ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXXI, № 5 РАДИОФИЗИКА 1988

УДК 533.925

ТЕПЛОВАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬ И МЕЛКОМАСШТАБНОЕ РАССЛОЕНИЕ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЫ С КУЛОНОВСКИМИ СОУДАРЕНИЯМИ В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ПОЛЕ

А. В. Костров, А. В. Ким

Показано, что замагниченная плазма с кулоновскими соударениями в сильном высокочастотном поле проявляет себя как нелинейная среда с новым механизмом тепловой нелинейности, обусловленным влиянием поперечной термосилы на процессы переноса. Эта особенность объясняется термодиффузией плазмы поперек магнитного поля, в результате чего плотность заряженных частиц в нагреваемой полем области возрастает, а не уменьшается, как при других механизмах тепловой нелинейности. Исследована квазистатическая неустойчивость в такой плазме для случая, когда вектор электрического поля перпендикулярен внешнему магнитному полю. Определены пороговые значения поля для развития неустойчивости, максимальные величины инкрементов и волновых чисел наиболее быстро растущих возмущений Качественно проанализированы стационарные структуры нелинейных плазменных образований. В заключение на основании рассмотренной неустойчивости предлагается возможный механизм мелкомасштабного расслоения ионосферной плазмы в поле мощной радиоволны.

Общеизвестен интерес, проявляемый в последнее время к исследованию тепловых нелинейных явлений как в лабораторной, так и в ионосферной плазме (см. [1] и цитированную там литературу). Важным стимулом к исследованию этих явлений явились активные эксперименты по искусственному воздействию на ионосферу Земли полем мощного радиоизлучения. Был обнаружен ряд новых эффектов, среди которых особое место занимает мелкомасштабное расслоение ионосферной плазмы, представляющее собой набор сильно вытянутых вдоль магнитного поля неоднородностей плотности с поперечными масштабами много меньше длины воздействующей радиоволны.

В теории тепловых нелинейных явлений в плазме основное внимание ранее уделялось случаю, когда нелинейное взаимодействие электромагнитного поля с плазмой было обусловлено главным образом ее вытеснением из нагреваемой области, т. е. уменьшением плотности заряженных частиц при увеличении электронной температуры в области локализации поля. В частности, такой механизм нелинейного взаимодействия волнового пучка с плазмой приводит к известному эффекту тепловой самофокусировки, т. е. в данном случае плазма проявляет себя как нелинейная среда с самофокусировочным типом нелинейности. В настоящей работе обращается внимание на то, что замагниченная плазма с кулоновскими соударениями при некоторых условиях может представлять собой нелинейную среду с новым (дефокусирующим) типом нелинейности. Далее в качестве важного, на наш взгляд, примера рассматривается вопрос формирования мелкомасштабных неоднородностей в такой плазме под действием высокочастотного поля. В заключение на основе полученных результатов предлагается возможный механизм мелкомасштабного расслоения ионосферной плазмы в поле мощной радиоволны.

1. О тепловой нелинейности в плазме. Как известно, для изотропной плазмы из условия диффузионного равновесия (см., например, [2]) следует (здесь и далее ионы предполагаются холодными)

$$\nabla N + k_T \frac{N}{T} \nabla T = 0 \quad \text{или} \quad N T^{k_T} = \text{const}, \tag{1}$$

где $N(\boldsymbol{r}), T(\boldsymbol{r})$ — концентрация и температура электронов, $k_T = \frac{d \ln D}{d \ln T} = 1 - \frac{d \ln \nu}{d \ln T}$ — термодиффузионное отношение, $D = v_T^2/\nu$ — коэффициент свободной электронной диффузии, v_T — средняя тепловая скорость электрона, ν — частота соударений электронов с тяжелыми частицами (нейтралами). В частности, при $\nu = \text{const}$ имеем хорошо известное изобарическое приближение $p = NT = \text{const}$. Однако наличие зависимости частоты упругих соударений ν от температуры электронов T, как уже следует из (1), может сильным образом изменить равновесное состояние. Зависимость ν от T приводит, как хорошо известно (см. [3]), к возникновению термосилы, которая может существенно повлиять на процессы переноса, а при определенной зависимости привести даже к смене знака коэффициента термодиффузии. Тем не менее в изотропной плазме, как правило, $k_T > 0$ и локальный рост температуры сопровождается уменьшением плотности плазмы.

Ситуация, однако, может резко измениться в замагниченной плазме. Так, для сильно вытянутой вдоль внешнего магнитного поля $\boldsymbol{H}$ области нагрева, поперечный $L_\perp$ и продольный $L_\parallel$ масштабы которой удовлетворяют неравенству (см. ниже)

$$L_\parallel \gg L_\perp (D_e/D_\perp)^{1/2}, \tag{2}$$

где D_e, $D_\perp$ — свободный продольный и поперечный коэффициенты диффузии электронов соответственно, имеем аналогичное (1) диффузионное равновесие по поперечным к $\boldsymbol{H}$ координатам. Но в этом случае в качестве D нужно подставлять поперечный коэффициент диффузии электронов: $D = D_\perp = v_T^2 \nu/\omega_H^2$, где ω_H — гирочастота электронов, а в ν наряду со столкновениями электронов с нейтралами уже необходимо учитывать электрон-ионные соударения. В плазме, в которой преобладают кулоновские соударения, $\nu \sim T^{-3/2}$ и, следовательно, $k_T^\perp = d \ln D_\perp / d \ln T = 1 + d \ln \nu / d \ln T = -1/2$. Таким образом, в замагниченной плазме с кулоновскими соударениями может установиться равновесное состояние типа

$$N/T^{1/2} = \text{const}, \tag{3}$$

т. е. неоднородный нагрев электронов может приводить уже к возрастанию в области поля плотности заряженных частиц. Подобное изменение плотности в задаче о взаимодействии высокочастотного ($\omega > \omega_H$) волнового поля с плазмой приводит к тому, что плазма представляет собой уже нелинейную среду с дефокусирующей нелинейностью.

В области нагрева, линейные размеры которой определяются неравенством (см. [4]) $L_\parallel \ll L_\perp (D_a/D_{i\perp})^{1/2}$ ($D_{i\perp}$ — коэффициент диффузии ионов поперек магнитного поля, D_a — коэффициент амбиполярной диффузии вдоль $\boldsymbol{H}$), процессы переноса вдоль магнитного поля играют определяющую роль, и поэтому мы имеем, так же как и в изотропной плазме, эффект вытеснения плазмы из нагреваемой области (тепловая самофокусировочная нелинейность).

В общем случае при произвольном соотношении между $L_\parallel$ и $L_\perp$ особенность тепловых явлений в замагниченной плазме заключается в том, что при неоднородном нагреве электронной компоненты высокочастотным полем на электроны поперек магнитного поля действует термосила [3], приводящая к их термодиффузии в «горячую» область поля, в то время как вдоль магнитного поля образующийся поток частиц направлен в «холодную» сторону (т. е. из области локализации поля). Таким образом, в зависимости от геометрии области взаимодействия высокочастотного поля с плазмой (что до известной степени определяется соотношением продольных и поперечных масштабов изменения амплитуды поля) плотность заряженных частиц в этой области может как увеличиваться, так и уменьшаться.

Следует отметить, что параметрическая диссипативная неустойчивость в замагниченной плазме в поле мощной электромагнитной волны с учетом термосилы исследовалась еще в работе [4]. В этой работе также было указано, что учет поперечной термосилы в сильноионизованной плазме может привести к апериодической неустойчивости. Однако исследование этой неустойчивости и ее роли в возникновении мелкомасштабных плазменных образований не было проведено. В следующих разделах мы исследуем мелкомасштабную стратификацию плазмы с тепловой нелинейностью дефокусирующего типа (связанной с действием поперечной термосилы) в сильном высокочастотном поле.

2. Мелкомасштабная квазистатическая неустойчивость. Будем интересоваться формированием сильно вытянутых вдоль магнитного поля плазменных неоднородностей, образующихся под действием высокочастотного поля. При этом частота поля ω полагается много больше гирочастоты электронов ω_H, которая, в свою очередь, превышает эффективную частоту соударений электронов с ионами ν $(\omega \gg \omega_H \gg \nu)$. Не вдаваясь в сложные диффузионные явления, имеющие место в неодномерной замагниченной плазме и связанные с возникновением вихревых токов [5], ограничимся в дальнейшем для простоты анализа случаем, когда продольный и поперечный размеры неоднородности определяются неравенством $L_\parallel \ll L_\perp (D_e/D_{i\perp})^{1/2}$ (квазипоперечный случай). Тогда, полагая возмущения среды малыми, для медленных изменений плотности и температуры можно принять следующие уравнения диффузии и теплопроводности электронов (см. обзор Гуревича и Васькова в [1]):

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_e \frac{\partial^2}{\partial z^2}(n + 1{,}71\,\theta) + D_\perp \Delta_\perp \left(n - \frac{1}{2}\theta\right); \tag{4}$$

$$\begin{gathered}\frac{3}{2}\left(\frac{\partial\theta}{\partial t} + \delta\nu\theta\right) = D_e \frac{\partial^2}{\partial z^2}\left[1{,}71\,(1{,}71\,\theta + n) + 3{,}16\cdot 0{,}51\,\theta\right] + \\ + D_\perp \Delta_\perp\left(2{,}66 - \frac{1}{2}n\right) + \frac{3}{2}\delta\nu\frac{|E|^2}{E_p^2}.\end{gathered} \tag{5}$$

Здесь учтена как продольная, так и поперечная диффузия электронов, существенная для мелкомасштабных неоднородностей; декартова координата z направлена вдоль внешнего магнитного поля $\boldsymbol{H} = \boldsymbol{z}^0 H$, N_0, T_0, n, θ — соответственно невозмущенные значения концентрации и температуры электронов и их относительные возмущения, $D_e = T_0/0{,}51 m\nu$, δ — доля энергии, теряемая электроном при столкновении с тяжелой частицей, $E_p = (3me^{-2}\omega^2\delta T_0)^{1/2}$ — характерное плазменное поле для тепловой нелинейности.

Предположим также, что поперечные масштабы возмущений много меньше длины волны электромагнитного поля $((\omega/c)L_\perp \ll 1)$. В этом случае уравнения (4), (5) можно рассматривать совместно с уравнением для медленно меняющейся амплитуды электрического поля $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}, t)e^{i\omega t}$ в квазистатическом приближении $(\boldsymbol{E} = -\nabla\varphi)$

$$\operatorname{div}\left(\frac{2i}{\omega}\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} + 3r_d^2\,\Delta\boldsymbol{E} + \varepsilon\boldsymbol{E}\right) = 0. \tag{6}$$

Здесь учтена слабая пространственная дисперсия потенциальных колебаний, $r_d = v_T/\omega_p$ — дебаевский радиус, $\omega_p^2 = 4\pi e^2 N/m$ — плазменная частота, и плазма рассматривается как слабопоглощающая негиротропная $(\omega \gg \omega_H)$ среда с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 1 - \omega_p^2/\omega^2 \times (1 + i\nu/\omega)$.

Пусть в стационарном состоянии имеем однородную плазму с концентрацией $N = N_0$ ($n_0 = 0$) и температурой электронов $T = T_0(1 + E_0^2/E_p^2)$ $(\theta_0 = E_0^2/E_p^2 \ll 1)$, находящуюся в высокочастотном поле $\boldsymbol{E} = \boldsymbol{x}^0 E_0$, направленном перпендикулярно $\boldsymbol{H}$. В частности, благодаря рассмотрению лишь мелкомасштабных неоднородностей, в качестве внешнего поля (волны накачки) можно рассматривать плоскую электромагнитную волну с заданной амплитудой E_0, распространяющуюся вдоль магнитного поля. Обобщение на случай вращающегося поля (циркулярно поляризованная волна) в рамках принятых уравнений выглядит достаточно просто, поэтому в дальнейшем мы ограничимся анализом лишь с линейной поляризацией поля.

Исследуем устойчивость данного стационарного состояния. Линеаризуя исходные уравнения (4)—(6) на фоне стационарного состояния, для малых возмущений вида $\exp[\gamma t - i(\varkappa_\perp x + \varkappa_\| z)]$ нетрудно получить стандартным образом следующее дисперсионное уравнение:

$$(\gamma + D_\perp \varkappa_\perp^2 + D_e \varkappa_\|^2)(\gamma + (2/3)[(1{,}71)^2 + 3{,}16\cdot 0{,}51]\, D_e \varkappa_\|^2 + (2/3)\cdot 2{,}66\, D_\perp \varkappa_\perp^2 + \delta\nu_0) - (1{,}71\, D_e \varkappa_\|^2 - (1/2) D_\perp \varkappa_\perp^2)((2/3)\cdot 1{,}71\, D_e \varkappa_\|^2 - (1/3) D_\perp \varkappa_\perp^2) = ((1/2) D_\perp \varkappa_\perp^2 - 1{,}71\, D_e \varkappa_\|^2)\cdot 2\delta\nu_0\, \mathscr{E}_0\, F(\varkappa_\perp), \tag{7}$$

$$F(\varkappa_\perp) = \frac{\tilde{\varepsilon} - 3 r_d^2 \varkappa_\perp^2}{(\tilde{\varepsilon} - 3 r_d^2 \varkappa_\perp^2)^2 + \tilde{\nu}^2\, \omega_{p0}^2/\omega^2}.$$

Здесь введены обозначения

$$\mathscr{E}_0 = \frac{E_0}{E_p}, \quad \tilde{\varepsilon} = \mathrm{Re}\, \varepsilon_0 = 1 - \frac{\omega_{p0}^2}{\omega^2 - \omega_H^2}, \quad \nu_0 = \nu(T_0), \quad \tilde{\nu} = \frac{\nu_0}{\omega}. \tag{8}$$

При выводе (7) использовалось то существенное обстоятельство, что для рассматриваемых сильно вытянутых возмущений условие $\varkappa_\perp \gg \varkappa_\|$ выполняется автоматически.

Прежде чем перейти к подробному анализу дисперсионного уравнения (7), отметим, что инкремент неустойчивости, определяемый этим уравнением в отсутствие пространственной дисперсии ($r_d = 0$), больше нуля ($\gamma > 0$), если знак выражения $((1/2) D_\perp \varkappa_\perp^2 - 1{,}71\, D_e \varkappa_\|^2)\tilde{\varepsilon}$ положителен, т. е. мелкомасштабные сильно вытянутые возмущения, волновые числа которых удовлетворяют неравенству $\varkappa_\perp > \varkappa_\| (3{,}42\, D_e/D_\perp)^{1/2}$, развиваются лишь в области положительных $\tilde{\varepsilon}$, в то время как сравнительно не сильно вытянутые неоднородности $(\varkappa_\perp < \varkappa_\| \times (3{,}42 D_e/D_\perp)^{1/2})$ — при $\tilde{\varepsilon} < 0$. Исследуем решения уравнения (7) для различных предельных случаев в пространстве волновых чисел $\varkappa_\perp, \varkappa_\|$ и параметров плазмы.

а) $\varkappa_\perp \gg \varkappa_\| (D_e/D_\perp)^{1/2}$. Здесь рассматриваются фактически сильно вытянутые вдоль магнитного поля неоднородности, масштаб которых удовлетворяет (2). Повышение температуры в этих неоднородностях сопровождается увеличением плотности плазмы (для таких возмущений несущественны продольные процессы переноса). Так, для плазмы, имеющей точку плазменного (фактически верхнегибридного $\omega^2 \simeq \omega_p^2 + \omega_H^2$) резонанса $\tilde{\varepsilon} \sim \tilde{\nu}$ и относительно большие частоты соударений ($\tilde{\nu} \gg 3 r_d^2 \varkappa_\perp^2$), нетрудно получить, что неустойчивость ($\gamma > 0$) начинается с некоторого порогового значения поля

$$\mathscr{E}_0 > \mathscr{E}_п = \sqrt{2\tilde{\nu}} \quad \text{при} \quad \mathscr{E}_п \ll 1 \tag{9}$$

и реализуется в области волновых чисел ($\varkappa_\perp = \varkappa$)

$$0 < \varkappa < \varkappa_{\text{г}} \simeq (\delta^{1/2}/r_H)\, \mathscr{E}_0^2/\mathscr{E}_{\text{п}}^2 - 1)^{1/2}, \tag{10}$$

где r_H — ларморовский радиус электрона. Вблизи порога ($\gamma \ll \delta\nu_0$) максимум инкремента

$$\gamma_{\max} \simeq (2\delta\nu_0/11)\, \mathscr{E}_0^2/\mathscr{E}_{\text{п}}^2 - 1)^2 \tag{11}$$

достигается при

$$\varkappa = \varkappa_{\text{г}}/\sqrt{2}. \tag{12}$$

При сильном превышении порогового условия (9) $\mathscr{E}_0 \gg \mathscr{E}_{\text{п}}$ имеем соответственно

$$\gamma \sim \gamma_m = \frac{\delta\nu_0}{6{,}4}\frac{\mathscr{E}_0^2}{\mathscr{E}_{\text{п}}^2}, \qquad \varkappa \sim \varkappa_m = \frac{\delta^{1/2}}{2r_H}\frac{\mathscr{E}_0}{\mathscr{E}_{\text{п}}}. \tag{13}$$

Качественная зависимость инкремента γ от $\varkappa$ приведена на рис. 1.

Вдали от резонансной области, но все еще малых $\tilde{\varepsilon}$ ($\tilde{\varepsilon} \ll 1$) вид выражений для характерных значений инкрементов и волновых чисел (10)—(13) сохраняется с заменой порогового значения поля $\mathscr{E}_{\text{п}}$ на $\mathscr{E}_{\text{п}1}$:

$$\mathscr{E}_{\text{п}1}^2 = (\tilde{\varepsilon}^2 + \tilde{\nu}^2)/\tilde{\varepsilon}. \tag{14}$$

Физическая природа рассматриваемой неустойчивости связана фактически с явлением плазменного резонанса и при данном типе тепловой нелинейности возникает в плазме, в которой диэлектрическая проницаемость положительна ($\tilde{\varepsilon} > 0$). Можно представить себе следующим образом причинно следственную связь, ведущую к усилению малых возмущений. Пусть в плоском слое, ортогональном к вектору электрического поля, произошло увеличение концентрации электронов (уменьшение $\tilde{\varepsilon}$), которое приводит к квазистатическому усилению поля ($E \sim 1/\tilde{\varepsilon}$). Усиленное поле из-за джоулева нагрева ведет к возрастанию электронной температуры, которая, в свою очередь, благодаря поперечному термодиффузионному потоку, направленному по градиенту температуры, приводит к еще большему увеличению плотности плазмы и т. д.*

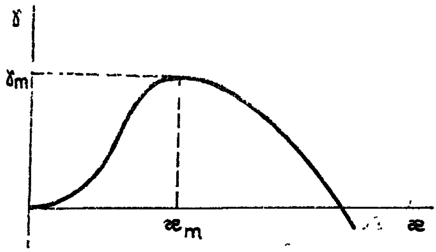

Рис. 1.

В случае малых частот соударений ($\nu \ll 3r_d^2\varkappa_\perp^2$), когда в области плазменного резонанса существенную роль играет пространственная дисперсия плазменных волн, для характерных величин γ и $\varkappa$ (для однородных вдоль $\boldsymbol{H}$ возмущений) имеем

$$\gamma \simeq \gamma_{\max} = D_\perp \varkappa_{\max}^2 \left(\frac{\mathscr{E}_0^2}{\mathscr{E}_{\text{п}2}^2} - 1\right), \quad \gamma_{\max} \ll \delta\nu_0; \tag{15}$$

$$\varkappa^2 \simeq \varkappa_{\max}^2 = \frac{\tilde{\varepsilon}}{3r_d^2}, \quad \mathscr{E}_{\text{п}2} = [2\tilde{\nu}(1 + 3r_d^2\varkappa_{\max}^2)]^{1/2}. \tag{16}$$

* Отметим, что явление квазистатического расслоения слабоионизованной изотропной плазмы в поле электромагнитной волны с ионизационной нелинейностью, являющейся также нелинейностью дефокусирующего типа, рассматривалось в работе [6].

б) $\varkappa_\perp \ll \varkappa_\parallel (D_e/D_\perp)^{1/2}$. Для таких характерных масштабов возмущений определяющим процессом является уже вынос заряженных частиц вдоль магнитного поля. В этом случае для реальных параметров плазмы неустойчивость легко реализуется в области плазменного резонанса. Выражение для инкремента, согласно (7), можно представить в виде

$$\gamma = -(1/2)K \pm \sqrt{(1/4)K^2 + \gamma_T^2 - D_e\varkappa_\parallel^2(\delta\nu_0 + 3D_e\varkappa_\parallel^2)},$$
$$K = \delta\nu_0 + 4D_e\varkappa_\parallel^2, \quad \gamma_T^2 = -3{,}42\, D_e\varkappa_\parallel^2\,\delta\nu_0\,\mathscr{E}_0^2 F(\varkappa_\perp). \tag{17}$$

Как нетрудно видеть из (17), максимальное значение γ достигается при оптимальном значении поперечного волнового числа, равном

$$\varkappa_\perp^2 = \varkappa_{\perp T}^2 = (\tilde{\varepsilon} + \tilde{\nu})/3r_d^2, \tag{18}$$

и определяется выражением (17) при $\gamma_T^2 = 1{,}71\delta\omega D_e\varkappa_\parallel^2\,\mathscr{E}_0^2$. Неустойчивость носит пороговый характер, $\gamma > 0$ при $\mathscr{E}_0 > \mathscr{E}_{пз} = \sqrt{\tilde{\nu}/1{,}71}$, и имеет место в области продольных волновых чисел $0 < \varkappa_\parallel^2 < 2\varkappa_{\parallel T}^2 = (\delta/3r_H^2)(\mathscr{E}_0^2/\mathscr{E}_{пз}^2 - 1)$, где достигает наибольшего значения (вблизи порога):

$$\gamma \simeq \gamma_{max} \simeq \delta\nu_0(\mathscr{E}_0^2/\mathscr{E}_{пз}^2 - 1) \text{ при } \varkappa_\parallel = \varkappa_{\parallel T}. \tag{19}$$

Обратим внимание, что, как видно из (18), (7) и условий применимости, при слабой пространственной дисперсии $6\varkappa_\parallel^2 r_d^2 < \tilde{\nu}D_\perp/D_e$ неустойчивость, в отличие от предыдущего случая (а), возникает лишь в области отрицательных значений $\tilde{\varepsilon}$.

3. О стационарных плазменных образованиях. Отвлекаясь от сложных вопросов устойчивости, исследуем здесь в первую очередь нелинейные стационарные образования, которые могут возникнуть в первоначально однородной плазме в результате развития в ней квазистатической неустойчивости. Будем интересоваться одномерными плазменными структурами, расслоенными в направлении вектора электрического поля ($\boldsymbol{E} = \boldsymbol{x}^0 E(x)$). В этом случае, пренебрегая влиянием пространственной дисперсии плазменных колебаний (которая может оказаться существенной только в области плазменного резонанса*), можно воспользоваться условием равновесия в форме (3), которое в безразмерных величинах плотности $u = \omega_p^2/\omega^2$ и температуры $v = T/T_0$ имеет вид

$$uv^{-1/2} = A = \text{const}, \tag{20}$$

и одномерным (поперек магнитного поля) уравнением теплопроводности (5) ($v = 1 + \theta$)

$$v_{\xi\xi} - v + 1 + F_1(v) = 0. \tag{21}$$

Здесь введены обозначения

$$\xi \simeq 1{,}6\,\frac{x\delta^{1/2}}{r_H}, \quad F_1(v) = \frac{(D/E_p)^2}{(1 - A\sqrt{v})^2 + \tilde{\nu}^2 A^2 v}, \tag{22}$$

где D — индукция поля. При выводе (21) коэффициенты диффузии и теплопроводности, зависящие на самом деле от плотности и температуры электронов, приняты постоянными, и фактически учтена только

---

* В отличие от сред с фокусирующим типом нелинейности, где из-за пространственной дисперсии могут появляться новые, например солитоноподобные решения, здесь ее учет не приводит к качественно новым эффектам.

наиболее сильная нелинейность, обусловленная резонансным квазистатическим усилением поля.

Для однородного состояния при фиксированном A имеем три точки равновесия $v=v_i$, $i=1, 2, 3$ $(v_1<v_2<v_3)$, определяемые координатами точек пересечения функций $v-1$ и $F_1(v)$. Обратим внимание, что при $A=u_0/(1+D^2/|\varepsilon_0|^2E_p^2)^{1/2}$ среднее состояние равновесия $v=v_2$, в котором $u=u_0=\omega_{p0}^2/\omega^2$ определяется первоначальной плотностью плазмы, совпадает со стационарным состоянием.

Для нелинейных неоднородных состояний параметр A уже неопределен и должен находиться из дополнительного условия. В частности, при отсутствии ухода плазмы в продольном направлении из области локализации высокочастотного поля значение этой постоянной для безграничной среды, как следует из (1), определяется из условия сохранения полного числа частиц, например, для периодических неоднородностей с периодом L из интегрального соотношения

$$\frac{1}{L}\int_0^L u\,dx=\frac{A}{L}\int_0^L\sqrt{v}\,dx=u_0. \tag{23}$$

Уравнение (22) имеет интеграл движения

$$v_\xi^2-(v-2)v+\frac{2D^2}{A^2E_p^2}\left\{\ln\left[(1-A\sqrt{v})^2+\tilde{\nu}^2A^2v\right]-\right.$$
$$\left.-\frac{1}{\tilde{\nu}}\operatorname{arctg}\frac{1-A\sqrt{v}}{\tilde{\nu}}\right\}=\mathrm{const}, \tag{24}$$

однако его решения проще всего проанализировать используя фазовую плоскость. Поведение интегральных кривых на этой плоскости представлено на рис. 2. Интересующие нас решения соответствуют замкнутой интегральной кривой и лежащим внутри нее фазовым траекториям и описывают как уединенные, так и периодические плазменные неоднородности. При фиксированных значениях периода неоднородности L и интеграла движения (24) соотношение (23) однозначно определяет величину постоянной A и тем самым конструирует единственное решение. Здесь, однако, следует отметить, что значения L и (24) на самом деле не являются независимыми величинами, на фазовой плоскости задание периода структуры единственным образом выбирает фазовую траекторию и тем самым определяет величину интеграла движения (24). Таким образом, в рассматриваемой задаче в определении всей структуры стационарных образований свободным и единственным параметром является масштаб их неоднородности. При амплитуде поля вблизи порогового значения, по-видимому, можно высказать предположение о том, что и на нелинейной стадии период неоднородности будет равным оптимальному масштабу неустойчивости. Отметим, что найденные периодические структуры могут оказаться полезными при нахождении эффективной диэлектрической проницаемости, определяющей величину среднего (усредненного по мелким масштабам) поля [7].

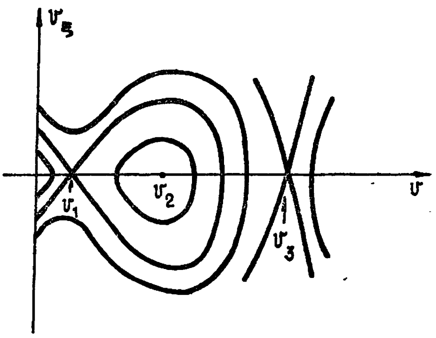

Рис. 2.

Рассмотренное выше мелкомасштабное расслоение замагниченной плазмы с кулоновскими соударениями в высокочастотном поле, на наш взгляд, может иметь место в экспериментах по активному воздействию мощной радиоволны на ионосферу Земли . Действительно, в области F-слоя ионосферной плазмы кулоновская частота столкновений значительно превышает частоту соударений электронов с нейтралами. Это обстоятельство свидетельствует, что при рассмотрении процессов переноса плазмы поперек магнитного поля необходимо учитывать влияние термосилы на процесс термодиффузии. Тот факт, что поперечные процессы переноса являются определяющими при образовании мелкомасштабных плазменных образований в ионосфере, подтверждается и экспериментальными результатами [1], которые свидетельствуют, что неоднородности плотности с масштабами, меньшими 10—25 м, образуются и релаксируют с характерными временами, соответствующими диффузии плазмы поперек магнитного поля.

Приведем конкретные оценки. Для типичных параметров ионосферной плазмы в области F-слоя $\nu=300$ с$^{-1}$, $N \simeq (3 \div 4) \cdot 10^5$ см$^{-3}$, $\delta \simeq 10^{-4}$, $r_H/\delta^{1/2} \simeq 3$ м и частоты воздействующей волны $\omega = 3 \cdot 10^7$ с$^{-1}$ имеем характерное плазменное поле $E_p \simeq 4 \cdot 10^2$ мВ/м. Для таких параметров, согласно выражению (9), минимальное пороговое поле квазистатической неустойчивости соответствует величине $E_n = \sqrt{2\nu/\omega} E_p = 2$ мВ/м, которая легко достигается на существующих экспериментальных установках. При сильном превышении порогового значения, например при $E \sim 20$ мВ/м, имеем, как следует из (13), что характерное время развития оптимального масштаба неустойчивости $\Lambda = 2\pi/\varkappa_m \sim 4$ м соответствует величине $\tau = 1/\gamma_m \sim 1$ с, что по порядку величины удовлетворительно согласуется с результатами наблюдений. Однако следует отметить, что для более точных сравнений теоретических расчетов с экспериментальными данными необходим учет реальной неоднородности ионосферной плазмы, что приводит, как показывают оценки, к увеличению значения порогового поля и уменьшению инкрементов развития неустойчивости по сравнению с однородной плазмой.

Таким образом, рассмотренный механизм расслоения плазмы вполне может быть привлечен для понимания физической природы мелкомасштабной ионосферной турбулентности, возникающей под действием мощного радиоизлучения.

Пользуясь случаем, выражаем глубокую благодарность М. А. Миллеру за интерес к работе и полезные советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. В кн.: Тепловые нелинейные явления в плазме. — Горький: ИПФ АН СССР. 1979.
2. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1973.
3. Брагинский С. И В кн.: Вопросы теории плазмы. — М.: Госатомиздат, 1963, вып. 1.
4. Димант Я. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 12, с. 1831.
5. Гуревич А. В., Цедилина Е. Е. — УФН, 1967, 91, с. 609.
6. Гильденбург В. Б., Ким А. В. — ЖЭТФ, 1978, 74, с. 141.
7. Литвак А. Г., Миронов В. А. — ЖЭТФ, 1980, 78, с. 561.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
9 июля 1986 г.

THERMAL NONLINEARITY AND SMALL-SCALE LAMINATION OF MAGNETIZED PLASMA WITH COULOMB REPULSION IN A HIGH-FREQUENCY FIELD

A. V. Kostrov, A. V. Kim

It is shown that a magnetized plasma with Coulomb collisions in a strong rf field manifests itself as a nonlinear medium with a new mechanism of thermal nonlinearity arising from the influence of a transverse thermal force on transfer processes. This peculiarity is due to the fact that, resulted in a thermal diffusion of plasma across the magnetic field, the density of charged particles in the region heated by the field increases rather than decreases as in thermal nonlinearities considered before. The quasi-static instability in such a plasma is investigated for the case when the electric vector is normal to the external magnetic field. Threshold values for instability development are obtained, maximum increments and wave numbers of most rapidly growing perturbations are determined. The stationary structures of nonlinear plasma formations are qualitatively analysed. In conclusion, a mechanism of small-scale lamination of the ionospheric plasma in the field of a powerful radiowave is suggested, which is based on the above-mentioned instability.