

О НЕЛИНЕЙНОЙ СТАДИИ ШЛАНГОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Ю. А. Березин

(Новосибирск)

Рассмотрена одномерная задача о развитии шланговой неустойчивости в анизотропной плазме и ее влиянии на структуру ударных волн. Показано, что при сравнительно небольших временах после начала неустойчивости магнитное поле совершает регулярные колебания, которые при больших временах стохастизируются, и система переходит в турбулентный режим.

В работе [1] рассмотрена одномерная модель анизотропной плазмы, неустойчивой по отношению к росту альфвеновских волн при условиях

$$p_{\parallel} > p_{\perp} + \frac{H_0^2}{4\pi}, \quad kR < 2 \left[\frac{1}{p_{\parallel}} \left(p_{\parallel} - p_{\perp} - \frac{H_0^2}{4\pi} \right) \right]^{1/2}, \quad R = \frac{1}{\omega} \left(\frac{p_{\parallel}}{\rho} \right)^{1/2}$$

где p_{\parallel} (p_{\perp}) — давление плазмы вдоль (поперек) невозмущенного магнитного поля H_0 , R — ларморовский радиус ионов, k — волновое число гармоники возмущения.

1. Точное решение в частном случае. Если начальное возмущение является монохроматической волной с круговой поляризацией, то, как показано в [1], задача о нелинейной стадии шланговой неустойчивости допускает аналитическое решение следующего вида:

$$H_x = H_0 B(t) \sin(kz + \varphi(t)), \quad H_y = H_0 B(t) \cos(kz + \varphi(t)) \quad (1.1)$$

где амплитуда $B(t)$ и фаза $\varphi(t)$ удовлетворяют уравнениям

$$\dot{\varphi} = -\frac{\omega_0}{B^2} \left[1 + \frac{4}{3} \alpha + \frac{2}{3} \alpha (B^2 - 2) \sqrt{1 + B^2} - \frac{1}{1 + B^2} \right] \quad (1.2)$$

$$\omega_0 = 1/2 \omega k^2 R^2, \quad \alpha = p_{\perp}^{\circ} / p_{\parallel}^{\circ}$$

$$B^{\circ 2} + U(B) = E = \text{const} \quad (1.3)$$

Потенциальная энергия равна

$$U(B) = \frac{k^2 p_{\parallel}^{\circ}}{\rho_0} \left(\frac{1}{1 + B^2} + 2\alpha \sqrt{1 + B^2} + \frac{H_0^2}{4\pi p_{\parallel}^{\circ}} B^2 \right) + \\ + \omega_0^2 \left[\frac{\alpha^2}{9} \left(\frac{32}{B^2} - 12B^2 + 4B^4 - \frac{32 \sqrt{1 + B^2}}{B^2} + 16 \sqrt{1 + B^2} \right) + \right. \\ \left. + \frac{4}{3} \alpha \left(\sqrt{1 + B^2} - \frac{2B^2}{1 + B^2} - \frac{3}{\sqrt{1 + B^2}} \right) + \frac{1 + 2B^2}{1 + B^2} - \frac{B^4}{(1 + B^2)^2} \right] \quad (1.4)$$

Полная энергия E определяется величиной начального возмущения и равна

$$E = \gamma^2 B^{\circ 2} + U(B^{\circ}) \quad (1.5)$$

$$\gamma = \omega k R \left[\frac{1}{p_{\parallel}^{\circ}} \left(p_{\parallel}^{\circ} - p_{\perp}^{\circ} - \frac{H_0^2}{4\pi} \right) - \frac{1}{4} k^2 R^2 \right]^{1/2}$$

Здесь γ — инкремент нарастания малых возмущений, полученный из линейной теории. В предельном случае достаточно малых, но конечных

возмущений амплитуда нелинейной монохроматической волны с круговой поляризацией пропорциональна инкременту планговой неустойчивости

$$B_{\max} = \frac{\gamma}{\omega k R \sqrt{1 - 1/4\alpha - 1/2(1 - 1/2\alpha) k^2 R^2}} \quad (1.6)$$

Отсюда следует, что этот предельный случай будет иметь место при достаточно малых инкрементах γ . Подставляя в (1.6) выражение для инкремента, получаем

$$B_{\max} = \left[\frac{1 - \alpha - H_0^2 / (4\pi p_{\parallel}^{\circ}) - 1/4 k^2 R^2}{1 - 1/4\alpha - 1/2(1 - 1/2\alpha) k^2 R^2} \right]^{1/2} \quad (1.7)$$

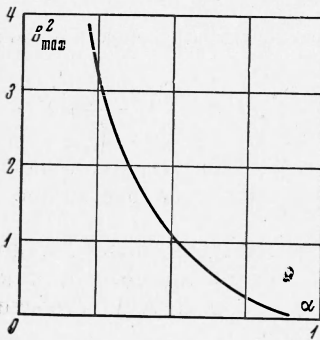
В случае достаточно длинных возмущений ($kR \rightarrow 0$) и малой анизотропии плазмы ($p_{\perp}^{\circ} \sim p_{\parallel}^{\circ}$; $p_{\parallel}^{\circ}, p_{\perp}^{\circ} \gg H_0^2 / 8\pi$) имеем

$$B_{\max} = \left(\frac{4}{3} \frac{\Delta p}{p_{\parallel}^{\circ}} \right)^{1/2}$$

$$\Delta p = p_{\parallel}^{\circ} - p_{\perp}^{\circ} - H_0^2 / 4\pi \quad (1.8)$$

Таким образом, при малой анизотропии плазмы максимальная амплитуда нелинейной волны пропорциональна квадратному корню из степени анизотропии плазмы.

Для определения максимальной амплитуды волны в произвольном случае было решено численно трансцендентное уравнение $U(B_{\max}) = E$, где $U(B)$ дается формулой (1.4), а E — формулой (1.5). На



Фиг. 1

фиг. 1 приведена полученная зависимость квадрата максимальной амплитуды волны B_{\max}^2 от отношения давлений $\alpha = p_{\perp}^{\circ} / p_{\parallel}^{\circ}$ (расчет проводился при $p_{\parallel}^{\circ} = 30H_0^2 / 8\pi$, $\lambda = 80R$ — длина волны начального возмущения). При малой анизотропии ($\alpha \rightarrow 1$) амплитуды B_{\max} малы и совпадают со значениями, полученными по формуле (1.7). При большой анизотропии (достаточно малые α) B_{\max} резко возрастает, достигая значения $B_{\max} \simeq 2$ при $\alpha = 0.2$.

2. Метод численного решения. Для возмущений произвольного типа аналитическое решение задачи о нелинейной стадии планговой неустойчивости найти не удастся. Поэтому было проведено численное исследование, часть результатов которого представлена ранее в работе [1].

Основные уравнения. Система уравнений, описывающая одномерную модель анизотропной плазмы, в безразмерных переменных имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{s}{V_A} \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) = 0$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{V_A}{2s} \frac{\partial}{\partial z} \left(3aMw + p_{\perp} + \frac{p_{\parallel} - p_{\perp}}{1 + H_x^2 + H_y^2} + H_x^2 + H_y^2 \right) = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{s}{V_A} Nw + \left(\frac{1}{2} \frac{p_{\parallel} - p_{\perp}}{1 + H_x^2 + H_y^2} - 1 \right) H_x - \right. \\ \left. - \frac{1}{\sqrt{2a\kappa}} \left[\frac{s}{V_A} H_y \frac{p_{\parallel} - p_{\perp}}{1 + H_x^2 + H_y^2} \frac{\partial w}{\partial z} + \left(p_{\perp} + \frac{p_{\parallel} - p_{\perp}}{1 + H_x^2 + H_y^2} \right) \frac{\partial v}{\partial z} \right] \right\} = 0$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{s}{V_A} Qw + \left(\frac{1}{2} \frac{P_{\parallel} - P_{\perp}}{1 + H_x^2 + H_y^2} - 1 \right) H_y + \right. \\
& \left. + \frac{1}{\sqrt{2a\kappa}} \left[\frac{s}{V_A} H_x \frac{P_{\parallel} - P_{\perp}}{1 + H_x^2 + H_y^2} \frac{\partial w}{\partial z} + \left(P_{\perp} + \frac{P_{\parallel} - P_{\perp}}{1 + H_x^2 + H_y^2} \right) \frac{\partial u}{\partial z} \right] \right\} = 0 \\
& \frac{\partial H_x}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{s}{V_A} H_x w - u \right) = 0 \\
& \frac{\partial H_y}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{s}{V_A} H_y w - v \right) = 0 \\
& \frac{\partial}{\partial t} \left(P_{\parallel} \frac{1 + H_x^2 + H_y^2}{\rho^3} \right) + \frac{s}{V_A} w \frac{\partial}{\partial z} \left(P_{\parallel} \frac{1 + H_x^2 + H_y^2}{\rho^3} \right) = 0 \\
& \frac{\partial}{\partial t} \frac{P_{\perp}}{\rho \sqrt{1 + H_x^2 + H_y^2}} + \frac{s}{V_A} w \frac{\partial}{\partial z} \frac{P_{\perp}}{\rho \sqrt{1 + H_x^2 + H_y^2}} = 0 \\
V_A &= \frac{H_0}{\sqrt{4\pi\rho_0}}, \quad s = \left(\frac{3P_{\parallel}^{\circ}}{\rho_0} \right)^{1/2}, \quad R = \frac{1}{\omega} \left(\frac{P_{\parallel}}{\rho_0} \right)^{1/2}, \quad a = \frac{8\pi p_{\parallel}^{\circ}}{H_0^2}, \quad b = \frac{8\pi p_{\perp}^{\circ}}{H_0^2} \\
L &= \kappa R, \quad M = \rho w, \quad N = \rho u, \quad Q = \rho v
\end{aligned}$$

Поперечные скорости u, v нормированы на V_A , продольная скорость — на скорость звука s , расстояния — на длину счетного интервала L (κ — число ларморовских радиусов ионов R в счетном интервале).

Начальные и граничные условия. В качестве начальных возмущений для поперечного движения была взята сумма нескольких гармонических поляризованных по кругу волн с различными фазовыми сдвигами, амплитудами и длинами волн. Связь между амплитудами поперечных магнитных полей и поперечных скоростей определялась из решения линеаризованной системы уравнений, которая использовалась при линейном анализе неустойчивости

$$\begin{aligned}
H_x(z, 0) &= \sum_{i=1}^{\mu} C_i \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda_i} z + f_i \right) \\
H_y(z, 0) &= \sum_{i=1}^{\mu} C_i \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda_i} z + f_{1i} \right) \\
u(z, 0) &= - \sum_{i=1}^{\mu} C_i \frac{\lambda_i}{2\pi} \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda_i} z + \varphi_i + f_i \right) \\
v(z, 0) &= - \sum_{i=1}^{\mu} C_i \frac{\lambda_i}{2\pi} \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda_i} z + \varphi_i + f_{1i} \right)
\end{aligned} \tag{2.2}$$

Здесь λ_i — длина i -й гармоники возмущения, C_i — амплитуда этой гармоники, а величина фазы φ_i определяется по формуле

$$\varphi_i = \arctg [\kappa \lambda_i \pi^{-1} (1 - \alpha - 2/a - \pi^2 / \kappa^2 \lambda_i^2)^{1/2}]$$

Если в выражениях (2.2) положить $\mu = 1$, $f_i = f_{1i} = 0$, $C_1 \neq 0$, то начальное возмущение будет представлять собой поляризованную по кругу монохроматическую волну.

Для изучения влияния шланговой неустойчивости на структуру ударных волн было предусмотрено задание начального импульса сжатия в виде

римановой волны. Если в системе уравнений (2.1) пренебречь поперечным движением, то для продольного движения получается система газодинамических уравнений с показателем адиабаты $\chi = 3$, т. е.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{s}{V_A} \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) &= 0, \quad p = a \rho^3 \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho w) + \frac{V_A}{2s} \frac{\partial}{\partial s} (3a \rho w^2 + p) &= 0 \end{aligned} \quad (2.3)$$

Полагая $w = w(\rho)$ и подставляя в (2.3), получаем для звуковой волны конечной амплитуды, которая выбиралась в качестве начального возмущения в продольном движении

$$p(z, 0) = a \rho^3(z, 0), \quad w(z, 0) = \rho(z, 0) - 1 \quad (2.4)$$

В численном решении задавалось симметричное начальное сжатие

$$\rho(z, 0) = 1 + A \exp(-z^2 / l^2) \quad (2.5)$$

При $A = 0$ получается задача о развитии чисто поперечных начальных возмущений.

В качестве граничных условий были взяты условия периодичности для всех искомых функций, т. е.

$$\Phi(0, t) = \Phi(L, t) \quad (2.6)$$

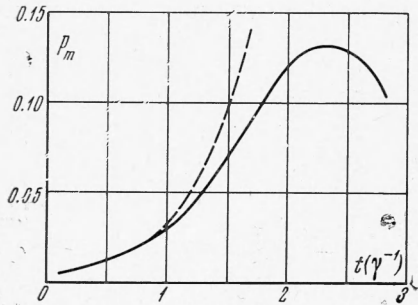
Для решения сформулированной задачи (2.1), (2.2), (2.4) — (2.6) была использована явная разностная схема.

3. Результаты численного решения. Как отмечалось выше, использование при расчете условия (2.5) с $A = 0$ соответствовало решению задачи об эволюции поперечных начальных возмущений (при отсутствии начальных продольных возмущений).

Большая серия расчетов была проведена для случая одной поляризованной по кругу монохроматической волны, взятой в качестве начального условия (для этого в формуле (2.2) необходимо положить $\mu = 1$, $f_i = f_1$, $i = 0$, $C_1 \neq 0$). При временах $t \leq \gamma^{-1}$ численное решение совпадает с решением линеаризованной системы, т. е. все величины, характеризующие волну, нарастают экспоненциально с инкрементом γ . При временах $t > \gamma^{-1}$

нелинейное решение возрастает медленнее, чем линейное, магнитное поле и скорости в волне достигают максимума, а затем происходит их спад. На фиг. 2 представлена полученная из численного решения зависимость от времени магнитного давления $p_m = H_{\perp}^2$ в альфвеновской волне. Для сравнения на этой фигуре пунктиром дан временной ход магнитного давления в рамках линейного приближения.

При временах $0 < t \lesssim 20\gamma^{-1}$ магнитное давление совершает регулярные колебания, амплитуда и период которых хорошо совпадают с аналитическим решением. Типичный график зависимости магнитного давления p_m от времени приведен в работе [1]. Здесь, отметим, что под величиной



Фиг. 2

p_m понимается среднее по счетному пространственному интервалу значение давления магнитного поля, т. е. безразмерных переменных

$$p_m = \langle H_x^2 + H_y^2 \rangle = \frac{1}{J} \sum_{j=1}^J (H_{xj}^2 + H_{yj}^2)$$

Здесь J — полное число узлов сетки.

Расчеты, выполненные при различных параметрах начального состояния плазмы, дали в качественном отношении одинаковую картину: при сравнительно небольших временах ($0 < t \lesssim 20 \div 30 \gamma^{-1}$) имеют место нелинейные регулярные колебания характеристик плазмы и поля, при которых среднее магнитное давление p_m сначала возрастает до заметных величин, хорошо совпадающих с аналитическим решением, а затем происходит «возврат» p_m практически до нуля и процесс повторяется. С течением времени численное решение приобретает существенно другие черты: регулярные осцилляции магнитного давления исчезают и осредненное магнитное давление p_m выходит на некоторый квазистационарный уровень (см. фиг. 1 из [1]). При этом пространственное распределение магнитного поля и, конечно, других характеристик системы становится стохастическим. Как отмечалось в [1], такие изменения в характере решения при временах $t \gtrsim 30 \div 50 \gamma^{-1}$ являются следствием роста неконтролируемых «счетных шумов» в соответствии с плазменной неустойчивостью, описываемой системой уравнений (2.1).

Таким образом, после регулярных «ламинарных» колебаний под влиянием случайных возмущений система переходит в турбулентный режим, в котором осредненное магнитное давление принимает некоторое квазистационарное значение. Как отмечено в работе [1], величина среднего квадрата турбулентного магнитного поля $\langle H_{\perp}^2 \rangle = p_m$ возрастает при увеличении степени анизотропии плазмы, достигая, например, значения $\langle H_{\perp}^2 \rangle = 4$ при $p_{\parallel}^{\circ} / p_{\perp}^{\circ} = 50$ (см. фиг. 3 из [1]), т. е. среднее магнитное поле $\sqrt{\langle H_{\perp}^2 \rangle}$ в квазистационарном состоянии при такой анизотропии становится вдвое больше невозмущенного поля H_0 .

Большой интерес представляет вопрос о спектре стохастических турбулентных колебаний в квазистационарном режиме. В данной работе изучалась зависимость плотности энергии магнитного поля от длины волны (или номера гармоники). Связанная с n -й гармоникой плотность магнитной энергии $p_m^{(n)}$ определялась по формуле

$$p_m^{(n)} = \frac{2}{(J-1)^2} (a_n^2 + b_n^2 + c_n^2 + d_n^2)$$

где

$$a_n = \sum_{j=0}^{(J+1)/2} H_{xj} \cos \frac{2jn\pi}{J-1}, \quad b_n = \sum_{j=0}^{(J+1)/2} H_{xj} \sin \frac{2jn\pi}{J-1}$$

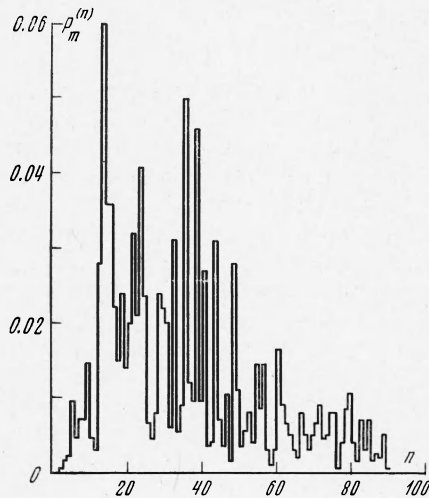
$$c_n = \sum_{j=0}^{(J+1)/2} H_{yj} \cos \frac{2jn\pi}{J-1}, \quad d_n = \sum_{j=0}^{(J+1)/2} H_{yj} \sin \frac{2jn\pi}{J-1}$$

Длина волны гармоники равна $\lambda_n = \kappa R / n$.

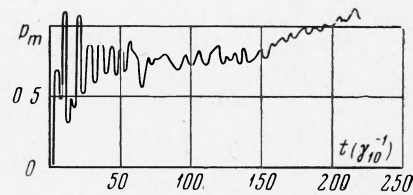
Результаты расчетов показывают, что сравнительно при небольших временах после начала неустойчивости вся магнитная энергия заключена в основной гармонике, которая задается в качестве начального возмущения. Этого, конечно, и следовало ожидать при наличии регулярных колебаний. По мере перехода в турбулентную область (когда колебания становятся стохастическими) спектр начинает изменяться, поскольку наряду

с основной появляются и другие гармоники. Прежде всего возбуждаются гармоники с номерами $n_0 - 1$, $2n_0$, $2n_0 - 1$, где n_0 — номер основной гармоники. Однако высшие гармоники $2n_0$, $2n_0 - 1$ довольно скоро

затухают (так, например, в случае $p_{\parallel}^{\circ} = 30 H_0^2 / 8\pi$, $p_{\perp}^{\circ} = 6.6 H_0^2 / 8\pi$, $n_0 = 80$ это происходит при временах порядка $100 \gamma_{80}^{-1}$). Основная часть магнитной энергии начинает перекачиваться в низшие гармоники. Расчеты показывают, что процесс перекачки энергии происходит постепенно — более длинноволновые по отношению к основной гармоники возбуждаются



Фиг. 3



Фиг. 4

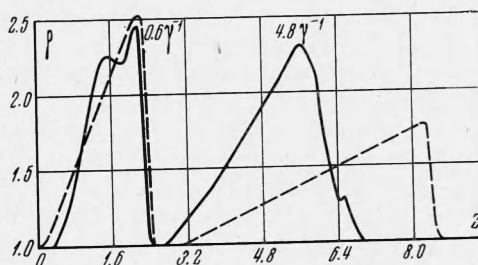
позже, чем менее длинноволновые. На фиг. 3 приведен спектр плотности магнитной энергии $p_m^{(n)}$ при достаточно больших временах ($t \approx 480 \gamma_{80}^{-1}$, γ_{80} — инкремент нарастания гармоники с $\lambda = \kappa R / 80$, полученный из линейной теории) для случая $p_{\parallel}^{\circ} = 30 H_0^2 / 8\pi$, $p_{\perp}^{\circ} = 6.6 H_0^2 / 8\pi$. На этой фигуре отчетливо видно возрастание энергии, связанной с низшими гармониками. Величина энергии отдельных гармоник достаточно мала: например, в рассматриваемом случае при $t \approx 480 \gamma_{n_0}^{-1}$ ($n_0 = 80$, $\lambda_{n_0} = 80R$) максимум плотности энергии магнитного поля приходится на гармонику с $n = 13$ ($\lambda_{13} \approx 490R$) и $p_m^{(13)} \approx 0.06 H_0^2$.

Таким образом, результаты численного решения показывают, что в турбулентной области при наличии шланговой неустойчивости имеется поток магнитной энергии в сторону малых волновых чисел. Возможно, это связано с тем, что область больших волновых чисел не «поглощает» энергию, как в гидродинамической турбулентности, поскольку в рассматриваемом случае альфвеновской турбулентности вязкость является бездиссипативной.

Была проделана также серия расчетов, в которых начальное возмущение выбиралось в виде суперпозиции двух или трех поляризованных по кругу волн с разными длинами (в формулах (2.2) $\mu = 2$ или 3 , $f_i = f_1$, $i = 2, 3$). Характер решения в начальной стадии (имеется в виду, конечно, уже нелинейная стадия, но при сравнительно небольших временах $\sim 10 \div 20 \gamma^{-1}$) существенно отличается от случая одной поляризованной по кругу волны: «возврата» магнитного давления нет, так как происходит суперпозиция двух волн с разными скоростями нарастания амплитуды и разными периодами. Магнитное поле довольно быстро стохастизируется, и осредненное магнитное давление выходит на квазистационарный уровень, как в случае одной начальной монохроматической волны. На фиг. 4 представлена зависимость среднего магнитного давления $p_m = p_m(t)$ в случае начального возмущения в виде двух альфвеновских волн, поляризованных по кругу, причем длина одной вдвое короче другой. Как пока-

зывают расчеты, турбулентное магнитное давление в квазистационарном режиме при наличии двух или трех начальных волн практически равно магнитному давлению в случае одной начальной волны при одинаковой степени анизотропии плазмы. Отсюда, по-видимому, можно сделать вывод, что квазистационарный уровень турбулентного магнитного поля не зависит от условий возбуждения неустойчивости.

Для изучения влияния шланговой неустойчивости на структуру ударной волны была проведена серия расчетов с начальными условиями (2.2), (2.4), (2.5) при $\mu = 1$, $f = f_1 = 0$, $A \neq 0$, которые соответствуют заданию в начальный момент времени звуковой римановой волны (с показателем адиабаты $\chi = 3$) и поперечного возмущения в виде поляризованной по кругу альфвеновской волны. На фиг. 5 представлено полученное



Фиг. 5

в результате численного решения распределение плотности в волне в различные моменты времени. Для этого расчета были взяты следующие параметры:

$$p_{\parallel}^{\circ} = 10H_0^2 / 8\pi, \quad p_{\perp}^{\circ} = 7.5H_0^2 / 8\pi, \quad A = 1$$

(начальная плотность плазмы в максимуме вдвое больше невозмущенной). На этих фигурах время выражено в инкрементах γ , подсчитанных по параметрам невозмущенного состояния плазмы вне импульса сжатия. В области сжатия степень анизотропии плазмы, естественно, больше, чем вне этой области, поскольку продольное давление пропорционально ρ^3 , а поперечное — ρ . Поэтому в пределах области сжатия, где плотность плазмы больше невозмущенной, неустойчивость развивается быстрее, поскольку инкремент пропорционален разности давлений (продольного и поперечного).

Для сравнения на фиг. 5 приведено распределение плотности в звуковой волне, которая распространяется по плазме при отсутствии поперечных возмущений. Как и должно быть, симметричное в начальный момент распределение плотности искажается, причем крутизна переднего фронта увеличивается вплоть до образования разрыва (ударной волны). В расчетах крутизна ограничивается величиной счетной (аппроксимационной) вязкости, и установившаяся ширина фронта составляет 3—4 узла разностной сетки.

Наличие поперечных возмущений и связанной с ними шланговой неустойчивости приводит к изменению профиля и параметров волны, распространяющейся вдоль магнитного поля. Как видно из фиг. 5, эта волна отстает от звуковой, что связано с уменьшением «эффективного» показателя адиабаты χ из-за присутствия поперечных движений; связь между давлением и плотностью уже не задается в виде $p \sim \rho^{\chi}$, а определяется из уравнения

$$\frac{d}{dt} \left(p \frac{1 + H_{\perp}^2}{\rho^3} \right) = 0$$

Наиболее важный результат расчетов состоит в том, что развитие шланговой неустойчивости приводит к уменьшению крутизны фронта

волны. Это можно интерпретировать как появление вязкости, связанной с флуктуациями параметров плазмы и поля при неустойчивости, обусловленной анизотропией давления.

Таким образом, численное решение задачи в широкой области параметров в случае одной начальной поляризованной по кругу альфвеновской волны показывает следующее:

1) имеются регулярные нелинейные колебания при временах порядка $10 \div 20\gamma^{-1}$, хорошо совпадающие с аналитическим решением;

2) при больших временах происходит стохастизация магнитного поля и переход в квазистационарный режим;

3) квазистационарный уровень осредненного турбулентного магнитного поля возрастает с увеличением анизотропии плазмы;

4) энергия магнитного поля с течением времени по мере развития турбулентности перекачивается из основной гармонике, задаваемой начальным возмущением, в длинноволновую часть спектра.

Численное решение задачи с 2—3 начальными поляризованными по кругу альфвеновскими волнами, отличающимися длинами волн и амплитудами, показывает отсутствие возврата магнитного давления в начальной стадии к малым значениям и независимость квазистационарного уровня от условий возбуждения неустойчивости.

Численное решение показало также размазывание переднего фронта волны сжатия (при наличии начального продольного возмущения в виде звуковой римановой волны) за счет появления турбулентной вязкости, связанной с развитием шланговой неустойчивости.

В заключение автор благодарит Р. З. Сагдеева за предложенную тему, постоянное внимание, обсуждение результатов и Р. Н. Макарову за большую помощь в расчетах.

Поступила 14 V 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Березин Ю. А., Сагдеев Р. З. Одномерная нелинейная модель неустойчивости анизотропной плазмы. Докл. АН СССР, 1969, т. 184, № 3.