

УДК: 533.951

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР В НЕУСТОЙЧИВОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

© 2013 г. Н. И. Ижовкина

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, (ИЗМИРАН),  
г. Троицк, г. Москва*

*e-mail: izhovn@izmiran.ru*

Поступила в редакцию 05.05.2011 г.

После доработки 13.07.2011 г.

Вихревая структура придает дополнительную устойчивость плазменным неоднородностям, вытянутым вдоль силовых линий магнитного поля. Плазменные неоднородности с размерами ~ несколько десятков километров регистрируются в верхней ионосфере с помощью аппаратуры на ракетах и спутниках. Регистрируемый масштаб неоднородностей определяется пространственно-временным разрешением аппаратуры. В экспериментах с бариевыми облаками и струями в ионосфере наблюдались неоднородные структуры при расслоении плазменной неоднородности на страты с характерными размерами страт поперек геомагнитного поля ~ метры–десятки метров. В работе показано, что в неустойчивой плазме возможна генерация плазменных вихрей при нарушении квазинейтральности плазмы. Появление собственного магнитного поля вихря вызовет локальные возмущения геомагнитного поля. В неоднородной плазме с неустойчивым электронным компонентом возможны взаимодействия между плазменными вихрями. Такие взаимодействия связаны с трансформацией фазового объема свободных электростатических колебаний в пространстве частота – волновой вектор.

DOI: 10.7868/S0016794013030097

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Генерация и разрушение плазменных неоднородностей представляют интерес в исследованиях физических и физико-химических процессов в разнообразных природных и искусственных плазменных образованиях. В пространственно-временной картине электростатических колебаний и электромагнитных излучений проявляется электродинамика неоднородных плазменных образований в ионосфере и магнитосфере [Ижовкина и др., 1999, 2000, 2008; Ижовкина 2010; Гдалевич и др., 2003, 2006]. Инкременты роста электромагнитных волн в неустойчивой магнитосферно-ионосферной плазме существенно ниже инкрементов электростатических колебаний. На образование неоднородных плазменных структур в ионосфере могут влиять волны разной природы. Например, пакеты акустико-гравитационных волн, затухающие в динамо – области ионосферы, расположенной на высотах ~100–130 км, могут стимулировать образование неоднородных плазменных структур как в динамо – области ионосферы, так и выше этой области. Электромагнитные волны могут вызвать стимулированное высыпание потоков заряженных частиц из магнитосферы в ионосферу, что также может быть причиной появления ионосферных плазменных неоднородностей. Электростатическая неустойчивость ионосферной плазмы – основная причина формирования неоднородных плазмен-

ных структур с размерами неоднородностей в широком пространственном диапазоне от нескольких метров до сотен километров. Верхний предел ограничен размерами самой природной системы. С учетом неустойчивости электронного компонента плазмы можно предположить, что возможно появление короткоживущих малых по амплитуде плазменных неоднородностей сантиметрового диапазона. В этой работе рассматриваются плазменные неоднородности в замагниченной плазме с размерами поперек геомагнитного поля, превышающими ларморовский радиус ионов. Вихревая структура неоднородностей способствует их дополнительной устойчивости, следовательно, и возможности их обнаружения и исследований [Незлин и Черников, 1995; Абурджания, 2006; Моисеев и др., 1982, 1983].

В работе показано, что в неустойчивой плазме возможны генерация плазменных вихрей при нарушении квазинейтральности плазмы и масс-энергетический обмен между отдельными плазменными вихрями. Появление собственного магнитного поля вихря вызовет локальные возмущения геомагнитного поля. Указанные эффекты связаны с трансформацией фазового объема свободных электростатических колебаний в пространстве частота – волновой вектор в неоднородной плазме. В этом механизме следует отметить особую роль быстро нарастающих мелкомасштабных колебаний электронного компонента ионосферной плазмы в

широкой полосе частот, захватывающей несколько первых гармоник гирочастоты электронов [Ижовкина и др., 1999, 2000, 2008]. Области с нулевым градиентом плотности плазмы окружены шубой поляризованных потоков заряженных частиц, генерируемых при затухании электростатических колебаний в областях с ненулевыми градиентами плазменной плотности.

Генерация вихревых плазменных структур в замкнутой плазме с неустойчивым электронным компонентом, по-видимому, связана с потоками энергии и частиц при развитии мелкомасштабной электростатической турбулентности. В работе [Ижовкина, 2010] показана возможность формирования крупномасштабных областей пониженной плотности плазмы в процессе развития электростатической турбулентности и дрейфа плазменных вихрей, увлекаемых планетарным гравитационно-тепловым ионосферным возмущением при смещении подсолнечной точки.

## 2. МАСС-ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЕННЫХ ВИХРЕЙ

В этой работе исследуется возможность масс-энергетического обмена между вихревыми структурами. Зарождение плазменных неоднородностей может быть инициировано немонотонным расслоением по плотности крупномасштабной плазменной неоднородности. Такое расслоение может быть связано с немонотонной зависимостью диэлектрической проницаемости электростатических колебаний от пространственных координат при монотонной начальной зависимости от координат плазменной плотности [Ижовкина и др., 2000]. Поляризованные потоки заряженных частиц из областей нагрева плазмы электростатическими колебаниями могут инициировать формирование плазменных вихревых структур, при этом локально в области распространения потоков квазинейтральность плазмы может нарушаться. Электродинамика вихревых структур в ионосфере играет важную роль в формировании крупномасштабных плазменных неоднородностей, волноводных каналов для распространения электромагнитных волн. Вихревые структуры могут существенно влиять на диффузию плазмы и плазмо-химические процессы в ионосфере и других плазменных образованиях.

Для изучения влияния взаимодействия вихревых структур на сохранение таких структур, их затухание или усиление, рассмотрим модель вихревой структуры. Подобные модели представлены в работах [Незлин и Черников, 1995; Абурджания, 2006; Моисеев и др., 1982, 1983].

Можно предположить, что для самосогласованного плазменного вихря плотность плазмы,

температура и потенциал вращающегося электрического поля связаны распределением Больцмана [Незлин и Черников, 1995]. Предположим, что плотность плазмы однородна в отсутствие электрического поля, удерживающего плазменную неоднородность – вихрь.

Для вывода уравнения сохранения вихря используются уравнения движения и непрерывности в плоскости, ортогональной магнитному полю, для ионного компонента плазмы

$$u_t + uu_x + vu_y - \Omega_{0i}v + (e/M)\Phi_x + v_{in}u = 0, \quad (1)$$

$$v_t + uv_x + vv_y + \Omega_{0i}u + (e/M)\Phi_y + v_{in}v = 0, \quad (2)$$

$$N_t + (Nu)_x + (Nv)_y = 0, \quad (3)$$

где  $M$  – масса иона,  $\Omega_{0i}$  – циклотронная частота иона,  $u, v$  – компоненты скорости иона по осям  $x, y$ ;  $v_{in}$  – частота столкновений ионов с нейтралами,  $N$  – концентрация частиц ионизованного компонента плазмы,  $\Phi$  – потенциал электрического поля. При рассмотрении плазменных процессов в масштабах времени  $\tau < v_{in}^{-1}$  затуханием плазменного вихря при столкновениях заряженных частиц (ионов) с нейтралами можно пренебречь (плазменный вихрь сохраняется). Дифференцируя первое уравнение (1) по  $y$ , второе (2) – по  $x$ , и вычитая первое из второго, получим

$$(v_x - u_y)_t + u(v_x - u_y)_x + v(v_x - u_y)_y + (v_x - u_y)(u_x + v_y) + \Omega_{0i}(u_x + v_y) + v_{in}(u_x - v_y) = 0. \quad (4)$$

Используя проекцию ротора скорости на ось  $z$ , равную  $\Omega' = v_x - u_y$ , можно вывести с учетом уравнения непрерывности (и несжимаемости) уравнение сохранения потенциальной завихренности для бесстолкновительной плазмы ( $v_{in} = 0$ )

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\Omega' + \Omega_{0i}}{N} \right) = 0. \quad (5)$$

Учитывая, что компоненты дрейфовой скорости составляют  $u = -e\Phi_y / (M\Omega_{0i})$ ,  $v = e\Phi_x / (M\Omega_{0i})$  и ротор дрейфовой скорости

$$\Omega' = v_x - u_y = e(\Phi_{xx} + \Phi_{yy}) / (M\Omega_{0i}), \quad (6)$$

из уравнения сохранения (5), производя дифференцирование с учетом зависимости  $N$  от  $y$  и  $\Phi$ , можно получить уравнение потенциала плазменного вихря

$$(\Delta\Phi)_t - \frac{e}{T}\Phi_t\Delta\Phi + \frac{e}{M\Omega_{0i}}\Delta\Phi\frac{e}{T} \times \left( \Phi \frac{\partial\Phi}{\partial x} \frac{\partial\ln T}{\partial y} - \Phi \frac{\partial\Phi}{\partial y} \frac{\partial\ln T}{\partial x} \right) + \frac{e}{M\Omega_{0i}}J(\Phi, \Delta\Phi) = 0, \quad (7)$$

где  $J(\Phi, \Delta\Phi) = \Phi_x(\Delta\Phi)_y - \Phi_y(\Delta\Phi)_x$  – векторная нелинейность, якобиан. Для  $\Omega' \neq 0$  следует  $\Delta\Phi \neq 0$ , и уравнение (7) может быть представлено в виде

$$\frac{\partial \ln(\Delta\Phi)}{\partial t} - \frac{e}{T} \Phi_t + \frac{e}{M\Omega_{0i}} T \left( \Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial \ln T}{\partial y} - \Phi \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{\partial \ln T}{\partial x} \right) + \frac{e}{M\Omega_{0i}} J(\Phi, \ln(\Delta\Phi)) = 0, \quad (8)$$

где  $J(\Phi, \ln(\Delta\Phi)) = \Phi_x(\ln(\Delta\Phi))_y - \Phi_y(\ln(\Delta\Phi))_x$ .

Для фронтального температурного скачка при  $\partial \ln T / \partial y \gg \partial \ln T / \partial x$  при скорости дрейфа вихря  $v_{dw}$ , используя преобразование  $\partial / \partial t = -v_{dw} \partial / \partial x$ , можно получить уравнение, похожее на обобщенное уравнение Хасегава-Мимы (ОХМ-уравнение), [Незлин и Черников, 1995]

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[ -v_{dw} \ln(\Delta\Phi) + \frac{e}{T} v_{dw} \Phi + \frac{e}{M\Omega_{0i}} T \frac{e}{2} \frac{\partial \ln T}{\partial y} \Phi^2 \right] + \frac{e}{M\Omega_{0i}} J(\Phi, \ln(\Delta\Phi)) = 0, \quad (9)$$

где при условии равенства нулю первого слагаемого в нуль обращается и второе, связанное с векторной нелинейностью. Иными словами, если функция в квадратных скобках в выражении (9) не зависит от  $x$ , член, связанный с векторной нелинейностью, равен нулю. В отличие от вывода ОХМ-уравнения [Незлин и Черников, 1995], было использовано предположение об однородности плазмы при  $\Phi = 0$ . При  $\Omega' \neq 0$  наложение дипольного температурного возмущения позволило выделить условия, при которых дисперсия и нелинейность Кортвега–де-Вриза взаимно скомпенсированы. При этом и векторная нелинейность обращается в нуль.

Электрическое поле плазменного вихря составляет

$$\mathbf{E} = \ln(N/N_0)(\nabla T)/e + (T/e)\nabla \ln N, \quad (10)$$

скорость вращения частиц плазмы в скрещенных полях, электрическом поле вихря и внешнем магнитном поле, соответственно, равна

$$\mathbf{V}_d = \left[ \frac{c}{eB^2} \right] \times \{ \ln(N/N_0)[\nabla T \times \mathbf{B}] + T[\nabla \ln N \times \mathbf{B}] \}, \quad (11)$$

если можно предположить, что для самосогласованного плазменного вихря концентрация частиц плазмы, температура электронного компонента и потенциал вращающегося электрического поля связаны распределением Больцмана [Незлин и Черников, 1995]. Плотность энергии  $W_1$  вихря составляет

$$W_1 = (8\pi e^2)^{-1} \{ \ln(N/N_0)\nabla T + T\nabla \ln N \}^2, \quad (12)$$

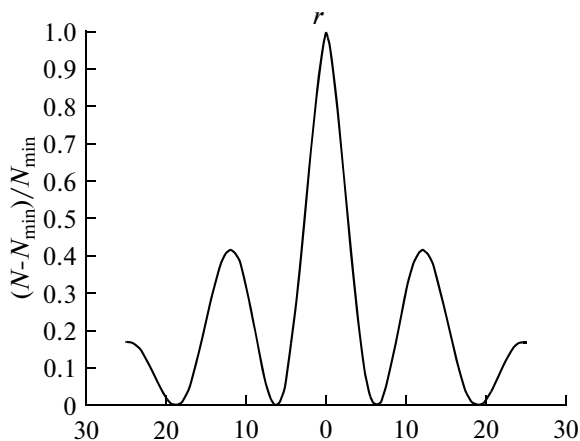
где распределение концентрации частиц в плазменной вихревой структуре задано в виде  $N = N_0 \exp(e\Phi/T(y))$ ,  $T$  – температура электронного компонента,  $N_0$  – концентрация частиц для  $\Phi = 0$ . Предполагается, что плотность и температура спадают по радиусу и не зависят от азимутального угла. Вне области плазменной неоднородности потенциал  $\Phi$  вращающегося электрического поля равен нулю. В используемой системе координат ось  $z$  направлена вдоль геомагнитного поля. В сохранении вихревой структуры важную роль играет выполнение условия однородности геомагнитного поля. В реальных геофизических условиях это требование не выполняется, например, при пересечении вихревой структурой поверхности геомагнитного экватора [Ижовкина, 2010].

Скорость частиц плазмы в вихревой структуре при изменении направления внешнего магнитного поля  $\mathbf{B}$  на  $(-\mathbf{B})$  в теоретической модели должна изменить знак. Это связано с ускорением частиц, но магнитное поле работы не совершает. Электрическое поле плазменного вихря связано непосредственно с самосогласованным вращением вихревой структуры, а не с каким-либо внешним источником. При указанных изменениях направления магнитного поля на пути движения вихря может включиться эффект катапульты (пращи). При этом движение частиц по инерции приведет к нарушению самосогласованного вращения вихревой структуры. При пересечении плазменным вихрем геомагнитной экваториальной поверхности при дрейфе вихря поперек  $L$ -оболочек векторное произведение в выражении (11), связанное с  $[\nabla\Phi \times \mathbf{B}]$ , существенно меняет направление. Следствием этого может быть затухание плазменного вихря [Ижовкина, 2010]. Затухание может быть связано и с другими причинами, например, с возмущениями электрического поля вихря внешними источниками.

При затухании электрического поля, ортогонального геомагнитному полю, может наблюдаться поляризационный дрейф заряженных частиц из области затухания. Скорость дрейфа составляет [Редерер, 1972]

$$v_d = m_{e,i} c^2 (\partial E_{\perp} / \partial t) / (q_{e,i} B^2), \quad (13)$$

где  $m_{e,i}$ ,  $q_{e,i}$  – масса и заряд электронов и ионов,  $E_{\perp}$  – компонент электрического поля, ортогональный внешнему магнитному полю;  $t$  – время. Скорости поляризационного дрейфа электронов и ионов различны, что может привести к появлению локальных токов. На градиентах плазменной плотности и температуры электронного компонента плазмы, формирующихся при затухании электростатических колебаний и вихрей, пересекающих геомагнитную экваториальную поверхность, могут усиливаться плазменные вихри, дви-



Распределение плазменной плотности ортогонально геомагнитному полю при симметричном отклонении страт от плазменной неоднородности с учетом немонотонной зависимости диэлектрической проницаемости электростатических колебаний от координат при монотонной начальной зависимости от координат плотности плазмы. Расстояние от центра неоднородности ортогонально геомагнитному полю выражено в ларморовских радиусах ионов. Плотность плазмы нормирована относительно ее минимального значения в области пониженной плотности плазмы. Затухание электростатических колебаний электронного компонента плазмы на градиентах плазменной плотности может инициировать зарождение вихревой структуры в плазменных неоднородностях, отслоившихся стратах, с учетом электрических полей, возникающих в поляризационных потоках заряженных частиц.

жущиеся вдоль такой поверхности. Следует отметить, что плазменный вихрь может двигаться как целое в скрещенных полях, геомагнитном и внешнем постоянном электрическом поле. Вихрь может быть вовлечен в движение гравитационно-теплого возмущения ионосферной плазмы планетарного масштаба при смещении подсолнечной точки.

На устойчивость, рост или затухание плазменных вихрей влияют не только неоднородность геомагнитного поля на пути их распространения, столкновения частиц вихря с компонентами плазмы, включая неионизованные компоненты, но и взаимодействия вихревых структур между собой. Далее показано, что такие взаимодействия в неустойчивой плазме играют важную роль в динамике вихревых структур при их столкновениях и без непосредственных столкновений между вихревыми структурами.

На рисунке представлено распределение плотности по радиусу в цилиндрической системе координат с осью  $z$ , направленной вдоль внешнего магнитного поля, при симметричном отклонении страт от плазменной неоднородности. Расслаиваться может естественная крупномасштабная неоднородность или искусственно созданная

неоднородность, например, струя или облако барьера [Haerendel, 1973; Haerendel et al., 1983; Kelley and Livingston, 2003]. Такое расслоение может быть связано с немонотонной зависимостью диэлектрической проницаемости электростатических колебаний от координат при монотонной начальной зависимости от координат плотности плазмы [Ижовкина и др., 2000]. Важную роль для расслоения играет неустойчивость как ионного, так и электронного компонентов плазмы. Расстояние на рисунке выражено в ларморовских радиусах тепловых ионов, плотность нормирована на минимальную плотность в областях пониженной плотности, расположенных между стратами. Рисунок представляет неустойчивое плазменное образование, которое может трансформироваться под воздействием электростатических колебаний и потоков заряженных частиц, возникающих в таком образовании при затухании колебаний. В областях с ненулевыми градиентами плазменной плотности затухают электростатические колебания электронного компонента плазмы при их распространении в область пониженной плазменной плотности [Ижовкина и др., 2000].

Трансформация, сокращение, расширение объема свободных электростатических колебаний в пространстве частота — волновой вектор с изменением плотности плазмы видны в операторном представлении диэлектрической проницаемости.

Общее выражение для диэлектрической проницаемости электростатических колебаний,  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{E}$ , горячей замагниченной плазмы имеет следующий вид [Kennel, 1966; Kennel and Engelmann, 1966; Kennel and Petchek, 1966]

$$\varepsilon = 1 + \frac{\omega_p^2}{k^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int dv J_n^2 \left( \frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\Omega} \right) \times \left( k_z \frac{\partial f_0}{\partial v_z} + \frac{n\Omega}{v_{\perp}} \frac{\partial f_0}{\partial v_{\perp}} \right) / (\omega - n\Omega - k_z v_z), \quad (14)$$

где, например, для электронного компонента плазмы  $\omega_p^2 = 4\pi N e^2 / m$ ;  $e$ ,  $m$  — заряд и масса электрона;  $v_{\perp}$ ,  $v_z$  — ортогональная и параллельная относительно внешнего магнитного поля составляющие скорости частиц;  $k_z$ ,  $k_{\perp}$  — соответственно продольная и ортогональная составляющие волнового вектора  $\mathbf{k}$  электростатических возмущений,  $J_n$  — функции Бесселя первого рода. Из выражения (14) видно, что амплитуда колебаний кривой  $\varepsilon(\omega, \mathbf{k})$  относительно 1, связанных с изменением параметров задачи, пропорциональна плотности плазмы. Появление собственных частот возможно при амплитуде колебаний кривой  $\varepsilon$ , превышающей 1. При амплитуде колебаний меньше 1 собственные частоты исчезают ( $\varepsilon \neq 0$  ни в одной из точек  $(\omega, \mathbf{k})$ -пространства) — происхо-

дит обрезание спектра электростатических колебаний с уменьшением плотности плазмы. Выбор функции распределения обусловлен рассмотрением электростатической неустойчивости плазмы в верхней ионосфере в области квазизахвата заряженных частиц геомагнитным полем и выпадения частиц в ионосферу. Предположим, что в распределении заряженных частиц по питч-углам присутствуют как захваченные геомагнитным полем, так и выпадающие частицы. Электростатическая неустойчивость может быть связана с потоками фотоэлектронов в ионосфере, освещенной Солнцем, или потоками выпадающих заряженных частиц.

При распространении колебаний в область пониженной плотности плазмы происходит непрерывное сокращение фазового объема свободных колебаний в пространстве частота—волновой вектор [Ижовкина и др., 2000]. Со стороны высоких частот спектра колебания при этом переходят в режим вынужденных возмущений, и в областях пониженной плотности плазмы они затухают и нагревают плазму. Поскольку колебания поляризованы под косым углом к внешнему магнитному полю, затухание поперечной к магнитному полю составляющей поля колебаний неизбежно вызовет поляризационный дрейф заряженных частиц (13). Скорость ионов при поляризационном дрейфе выше скорости электронов. В поляризационных потоках появляется разделение зарядов в направлении, ортогональном геомагнитному полю. Поляризационные потоки распространяются из областей с ненулевым градиентом плотности и поэтому относительно областей с нулевым градиентом анизотропны.

Электрическое поле, связанное с разделением зарядов в поляризационных потоках, инициирует дрейф заряженных частиц. Дрейф возникает в скрещенных полях, электрическом и геомагнитном. При возникновении дрейфа может зародиться вихревая структура плазменной неоднородности. Относительно отдельной плазменной страты поляризационный дрейф заряженных частиц стохастичен. Электрическое поле при разделении заряда в поляризационных потоках частиц также стохастично, мультипольно, но можно предположить, что поляризационный дрейф важен для зарождения вихревой структуры плазменной неоднородности. Электростатические колебания электронного компонента, затухающие преимущественно в областях пониженной плотности в неустойчивой плазме, могут вызвать поляризационный дрейф заряженных частиц из этих областей. Поскольку ионы при поляризационном дрейфе движутся быстрее, чем электроны, в анизотропных поляризационных потоках возникают электрические поля. Анизотропия поляризационных потоков может быть основной причиной появления радиального электрического

поля и вихревой структуры плазменных страт. Вихревая структура придает дополнительную устойчивость плазменной неоднородности, что способствует ее обнаружению и регистрации. Плазменные вихри, возможно, регистрируются в экспериментах в плазме верхней ионосферы [Гдалевич и др., 2003, 2006; Narcisi and Szuczewicz, 1981] и в экспериментах с искусственными облаками и струями в космической плазме [Haerendel, 1973; Haerendel et al., 1983; Kelley and Livingston, 2003].

Внешние силы, действующие на плазменный вихрь, могут разрушить вихревую структуру, но есть одно важное исключение. Внешняя сила, действующая на плазменную неоднородность — вихрь, может быть связана с однородным внешним электрическим полем  $\mathbf{E}_0$  (дипольное возмущение “нулевой частоты” для вихря). Скорость смещения вихря в таком поле представляет обычную скорость дрейфа  $\mathbf{v}_d = c[\mathbf{E}_0 \times \mathbf{B}_0]/B_0^2$ , где  $\mathbf{B}_0$  — напряженность геомагнитного поля. Вихрь дрейфует в скрещенных однородных и постоянных электрическом и магнитном поле как целое. Структура вихря при этом не подвержена разрушению. Все дрейфовые движения, в которых скорость дрейфа зависит от массы и/или заряда частиц, могут привести к разрушению вихревой структуры.

В уравнениях для плазменных вихрей характерные времена малы в сравнении с периодом циклотронного вращения электронов и временами роста мелкомасштабной электростатической электронной турбулентности. В связи с этим представляется возможным сосуществование плазменных вихрей и быстрой электронной турбулентности, которая сокращает времена обмена энергией между вихрем и неустойчивой плазмой. Вне области свободного распространения электростатические колебания быстро затухают. При этом декременты затухания оказываются высокими. Электростатические моды затухают в ионосфере на электронном компоненте плазмы на расстояниях порядка  $\leq 10r_{He}$ , где  $r_{He}$  — ларморовский радиус тепловых электронов. Тем не менее, в неустойчивой плазме прогреваются области пониженной плотности плазмы любых пространственных размеров. Это связано с тем, что происходит непрерывное сокращение (обрезание) полосы собственных частот сверху с уменьшением плотности: колебания при их распространении в области с пониженной плотностью (попадающие в полосу обрезания) при переходе через точки бифуркации (точки перехода из режима собственных мод в режим вынужденных возмущений) нагревают плазму [Ижовкина и др., 2000].

Поскольку плазменные вихри генерируются в замагниченной плазме, выполнение условия замагниченности представляется одним из важней-

ших условий появления плазменных вихрей в неустойчивой плазме.

Отношение плотности энергии геомагнитного поля к плотности энергии плазмы для верхней ионосферы составляет  $s \sim (B_0^2/8\pi)/(NT) \sim 10^6$ , поэтому выполняется условие замагниченности плазмы. Отметим, что циклотронная частота электронов при этом обычно меньше плазменной частоты. Альвеновская скорость составляет  $v_A = B_0/(4\pi NM)^{1/2} \sim 10^8$  см с<sup>-1</sup>, где  $M$  – средняя масса иона. Скорость фотоэлектронов в освещенной Солнцем ионосфере сопоставима с Альвеновской скоростью, но плотность энергии потоков фотоэлектронов меньше плотности энергии геомагнитного поля примерно на шесть порядков величины. Следовательно, для потоков заряженных частиц, излучающих электростатические колебания, условие замагниченности выполняется. В данных наблюдений естественного электростатического шума замагниченность проявляется [Ижовкина и др., 2000]. Для электростатических колебаний с электрическим вектором, направленным вдоль внешнего магнитного поля, влиянием замагниченности в первом приближении можно пренебречь, основную роль играет черенковский резонанс между полем колебаний и частицами плазмы. Максимальные инкременты роста имеют колебания с электрическим полем, направленным под косым углом к внешнему магнитному полю, и магнитное поле играет важную роль в циклотронных резонансах. В целом можно сказать, что “косые” электростатические колебания играют основную роль в обмене энергией между вихревыми структурами и неустойчивой ионосферной плазмой.

Обмен энергией и частицами плазмы между вихревыми структурами при сближении таких структур на расстояние порядка и менее ларморовского радиуса ионов в ионосферной плазме может играть важную роль в электродинамике плазменных ионосферных неоднородностей. Выбор указанного масштаба связан с тем, что ионы в поляризационных потоках, возникающих в областях пониженной плотности плазмы, замагничены. Длина затухания электростатических колебаний электронного компонента плазмы меньше, чем ларморовский радиус ионов. В представленном на рисунке случае вихревые структуры соприкасаются в точках, где градиенты плотности плазмы равны нулю. При пересечении такой точки электростатические колебания переходят в область, где плотность плазмы увеличивается. Вихревые структуры могут обмениваться энергией колебаний, свободных для уровней плотности плазмы ниже  $N_{\min}$ . Электростатические колебания, свободные для уровней плотности плазмы выше  $N_{\min}$ , затухают при распространении в обла-

сти пониженной плотности плазмы при переходе на уровни плотности ниже уровней их свободного распространения. Затухание колебаний генерирует поляризационные потоки заряженных частиц. Поляризационные потоки играют важную роль в обмене энергией и частицами между вихревыми структурами. Поскольку поляризационные потоки стохастичны, электрические поля в таких потоках могут также возмущать электрическое поле плазменного вихря и разрушить когерентную вихревую структуру.

Инкремент роста электростатических колебаний во времени в первом приближении не зависит от плотности плазмы, инкремент зависит от распределения заряженных частиц в пространстве скоростей. Ширина полосы электростатических колебаний нарастает с увеличением плазменной плотности. Пространственный инкремент роста колебаний от плотности плазмы зависит. Это связано с влиянием групповой скорости на рост колебаний. В целом в первом приближении можно предположить, что при неизменном распределении заряженных частиц в пространстве скоростей плазменный вихрь с большей плазменной плотностью имеет и более высокий уровень плотности энергии электростатических колебаний электронного компонента. Тем не менее, и вихрь с меньшей плотностью плазмы теряет часть энергии колебаний на нагрев областей пониженной плазменной плотности. При сближении вихревых структур на расстояние порядка и менее ларморовского радиуса ионов поляризационные потоки заряженных частиц проникают из области пониженной плазменной плотности в такие вихревые структуры. При сближении вихревых структур плотность плазмы может нарастать в таких структурах. Причиной тому нарастание затухания электростатических колебаний в областях пониженной плотности плазмы и вытеснение плазмы из этих областей с ростом градиента плазменного давления. При движении вихрей в неоднородном геомагнитном поле сближение вихревых структур возможно при захвате вихревых структур геомагнитным полем.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Вихревые структуры, зародившиеся в разных плазменных неоднородностях в геомагнитной силовой трубке, при движении вдоль геомагнитных силовых линий могут сталкиваться. При столкновениях возможно образование более мощных плазменных вихрей, если сталкиваются вихри с направлением вращения в одну сторону. Поляризационные потоки заряженных частиц квазиизотропны ортогонально геомагнитному полю в областях затухания электростатических колебаний электронного компонента плазмы, т.е. в областях с пониженной плотностью плазмы. Относительно областей повы-

шенной плазменной плотности поляризационные потоки, приходящие из областей пониженной плотности плазмы, анизотропны и направлены преимущественно от периферии неоднородности к центру. Скорость ионов при поляризационном дрейфе выше скорости электронов. Дрейфуют положительно заряженные ионы в направлении, противоположном направлению дрейфа отрицательно заряженных электронов (13).

С учетом анизотропии поляризационных потоков заряженных частиц в областях повышенной плазменной плотности и разности скоростей электронов и ионов в этих потоках можно предположить, что в областях повышенной плотности плазмы в поляризационных потоках могут возникнуть электрические поля. Эти поля направлены ортогонально геомагнитному полю от положительно заряженных ионов к отрицательно заряженным электронам. Дрейф в скрещенных полях, геомагнитном и ортогональном к нему электрическом, вызывает зарождение структуры плазменного вихря. Поля, возникающие в поляризационных потоках, пульсируют существенно медленнее, чем поля электростатических колебаний электронного компонента плазмы, наблюдаемых в верхней ионосфере [Ижовкина и др., 2000]. При затухании электрического поля, ортогонального геомагнитному полю, ускоряются электроны и тяжелые частицы плазмы — ионы. Пространственный масштаб электрических полей, возникающих в поляризационных потоках, порядка ларморовского радиуса ионов, поскольку ионы замагничены. Для верхней ионосферы этот масштаб может составлять ~ метр. Длина волны быстро нарастающих свободных электростатических колебаний электронного компонента составляет несколько ларморовских радиусов электронов, для ионосферной плазмы порядка и менее 10 см. При выполнении условия замагниченности плазмы можно предположить, что электрические поля, возникающие в поляризационных потоках, более крупномасштабные и медленные в сравнении с полями колебаний электронного компонента плазмы. Поляризационные потоки на границе областей с пониженной плотностью плазмы, точнее, на градиентах плазменной плотности, создают фронтальные градиенты эффективной температуры плазмы (9), что также приводит к усилению мощности плазменного вихря (12).

Для нагреваемых областей замагниченной плазмы к системе уравнений (1)–(13) необходимо добавить уравнение движения вдоль геомагнитного поля.

Вихревая структура может неравномерно расширяться вдоль геомагнитных силовых линий под воздействием продольных относительно геомагнитного поля градиентов давления плазмы. Расширение облака плазмы носит аperiодиче-

ский характер вследствие разной скорости “убегания” электронов и ионов из области нагрева. Величину потенциала продольного аperiодического возмущения можно оценить из следующей модели [Galeev et al., 1988].

В случае идеальной неоднородности в виде скачка плотности плазмы при распространении плазменного потока в полупространство  $z > 0$  потенциал электростатических возмущений в убегающем потоке зависит от координат  $\varphi(s)$ ,  $s = z - v_i t$ ,  $t$  — время. Для двухкомпонентной плазмы можно вычислить максимальные значения потенциала в убегающем потоке и скорость убегания ионов для области максимума потенциала при условии, что для электронов в потоке устанавливается распределение Больцмана [Galeev et al., 1988]

$$v_i^2 \sim (T_e / (2m_i)) \times \\ \times [\exp(e\varphi_{\max} / T_e) - 1]^2 / [\exp(e\varphi_{\max} / T_e) - \\ - (e\varphi_{\max} / T_e) - 1].$$

При условии, что ионы не могут преодолеть потенциальный барьер, для барьера следует

$$m_i v_i^2 / 2 \sim e\varphi_{\max}, \quad e\varphi_{\max} \sim 1.3T_e,$$

где  $m_i$ ,  $v_i$  — масса и скорость ионов,  $T_e$  — температура электронного компонента для потока. Таким образом, в убегающем потоке появятся тяжелые частицы (ионы) с надтепловыми скоростями. В представленной модели поток ионов остается холодным. Скорость ионов определяется распределением потенциала электрического поля в потоке.

При непрерывном монотонном изменении плотности в зависимости от координат диэлектрическая проницаемость зависит от координат немонотонным образом, что создает условия для отслоения страт от плазменных стенок [Ижовкина и др., 2000]. На формирование плазменных неоднородностей влияют не только периодические электростатические возмущения, но и аperiодические, возникающие в процессе вытеснения (“убегания”) заряженных частиц из плазменных неоднородностей при наличии не скомпенсированного внешними полями градиента давления плазмы. Можно отметить две зоны ионосферы, где наблюдаются области пониженной плотности плазмы с масштабом ~1000–10 км в верхней ионосфере, выше максимума ионосферного слоя  $F_2$  — приэкваториальная и субавроральная [Галевич и др., 2003, 2006; Ижовкина и др., 1999, 2000, 2008; Narcisi and Szcuszciewicz, 1981]. Мелкий масштаб при этом определяется пространственно-временным разрешением аппаратуры. Электродинамика плазменных неоднородностей исследуется также в активных экспериментах с искусственными облаками и струями в ионосферной плазме [Haerendel, 1973; Haerendel et al., 1983; Kelley and Livingston, 2003].

Можно показать, что при нагреве плазменных неоднородностей в замагниченной плазме возможна генерация токовой структуры плазменного вихря, что приведет к появлению флуктуаций магнитного поля.

Из уравнения движения ионосферной плазмы без учета столкновений частиц

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = -\frac{\nabla P}{\rho} + \frac{1}{\rho c}[\mathbf{j} \times \mathbf{B}] + \mathbf{g}, \quad (15)$$

для крупномасштабного низкочастотного возмущения  $\mathbf{k} \rightarrow 0$ ;  $\omega \ll \Omega_{0i}, \Omega_{0e}$ , где  $\omega, \mathbf{k}$  – частота и волновой вектор возмущения;  $\Omega_{0i}, \Omega_{0e}$  – циклотронные частоты ионов и электронов,  $\rho$  – плотность плазмы,  $P$  – плазменное давление,  $\mathbf{g}$  – гравитационное ускорение, для плотности тока следует

$$\mathbf{j} = c[\mathbf{B} \times \nabla P]/B^2 - [\mathbf{B} \times \mathbf{g}](\rho c)/B^2. \quad (15)$$

В отсутствие градиента давления плотность тока зависит от векторного произведения  $[\mathbf{B} \times \mathbf{g}]$ . С ростом градиента давления направление для плотности тока  $\mathbf{j}$  определяется для  $\nabla P > \rho g$  векторным произведением  $[\mathbf{B} \times \nabla P]$  и при изменении знака градиента давления направление  $\mathbf{j}$  изменяется на противоположное. Вследствие этого эффекта для цилиндрически симметричной плазменной неоднородности при нагреве областей пониженной плотности плазмы затухающими электростатическими колебаниями электронного компонента плазмы возможно вихревое вращение неоднородности и генерация собственного магнитного поля вихря. Флуктуирующие магнитные поля вихревых структур в ионосферной плазме могут регистрироваться как возмущения геомагнитного поля. Нарушение квазинейтральности плазмы в поляризационных потоках заряженных частиц, распространяющихся в областях нагрева плазмы, также способствует появлению флуктуирующих локальных токов и магнитных полей.

В ионосфере и нейтральной атмосфере выполняются законы сохранения для поступательного и вращательного движения. Применение оператора  $\mathbf{rot}$  к уравнению движения позволяет выдвинуть условия сохранения потенциальной завихренности (5) и спиральности  $\mathbf{v}[\nabla \times \mathbf{v}]$ . При зарождении вихрей в гиротропной среде и их взаимодействии энергия перекачивается по спектру вихрей от малых масштабов к более крупным [Моисеев и др., 1983]. Нарастает крупномасштабное вихревое возмущение в полях мелкомасштабной турбулентности. Планетарного масштаба вихревые структуры, циклоны и антициклоны, вращаются относительно друг друга в противоположные стороны. При этом направление вращения задается векторным произведением вектора угловой скорости вращения Земли и крупномасштабных градиентов давления, которые в идеальном случае направлены от центра к

периферии для циклонов и от периферии к центру для антициклонов. Для того, чтобы мелкомасштабные вихри эффективно подпитывали крупномасштабную вихревую структуру, например, циклон при условии сохранения в системе завихренности и спиральности, в механизме образования мелкомасштабных вихрей должен присутствовать тренд – преимущественное образование вихрей с заданным направлением вращения. Возможно, при нелинейном нарастании мощности крупномасштабной вихревой структуры в атмосфере типа смерч или торнадо мелкомасштабные вихри зарождаются на фоне слабых крупномасштабных градиентов давления и связанных с ними движений, например, циклонического типа, и это создает тренд образования мелкомасштабных вихревых структур заданной завихренности в турбулентной гиротропной среде. Следует отметить, что для зарождения вихревых структур в атмосфере важны ее состав, неоднородность и изменения прозрачности относительно солнечного излучения.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При зарождении вихрей в гиротропной среде и их взаимодействии энергия перекачивается по спектру вихрей от малых масштабов к более крупным [Моисеев и др., 1983]. Плазменные вихри, зародившиеся в геомагнитной силовой трубке в неустойчивой плазме, при движении вдоль геомагнитной силовой трубки могут сталкиваться. Такие столкновения могут привести к образованию более мощного плазменного вихря, если сталкивающиеся вихри вращаются в одну сторону. Поляризационные потоки образуются в областях с пониженной плотностью плазмы при затухании электростатических колебаний электронного компонента плазмы. Затухание колебаний вызвано переходом свободных колебаний в режим вынужденных возмущений при распространении колебаний в область пониженной плотности плазмы. В плазме с неустойчивым электронным компонентом электростатические колебания могут нагревать области с пониженной плазменной плотностью любых пространственных размеров. Процесс нагрева связан с трансформацией в неоднородной плазме фазового объема электростатических колебаний в пространстве частота–волновой вектор. Плазменные вихри могут взаимодействовать и не в режиме столкновений между ними. Такие взаимодействия связаны с потоками энергии электростатических колебаний и поляризационными потоками заряженных частиц. Электрические поля поляризационных потоков заряженных частиц стохастичны. Такие поля могут как инициировать зарождение вихревой структуры, так и разрушить электрическое поле вихря. В неустойчивой плазме возможна генерация плазменных вихрей при нарушении квазинейтраль-



ности плазмы. Появление собственного магнитного поля вихря вызовет локальные возмущения геомагнитного поля.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Абурджания Г.Д.* Самоорганизация нелинейных вихревых структур и вихревой турбулентности в диспергирующих средах. Ред. Ломинадзе Г.Д. Изд-во: КомКнига. 328 с. 2006.
- *Гдалевич Г.Л., Ижовкина Н.И., Озеров В.Д.* Структура плазменной каверны в *F*-слое ионосферы на геомагнитном экваторе по данным спутника КОСМОС-900 // Космич. исслед. Т. 41. № 6. С. 596–606. 2003.
- *Гдалевич Г.Л., Ижовкина Н.И., Озеров В.Д., Банков Н., Чапканов С., Тодориева Л.* Плазменные неоднородности в неустойчивой внешней ионосфере по данным спутника Интеркосмос–Болгария-1300 // Космич. исслед. Т. 44. № 5. С. 438–443. 2006.
- *Ижовкина Н.И., Афонин В.В., Карпачев А.Т., Прутенский И.С., Пулинец С.А.* Структура ионосферного провала для разных уровней геомагнитных возмущений и источники нагрева плазмы верхней дневной ионосферы // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 39. № 4. С. 39–43. 1999.
- *Ижовкина Н.И., Прутенский И.С., Пулинец С.А., Шютте Н.М., Плохова О.А., Клос З., Роткель Х.* Потоки заряженных частиц и электромагнитное излучение в верхней авроральной ионосфере по данным эксперимента “АПЭКС” // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 40. № 4. С. 53–59. 2000.
- *Ижовкина Н.И., Прутенский И.С., Пулинец С.А., Ерохин Н.С., Михайловская Л.А., Клос З., Роткель Х.* Электромагнитные волны и электростатические колебания в неоднородной плазменной структуре на геомагнитном экваторе // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 48. № 5. С. 660–671. 2008.
- *Ижовкина Н.И.* Электродинамика плазменных неоднородностей в экспериментах с искусственными облаками и струями в ионосфере // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 50. № 3. С. 377–384. 2010.
- *Моисеев С.С., Сагдеев Р.З., Тур А.В., Яновский В.В.* Об интегралах в замороженности и лагранжевых инвариантах в гидродинамическом приближении // ЖЭТФ. Т. 83. № 1 (7). С. 215–226. 1982.
- *Моисеев С.С., Сагдеев Р.З., Тур А.В., Яновский В.В.* Теория возникновения крупномасштабных структур в гидродинамической турбулентности // ЖЭТФ. Т. 85. № 6 (12). С. 1979–1987. 1983.
- *Незлин М.В., Черников Г.П.* Аналогия дрейфовых вихрей в плазме и геофизической гидродинамике // Физика плазмы. Т. 21. № 11. С. 975–999. 1995.
- *Редерер Х.* Динамика радиации, захваченной геомагнитным полем. М.: Мир, 192 с. 1972.
- *Galeev A.A., Kennel C.F., Krasnoselskikh V.V., Lobzin V.V.* The role of whistler oscillations in the formation of the structure of high Mach number collisionless shock // ESA SP-285. V. 1. P. 165–172. 1988.
- *Haerendel G.* Results from barium cloud releases in the ionosphere and magnetosphere // Space Res. V. 13. P. 601–617. 1973.
- *Haerendel G., Bauer H., Cakir S., Fopple H., Rieger E., Valenzuela A.* Colored bubbles: An experiment for triggering equatorial spread-*F* / Active Experiments in Space. Eur. Space Agency Spec. Publ. ESA SP-195. P. 295. 1983.
- *Kelley M.C., Livingston R.* Barium cloud striations revisited // J. Geophys. Res. V. 108. № A1. 1044. doi:10.1029/2002JA009412. 2003.
- *Kennel C.F.* Low frequency whistler mode // Phys. Fluids. V. 9. № 11. P. 2190–2209. 1966.
- *Kennel C.F., Engelman F.* Velocity space diffusion from weak plasma turbulence // Phys. Fluids. V. 9. № 12. P. 2377–2388. 1966.
- *Kennel C.F., Petchek H.E.* Limit on stably trapped particle fluxes // J. Geophys. Res. V. 71. № 1. P. 1–28. 1966.
- *Narcisi R.S., Szuszczewicz E.P.* Direct measurements of electron density, temperature and ion composition in an equatorial spread-*F* ionosphere // J. Atmos. Terr. Phys. V. 43. № 5/6. P. 463–471. 1981.