ерухимов  
Л.М.Каган

Нижегород 1991

ЕРУХИМОВ Л.М., КАГАН Л.М.

О ВОЗМОЖНОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ЭФЕКТА "ЭХО" В ИСКУССТВЕННОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ //Препринт № 318.-Н.Новгород: НИРФИ, 1991.-9 с.

УДК 551.510.535

Эффект "эхо-рассеяния" на искусственной ионосферной турбулентности может быть объяснен на основе возбуждения термомагнитной неустойчивости при наличии составляющей электрического поля альфвеновских волн (АВ) вдоль геомагнитного поля, отраженных от границ ионосферного альфвеновского резонатора. Необходимым условием неустойчивости является наличие градиента электронной температуры в направлении дрейфа плазмы. Такие градиенты наблюдаются в возмущенной области ионосферы (ВО) при воздействии на нее мощными лучками радиоволн. Экспериментальным подтверждением предложенного механизма может стать измерение мелкомасштабных флуктуаций магнитного поля АВ непосредственно в ВО.

ERUCHIMOV L.M., KAGAN L.M.

ON POSSIBLE INTERPRETATION OF "ECHO" EFFECT IN ARTIFICIAL IONOSPHERIC TURBULENCE

The effect of "echoscattering" from induced ionospheric turbulence is explained with help of the thermomagnetic instability excitation, considering the component of the geomagnetic field aligned electric field Alfvén waves (AW) reflected from ionospheric Alfvén resonator boundaries. Electron temperature gradient presence in the direction of the plasma drift is the necessary condition of the instability. Such gradients are observed in the ionospheric region modified by powerful radio wave beams. The revealing of the small scale magnetic field fluctuations in modified ionospheric region may be the experimental confirmation of suggested mechanism.

В настоящей заметке предлагается возможный механизм возбуждения искусственной ионосферной турбулентности альфвеновскими волнами и кратко обсуждаются возможные параметры альфвеновских волн.

В 1987 году Ю.М.Ямпольским было обнаружено, что через 35 - 40 секунд после выключения стенда по воздействию на ионосферу в возмущенной области (ВО) ионосферы вновь происходит кратковременный (порядка десяти секунд длительности) всплеск уровня мелкомасштабной искусственной ионосферной турбулентности (ИИТ), вызывающей увеличение поперечника рассеяния радиоволн КВ диапазона. Автор предположил, что этот эффект вызван возбуждением в момент выключения волны накачки (ВН) альфвеновской волны, которая, распространяясь в резонаторе, заключенном между сопряженными точками, после возвращения в ВО вызывает ИИТ /1/.

В /2/ авторами был предложен механизм возникновения мелкомасштабных неоднородностей сильнозамагниченной плазмы, находящейся в поперечном (к геомагнитному полю  $\vec{H}_0$ ) внешнем электрическом поле  $E_{0\perp}$ . Рассмотренная неустойчивость (принадлежащая к классу термомагнитных) основана на том, что при наличии слабого продольного (по отношению к  $\vec{H}_0$ ) тока электронов возникает малая компонента  $\vec{H}$  в направлении  $E_{0\perp}$  (ниже для определенности ось  $x$ ), которая при подходящем расположении векторов  $E_{0\perp}$  и  $\vec{j}_{\parallel}$  может усилить первоначальный ток и привести к его расщеплению.

В /3/ было показано, что такой механизм может реализоваться при воздействии мощным радиозлучением на ионосферу, когда первоначальный продольный ток индуцирован стрикционной силой  $\nabla E^2$ , обусловленной полем плазменных волн. Вместе с тем можно ожидать, что при немономтонном воздействии радиоволнами на ионосферу ВО может

стать источником генерации альфвеновских волн (АВ).

В связи со сказанным разумно предположить, что в столкновительной замагниченной плазме, где АВ имеют продольную компоненту электрического поля (направленную вдоль  $\vec{H}_0$ ) (см., например, /4/)

$$E_{A,\parallel} = \frac{cH_0}{4\pi\sigma_{\parallel}} \left[ \vec{k}_{A,\perp} \times \vec{h}_{A,\perp} \right] \quad (I)$$

( $c$  - скорость света,  $\sigma_{\parallel}$  - продольная проводимость плазмы,  $k_{A,\perp} \equiv k_{A,y}$  и  $h_{A,\perp} \equiv h_{A,x}$  - соответственно поперечные компоненты волнового вектора и вектора относительной возмущенности магнитного поля  $\vec{h} = \vec{H}/H_0$  в АВ), продольные токи АВ ( $j_{A,\parallel} = \sigma_{\parallel} E_{A,\parallel}$ ) могут приводить к нагреву электронов. При наличии в плазме продольного флуктуационного поля  $\vec{E}_{\parallel}$ , образованного из внешнего поперечного к  $\vec{H}_0$  поля  $E_{O\perp} \equiv E_{Ox}$ , за счет флуктуационного отклонения силовой линии  $\vec{H}_0$  на величину  $\vec{H}_x$  ( $\vec{E}_{\parallel} = -E_{Ox} \vec{H}_x/H_0$ ) переменный альфвеновский ток  $j_{A,\parallel}$  может обеспечить необходимую фазировку с  $\vec{E}_{\parallel}$  и вызвать квазистационарный (на временах  $t > \omega_A^{-1}$ ,  $\omega_A$  - частота АВ) нагрев электронов.

Уравнение для возмущенной температуры электронов  $\tilde{\theta}_e = \tilde{T}_e/T_0$ , вызванных нагревом интерференционной компонентой  $j_{A,\parallel} \vec{E}_{\parallel}$ , с учетом дрейфа плазмы со скоростью  $v_d \equiv v_{dy} = cE_{Ox}/H_0$  можно представить в виде

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \delta_3 v_e + v_d \frac{\partial}{\partial y} \right) \tilde{\theta}_e = \frac{2}{3} \frac{e^2 E_{Ox} E_{A,\parallel}}{m v_e T_0} \tilde{h}_x. \quad (2)$$

Здесь  $\delta_3 = \delta + \ell_{sv}^2 \frac{\partial}{\partial z^2} + \beta_e^2 \Delta_{\perp}$  - доля энергии, передаваемая электронами частицам другого сорта при соударениях,  $\ell_{sv}$  и  $\beta_e$  - соответственно длина свободного пробега электронов и их гирорадиус, а  $\partial^2/\partial z^2$  и  $\Delta_{\perp}$  - компоненты оператора  $\Delta$  в направлении  $\vec{H}_0$  и в плоскости, ортогональной  $\vec{H}_0$ .

В (2) учтено, что в условиях верхней ионосферы  $v_e = v_{ei} + v_{en} \approx v_{ei} \sim T_e^{-3/2}$ . Можно показать, что наличие температурной зависимости  $v_{ei}$  наиболее существенно сказывается на возникновении и

составляющей продольного электрического поля

$$\tilde{E}_{\parallel} = -\frac{3}{2} \frac{\nu_{ei}}{\nu_e} E_{A,\parallel} \tilde{\theta}_e, \quad (3)$$

которая при наличии градиента  $\nu_e$  (точнее, температурного градиента  $T_0$ , имеющего характерный масштаб  $L_T \approx -T_0 / (\partial T_0 / \partial y)$ ) в направлении дрейфа плазмы, приведет к генерации флуктуационной компоненты магнитного поля  $\tilde{h}_x$  за счет возникновения  $\text{rot } \tilde{E}_{\parallel} \sim L_T^{-1}$ . Возмущение магнитного поля можно описать следующим уравнением:

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + v_d \frac{\partial}{\partial y} - \hat{D}_m \Delta \right) \tilde{h}_x = \frac{3}{4} \frac{c^2 m \nu_{ei} h_{A,x}}{\lambda_{A,y} e^2 N L_T} \tilde{\theta}_e, \quad (4)$$

где  $\hat{D}_m$  - тензор диффузии магнитного поля, а  $\lambda_{A,y} = \frac{2\pi}{k_{A,y}}$ . Из (2) и (4) с учетом (1) и (3) получаем

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + v_d \frac{\partial}{\partial y} + \delta_3 \nu_e \right) \left( \frac{\partial}{\partial t} + v_d \frac{\partial}{\partial y} - \hat{D}_m \Delta \right) \tilde{h}_x = A \tilde{h}_x,$$

где

$$A = 16\pi^2 \frac{\nu_{ei}}{\nu_e} D_m \lambda_{A,y}^{-2} \beta v_d h_{A,x}^2 / L_T, \quad (5)$$

$$\beta = \frac{H_0^2}{16\pi N T_0}, \quad D_m = \frac{c^2}{4\pi \epsilon_{\parallel}}$$

В Фурье-представлении для  $\tilde{h}_x \sim \exp(i\omega t + \gamma t - ik_x x)$  приходим к следующему дисперсионному уравнению:

$$(i\Omega + \gamma + \delta_3 \nu_e)(i\Omega + \gamma + \hat{D}_m k^2) = A, \quad (6)$$

$$\Omega = \omega - \kappa_y v_d.$$

Из (6) непосредственно следует, что решение, соответствующее действительным  $\Omega$  и  $\gamma$ , существует лишь при  $\Omega = 0$ .

Отсюда, полагая  $\omega = \kappa_y v_d$ , для случая, аperiodической (по  $\Omega$ ) неустойчивости имеем

$$\gamma = - \frac{\hat{D}_m \kappa^2 + \delta_3 v_e}{2} \times \left\{ 1 \pm \sqrt{1 + 4(A - \delta_3 v_e \hat{D}_m \kappa^2) / (\hat{D}_m \kappa^2 + \delta_3 v_e)^2} \right\}. \quad (7)$$

Из (7) непосредственно следует условие возникновения неустойчивости

$$L_T > 0, \quad h_{A,x}^2 > \beta^{-1} \frac{\lambda_{A,y}^2 \delta_3 L_T}{4 \ell_{||}^2 v_{ei} v_d} \left( 1 + \frac{D_{m\perp} \ell_{||}^2}{D_m \ell_{\perp}^2} \right). \quad (8)$$

Из (8) видно, что основными параметрами, определяющими пороговое поле АВ, являются ее поперечная длина волны, скорость дрейфа плазмы, масштаб возмущений  $L_T$ . Для условий воздействия мощными радиоволнами на ионосферу, адекватных условиям, в которых проводились эксперименты /1/, можно считать, что  $\ell_{||} \approx 2 \cdot 10^6$ ,  $L_T \approx 10^7$ ,  $v_d \approx 10^4$  см/с. Тогда, учитывая, что  $\beta \sim 5 \cdot 10^4$ , получаем  $h_{A,x} \approx 2 \cdot 10^{-2} \lambda_{A,y} / \ell_{||}$ . Таким образом, пороговая величина  $h_{A,x}$  зависит от одного неизвестного параметра — поперечной длины альфвенновской волны. Если речь идет об АВ, отраженной от сопряженной точки ионосферы, то с учетом прохождения АВ через магнитосферу мы должны считать  $\lambda_{A,y} \approx 10^4$  см. Тогда  $h_{A,x}$  должно превышать  $3,5 \cdot 10^{-4}$ , т.е.  $H_{A,x} > 14$  гамм. Альфвенновские волны с такой длиной волны конечно легче возбуждать в возмущенной радиоволнами об-

ласти (ВО) ионосферы. Трудность состоит в том, что объяснить их "непрохождение" в поверхности Земли.

Предположим, что АВ могут иметь меньшую длину волны, в частности  $\lambda_{A,y} \approx \ell_y$ , что понижает пороговое значение  $H_{A,x}$  до  $I + 2$  гамм. Привлекательность такого предположения состоит в том, что АВ, имеющая продольную фазовую скорость  $v_{A,\parallel}$  при  $\lambda_{A,\parallel} \approx 3 \cdot 10^6$  см (т.е. примерно равной продольному масштабу ВО), может попасть в синхронизм с возмущениями, которые перемещаются вдоль оси  $y$  со скоростью  $v_d$ . Для этого необходимо, чтобы  $v_d k_y = k_{\parallel} v_{\phi\parallel}$  ( $v_{\phi\parallel}$  - продольная фазовая скорость АВ).

Для мелкомасштабных АВ для ионосферы (см. /5, 6/)

$$\omega_A = \frac{k_{\parallel} v_A}{\sqrt{1 + k_{\perp}^2 c^2 / \omega_0^2}} \approx \frac{\lambda_{A,\perp} v_A \omega_0}{\lambda_{A,\parallel} c},$$

где  $v_A = H_0 / \sqrt{4\pi MN}$ , а  $\omega_0$  - плазменная частота электронов, т.е.

$$f_A = \frac{\omega_A}{2\pi} \approx \sqrt{\frac{\pi}{M}} \frac{\lambda_{A,\perp}}{\lambda_{A,\parallel}} f_H,$$

где  $f_H = \omega_H / 2\pi$  - гирочастота электронов. Если принять, что  $v_{\phi,\perp} = \omega_A / k_{\perp} \approx (\lambda_{A,\perp} / \lambda_{A,\parallel}) \sqrt{\pi / M} f_H$  должна примерно совпадать с  $v_d$ , то можно получить, что продольный масштаб длины волны АВ

$$\lambda_{A,\parallel} \approx \sqrt{\frac{\pi}{M}} \lambda_{A,\perp}^2 f_H / v_d.$$

Откуда для  $\lambda_{A,\perp} \approx 1,5 \cdot 10^3$  см имеем  $\lambda_{A,\parallel} \approx 3 \cdot 10^6$ , что соответствует вертикальным размерам возмущенной радиоволнами области ионосферы. При этом  $f_A \approx v_d / \lambda_{A,\perp} \approx 6 + 7$  Гц<sup>\*)</sup>, а продольная групповая скорость АВ  $v_{g\parallel} \approx \frac{d\omega_A}{dk_{\parallel}} \approx \sqrt{\frac{\pi}{M}} \lambda_{A,\perp} f_H \approx v_d \frac{\lambda_{A,\parallel}}{\lambda_{A,\perp}}$

и  $f_A \approx 3$  Гц. <sup>\*)</sup>Для  $v_d \approx 5 \cdot 10^3$  см/с соответственно имеем  $\lambda_{A,\parallel} \approx 6 \cdot 10^6$  см

и составляет  $1,5 \cdot 10^7$  см/с при  $\lambda_{A,II} / \lambda_{A,I} \approx 0,5 \cdot 10^3$ . Отсюда, зная время запаздывания  $t_R$  ( $t_R \approx 35$  с) эффекта "эхо-рассеяния", можно оценить расстояние от В0 до области, где происходит отражение АВ:

$$R \approx \frac{v_{гр,II} t_R}{2} \approx 2,6 \cdot 10^8 \text{ см.}$$

Эта величина близка к характерному времени ионосферного альфвеновского резонатора. Очевидно, что поперечная групповая скорость настолько мала ( $v_{гр,I} \sim v_d$ ), что смещение АВ за время прохождения по резонатору составит всего несколько километров.

Таким образом, можно получить непротиворечивое объяснение эффекту "эхо", если предположить наличие мелкомасштабных АВ в В0. Обстоятельствами, придающими оптимизм, при этом могут служить соображения, согласно которым мелкомасштабные возмущения могут сильно затухать в нижней части ионосферы. Кроме того, как уже отмечалось, указанная неустойчивость существует только для  $\Omega = 0$ , т.е. для типа АВ, попадающих в синхронизм  $\omega_A = k_y v_d$ . При этом имеются некоторые трудности с условиями отражения АВ от верхней стенки резонатора, поскольку  $\lambda_{A,II}$  достаточно мала и требуются большие градиенты для появления отражения. Причиной для отражения могут быть как высотные изменения молекулярного состава ионосферы (хотя величина  $M$  входит всего под знак корня) и резкие изменения продольной или дрейфовой скорости плазмы на больших высотах, так и наличие слоя с повышенной турбулентностью плазмы, способного вызвать обратное рассеяние АВ.

Приходящие назад (в В0) альфвеновские волны могут иметь другую частоту (за счет эффекта Доплера). Это должно привести как к изменению доплеровской частоты рассеянного ИИТ сигнала, так и к его раздвоению на частотной оси, особенно с учетом различия скоростей дрейфа в различных участках В0 ( $\tilde{v}_d = (c E_{01} / H_0) (1 + N(r) / N_0)$ ,  $N(r)$ ,  $N_0$  - распределение концентрации в возмущенной области и вне ее соответственно). При этом существенную роль могут играть стоячие АВ. Заметим, что дополнительное усиление эффекта "эхо",



в том числе и за счет более эффективной генерации АВ в области ионосферы, возмущенной радиоволнами, можно ожидать при образовании стоячей альфвеновской волны при рассеянии на неоднородностях в области возмущения (см./7/) или при отражении ее от более низких(чем уровень В0) уровней ионосферы. Обсуждение таких возможностей предполагается провести отдельно.

Последнее необходимо и для согласования величин Н в АВ с наблюдаемыми на поверхности Земли.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Ямпольский Ю.М. "Эхо-рассеяние" КВ сигналов на искусственной ионосферной турбулентности//Изв.вузов. - Радиофизика. - 1989. - Т.32, № 4. - С.519.
2. Ерухимов Л.М., Каган Л.М. Тепловая и термомагнитная неустойчивости неэлектростатической плазмы в слабонеоднородном электрическом поле//Препринт № 310. - Горький: НИРФИ. - 1990. - 18 с., Изв.вузов. - Радиофизика. - 1991. - Т.34. - в печати.
3. Ерухимов Л.М., Гольдшмидт О.Ю. Об одном типе термомагнитной неустойчивости при воздействии мощным радиоизлучением на ионосферу//Изв.вузов. - Радиофизика. - в печати.
4. Гинзбург В.А. Распространение электромагнитных волн в плазме. - М.: Наука, 1967. - 683 с.
5. Ахиезер А.И., Ахиезер И.А. и др. Электродинамика плазмы. - М.: Наука, 1979. - 719 с.
6. Леонович А.С., Мазур В.А. Теория стоячих альфвеновских волн в магнитосфере. Часть I. Монохроматические колебания//Препринт № 25-87. - Иркутск: Сиб.ИЗМИР АН СССР, 1987. - 28 с.
7. Гольдшмидт О.Ю. Распространение альфвеновских волн в трехмерной случайно-неоднородной среде// Курсовая работа, ИТУ, - Горький, 1989.

Дата поступления статьи  
21 декабря 1990 г.