

УДК 538.4

Е. В. Поклонский, А. И. Элькин

**ОБ УСТОЙЧИВОСТИ СИСТЕМЫ ТОКОНЕСУЩИХ СТРУЙ
С ЧЕРЕДУЮЩИМИСЯ ПО НАПРАВЛЕНИЮ ТОКАМИ**

Введение. Рассматривается устойчивость системы, состоящей из бесконечного числа расположенных периодически по координате z (рис. 1) свободно падающих струй прямоугольного сечения, по которым текут постоянные электрические токи, направленные так, что токи в соседних струях имеют различное направление. Подобная система может выполнять функции жидкого магнита, создающего периодическое по z магнитное поле [1]. В такой системе возможна неустойчивость типа перетяжек [2].

Представляет практический интерес рассмотреть устойчивость системы струй, в которой их сечение сильно вытянуто в направлении оси y , т. е. $\Delta_1/\delta_0 > 1$. Отметим, что и в этом случае прямоугольные сечения струй нельзя заменить ориентированными в направлении y полосами, так как тогда перетяжки не будут приводить к усилению магнитного поля и, следовательно, развитию неустойчивости. В то же время при достаточно больших токах рассматриваемая геометрия также может оказаться неустойчивой.

1. Постановка задачи и расчетные уравнения. Предполагается, что струи бесконечно длинные, так что в отсутствие возмущений все величины неизменны по оси x . Далее полагаем, что вдоль широких сторон струй в направлении x распространяются малые возмущения вида

$$z_{\pi} = \delta_0 + \delta \exp(\omega t + i\alpha x), \quad (1)$$

где δ — амплитуда малого возмущения, z_{π} — координата поверхности. Электродинамические и гидродинамические величины ищем в виде

$$D = D_0 + D_1, \quad D_1 = \dot{D} \exp(\omega t + i\alpha x), \quad (2)$$

где индексом «0» обозначены невозмущенные величины, а индексом «1» — возмущения, \dot{D} — комплексная амплитуда. Задача рассматривается в системе координат, движущейся со скоростью невозмущенного течения.

Полагая, что невозмущенный ток однороден и имеет только x -компоненту, для невозмущенной x -компоненты векторного потенциала получим:

$$\Delta A_{x0} = -\mu_0 j_0. \quad (3)$$

Воспользовавшись симметричным распределением невозмущенных токов относительно плоскостей $z=0$ и $y=0$ и антисимметричным — относительно плоскости $z=\Delta$ при произвольном определении векторного потенциала, запишем:

$$\left. \frac{\partial A_{x0}}{\partial y} \right|_{y=0} = \left. \frac{\partial A_{x0}}{\partial z} \right|_{z=0}, \quad A_{x0}|_{z=\Delta} = 0, \quad A_{x0}|_{y \rightarrow \infty} \rightarrow 0. \quad (4)$$

Кроме того, в дальнейшем необходимы условия непрерывности x -компоненты векторного потенциала и ее производной при $y = \Delta_1$:

$$A_{x0}|_{\Delta_1+0} = A_{x0}|_{\Delta_1-0}, \quad \left. \frac{\partial A_{x0}}{\partial y} \right|_{\Delta_1+0} = \left. \frac{\partial A_{x0}}{\partial y} \right|_{\Delta_1-0}. \quad (5)$$

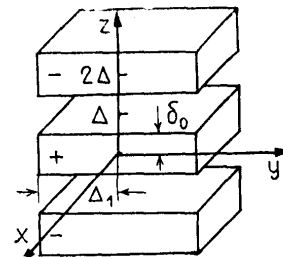


Рис. 1. Постановка задачи.

Уравнение (3) вместе с краевыми условиями (4) и условиями сшивки (5) полностью определяет задачу нахождения невозмущенных магнитных полей. Очевидно, что

$$B_{y0} = \frac{\partial A_{x0}}{\partial z}, \quad B_{z0} = -\frac{\partial A_{x0}}{\partial y}. \quad (6)$$

Получим теперь систему уравнений для возмущений в предположении, что выполняются условия

$$\varepsilon_1 \ll 1, \quad \varepsilon_2 \ll 1, \quad (7.1), (7.2)$$

где

$$\varepsilon_1 = \sigma \mu_0 \omega \delta_0 \alpha^{-1}, \quad \varepsilon_2 = \sigma \mu_0 \omega \alpha^{-2} = \varepsilon_1 / \alpha \delta_0.$$

Первое из этих условий позволяет отделить электродинамическую задачу от гидродинамической, второе — задачу расчета электрического поля от задачи нахождения магнитных полей.

Для векторного потенциала запишем:

$$\Delta_1 \dot{\mathbf{A}} - \alpha^2 \dot{\mathbf{A}} = -\mu_0 \dot{\mathbf{j}}. \quad (8)$$

В дальнейшем понадобится также условие калибровки

$$\nabla_1 \dot{\mathbf{A}} = 0. \quad (9)$$

Здесь введены операторы:

$$\Delta_1 = \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad \nabla_1 = i\alpha \mathbf{e}_x + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{e}_y + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{e}_z.$$

Оценим последний член в законе Ома для возмущений

$$\mathbf{j}_1 = \sigma (\mathbf{E}_1 + \mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_0).$$

Подставляя в отношение $\sigma v_1 B_0 / j_1$ оценки

$$B_0 \sim \mu_0 j_0 \delta_0, \quad j_1 \sim j_0 \cdot \partial z_{II} / \partial x = j_0 i \alpha \delta \exp(\omega t + i \alpha x), \\ v_1 \sim \partial z_{II} / \partial t = \omega \delta \exp(\omega t + i \alpha x),$$

получим

$$\sigma v_1 B_0 / j_1 \sim \varepsilon_1.$$

Поскольку предполагается выполненным условие (7.1), закон Ома будем использовать в виде

$$\dot{\mathbf{j}} = \sigma \dot{\mathbf{E}}, \quad (10)$$

т. е. в безындукционном приближении.

Воспользовавшись представлением поля $\dot{\mathbf{E}}$ через векторный и скалярный потенциалы, перепишем последнее равенство в виде

$$\dot{\mathbf{j}} = -\sigma (\nabla_1 \dot{\phi} + \omega \dot{\mathbf{A}}). \quad (11)$$

Из уравнения (8) следует оценка $A_1 \sim \mu_0 j_1 / \alpha^2$, так что $\sigma \omega A_1 / j_1 \sim \varepsilon_2$, что позволяет пренебречь последним членом в уравнении (11). Перепишем его в виде

$$\dot{\mathbf{j}} = -\sigma \nabla_1 \dot{\phi}. \quad (12)$$

Из уравнения неразрывности для тока $\text{div } \mathbf{j}_1 = 0$ следует

$$\Delta_1 \dot{\phi} - \alpha^2 \dot{\phi} = 0. \quad (13)$$

Поскольку рассматриваются возмущения поверхности, не зависящие от координаты y , то $j_y=0$ и потенциал ϕ от координаты y также не зависит. Из уравнения (13) в этом случае получим:

$$\phi'' - \alpha^2 \phi = 0. \quad (14)$$

Краевые условия для уравнения (14), рассматриваемого в области, занятой проводником, получим, воспользовавшись условием отсутствия нормальной к поверхности проводника составляющей плотности тока. Из этого условия в случае малых возмущений следует:

$$\frac{\Re |j_{z1}(\delta_0)|}{\Re |j_x(\delta_0)|} \approx \frac{\Re |j_{z1}(\delta_0)|}{j_0(\delta_0)} = \Re \left| \frac{j_z \exp(\omega t + i\alpha x)}{j_0} \right| = \Re \left| \frac{\partial z_{\pi}}{\partial x} \right|.$$

Отсюда при помощи уравнений (1), (12) получим:

$$\phi'(\delta_0) = - \frac{j_0}{\sigma} i\varphi \delta. \quad (15)$$

Уравнение (14) совместно с краевым условием (15) позволяет рассчитать распределение возмущения потенциала и затем при помощи уравнения (12) найти возмущенные токи. Из уравнения (8) получим:

$$\frac{\partial^2 \dot{A}_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \dot{A}_z}{\partial z^2} - \alpha^2 \dot{A}_z = -\mu_0 \dot{j}_z. \quad (16)$$

Из геометрических соображений следует, что при изменении направления оси z при выборе начала координат соответственно в точках $z=0$ или $z=\Delta$ векторное поле плотности тока и, следовательно, другие векторные поля, включая поле векторного потенциала, либо остаются неизменными (в первом случае), либо меняют направление во всех точках пространства на противоположное (во втором случае). При этом геометрия, т. е. ориентация проводников относительно координатных осей, сохраняется. Следовательно, в первом случае, обозначая через z_1 новое направление координатной оси, имеем:

$$\dot{A}_{z1}(a) = \dot{A}_z(a).$$

Поскольку $\dot{A}_{z1} = -\dot{A}_z$ и $z_1 = -z$, то отсюда следует:

$$-\dot{A}_z(-a) = \dot{A}_z(a) \text{ или } \dot{A}_z(0) = 0. \quad (17)$$

Аналогичным образом получаем

$$\frac{\partial \dot{A}_z}{\partial z} \Big|_{z=\Delta} = 0, \quad \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \Big|_{y=0} = 0. \quad (18)$$

Потребуем также, чтобы

$$\dot{A}_z \Big|_{y \rightarrow \infty} \rightarrow 0. \quad (19)$$

Аналогично (5) условия непрерывности компоненты \dot{A}_z векторного потенциала и ее производной на границе струй запишем в виде

$$\dot{A}_z \Big|_{\Delta_1+0} = \dot{A}_z \Big|_{\Delta_1-0}, \quad \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \Big|_{\Delta_1+0} = \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \Big|_{\Delta_1-0}. \quad (20)$$

Уравнение (16) с краевыми условиями (17)–(20) позволяет найти z -компоненту возмущения векторного потенциала по известному распределению возмущенных токов.

Поскольку при $j_z=0$ должно быть $A_y=0$, то для x -компоненты возмущения векторного потенциала при помощи уравнения (9) получим:

$$\dot{A}_x = - \frac{1}{i\alpha} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial z}. \quad (21)$$

Для простоты рассмотрим далее вопрос о возникновении гидродинамической неустойчивости в плоскости xz под действием осредненной по координате y электрообъемной силы. В этом случае, сохраняя в уравнениях магнитной гидродинамики линейные относительно возмущений члены и воспользовавшись представлением (2), запишем:

$$-p_0' + \bar{F}_{z0} = 0, \quad \rho\omega\dot{v}_x = -i\alpha\dot{p} + \bar{F}_x, \quad (22), (23)$$

$$\rho\omega\dot{v}_z = -\dot{p}' + \bar{F}_z, \quad i\alpha\dot{v}_x + \dot{v}_z' = 0. \quad (24), (25)$$

Здесь (22) — уравнение равновесия невозмущенной жидкости, (23), (24) — уравнения движения для возмущений, (25) — уравнение неразрывности для возмущенного движения, \bar{F}_{z0} , \bar{F}_x , \bar{F}_z — компоненты осредненной по y невозмущенной электрообъемной силы и ее возмущения. Оператор осреднения имеет вид

$$\bar{D} = \frac{1}{2\Delta_1} \int_{-\Delta_1}^{\Delta_1} D dy.$$

При помощи уравнений (23) — (25) получим:

$$\dot{v}_z'' - \alpha^2\dot{v}_z = -\frac{i\alpha}{\rho\omega}(\bar{F}_x' - i\alpha\bar{F}_z). \quad (26)$$

Уравнение (26) является линейным неоднородным уравнением второго порядка, правая часть которого (после решения соответствующих электродинамических задач) зависит от координаты z и пропорциональна неизвестной комплексной амплитуде возмущения поверхности δ .

Для определения двух произвольных постоянных в решении (26) и величины δ необходимы три дополнительных условия. В качестве последних возьмем условие четности функции $\dot{v}_z(z)$ и также условия на свободной поверхности — равенство нулю давления и кинематическое условие.

Для давления на поверхности запишем:

$$p_0(z_{\Pi}) + p_1(z_{\Pi}) = 0, \quad p_0(\delta_0) = 0. \quad (27.1), (27.2)$$

Раскладывая левую часть выражения (27.1) в ряд Тейлора в окрестности точки $z = \delta_0$, сохраняя линейные относительно возмущений члены, при помощи уравнений (27.2), (1) получим:

$$\dot{p}(\delta_0) = -p_0'(\delta_0) \cdot \delta.$$

Далее, воспользовавшись выражениями (22), (23), (25), приходим к условию

$$\dot{v}_z'(\delta_0) = -\frac{i\alpha}{\rho\omega}(\bar{F}_x + i\alpha\bar{F}_{z0}\delta) |_{z=\delta_0}. \quad (28)$$

При помощи кинематического условия на поверхности струи для волн малой амплитуды $v_z(\delta_0) = \partial z_{\Pi} / \partial t$ получим:

$$\dot{v}_z(\delta_0) = \omega\delta. \quad (29)$$

Условие существования нетривиального ненулевого решения уравнения (26) при наличии связей (28), (29) для четной функции дает зависимость $\omega = \omega(\alpha)$, т. е. искомое дисперсионное уравнение.

2. Вывод дисперсионного уравнения. Найдем распределение невозмущенного поля. Решение уравнения (3), удовлетворяющее краевым условиям по координате z , ищем в виде ряда

$$A_{x0}(y, z) = \sum_{n=0}^{\infty} A_{0n}(y) \cos \mu_n z, \quad \mu_n = \frac{\pi}{\Delta} \left(n + \frac{1}{2} \right). \quad (30)$$

Правую часть уравнения (3) также представим в виде ряда

$$j_0 = \sum_{n=0}^{\infty} j_{0n} \cos \mu_n z. \quad (31)$$

Подставляя ряды (30), (31) в уравнение (3), получим:

$$A_{0n}'' - \mu_n^2 A_{0n} = -\mu_0 j_{0n}. \quad (32)$$

Здесь $j_{0n} = 2j_0 \sin \mu_n \delta_0 / \Delta \mu_n$ в области $0 < y < \Delta_1$ и $j_{0n} = 0$ в области $y > \Delta_1$.

Решая уравнение (32) в областях $0 < y < \Delta_1$ и $y > \Delta_1$, используя граничные условия по y (14), а также условия непрерывности A_{0n} и ее производной на границе областей $0 < y < \Delta_1$ и $y > \Delta_1$ (5), в итоге получим:

$$A_{0n} = \frac{\mu_0 j_{0n}}{\mu_n^2} (1 - e^{-\mu_n \Delta_1} \operatorname{ch} \mu_n y). \quad (33)$$

Здесь $-\Delta_1 < y < \Delta_1$.

Определим теперь возмущения токов. Решение уравнения (14) с краевым условием (15), удовлетворяющее условию четности $\dot{\varphi}(z)$, имеет вид

$$\dot{\varphi} = - \frac{i \delta j_0}{\sigma \operatorname{sh} \alpha \delta_0} \operatorname{ch} \alpha z. \quad (34)$$

При помощи уравнения (12) для возмущений плотности тока получим:

$$\dot{j}_x = - \frac{\alpha j_0 \operatorname{ch} \alpha z}{\operatorname{sh} \alpha \delta_0} \delta, \quad \dot{j}_z = \frac{\alpha j_0 \operatorname{sh} \alpha z}{\operatorname{sh} \alpha \delta_0} i \delta. \quad (35)$$

Решения уравнения (16) для z -компоненты векторного потенциала будем искать в виде

$$A_z = \sum_{n=0}^{\infty} A_{zn} \sin \mu_n z. \quad (36)$$

Правую часть этого уравнения представим в виде ряда

$$\dot{j}_z = \sum_{n=0}^{\infty} \dot{j}_{zn} \sin \mu_n z. \quad (37)$$

Подставляя ряды (36), (37) в уравнение (16), получим:

$$A_{zn}'' - \mu_n^2 A_{zn} - \alpha^2 A_{zn} = -\mu_0 \dot{j}_{zn}. \quad (38)$$

Здесь

$$a_n^2 = \mu_n^2 + \alpha^2,$$

$$\dot{j}_{zn} = \frac{2\alpha j_0 i \delta}{\Delta a_n^2} (\alpha \operatorname{ch} \alpha \delta_0 \sin \mu_n \delta_0 - \mu_n \cos \mu_n \delta_0 \operatorname{sh} \alpha \delta_0) / \operatorname{sh} \alpha \delta_0$$

в области $0 < y < \Delta_1$ и $\dot{j}_{zn} = 0$ в области $y > \Delta_1$.

Решая уравнение (38) в каждой из областей, воспользовавшись краевыми условиями (19) и условием сшивки решений (20), получим справедливое в области $-\Delta_1 < y < \Delta_1$ решение в виде

$$A_{zn} = \frac{\mu_0 \dot{j}_{zn}}{a_n^2} (1 - e^{-a_n \Delta_1} \operatorname{ch} a_n y). \quad (39)$$

Вычислим правую часть уравнения (26). Запишем, сохраняя линейные относительно возмущений члены:

$$\dot{F}_z = j_0 \dot{B}_y + j_x B_{y0} = j_0 \left(\frac{\partial \dot{A}_x}{\partial z} - i\alpha \dot{A}_z \right) + j_x \frac{\partial A_{x0}}{\partial z}, \quad (40)$$

$$\dot{F}_x = -j_z B_{y0} = -j_z \frac{\partial A_{x0}}{\partial z}, \quad F_{z0} = j_0 B_{y0} = j_0 \frac{\partial A_{x0}}{\partial z}. \quad (41), (42)$$

Воспользовавшись выражениями (21), (40), (41), (3), (30), (16), после некоторых преобразований получим:

$$\bar{F}_x' - i\alpha \bar{F}_z = j_z \frac{\partial^2 \bar{A}_{x0}}{\partial y^2} - j_0 \frac{\partial^2 \bar{A}_z}{\partial y^2}. \quad (43)$$

Подставляя в правую часть выражения (43) решения (30) и (36), выполнив при этом операцию осреднения, запишем:

$$\bar{F}_x' - i\alpha \bar{F}_z = \frac{i\delta\mu_0\alpha j_0^2}{\Delta\Delta_1 \text{sh}\alpha\delta_0} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{I_n}{a_n^2} N_n \sin\mu_n z - \frac{\sin\mu_n\delta_0}{\mu_n^2} M_n \text{sh}\alpha z \cos\mu_n z \right). \quad (43')$$

Здесь

$$I_n = (\alpha \text{ch}\alpha\delta_0 \sin\mu_n\delta_0 - \mu_n \text{sh}\alpha\delta_0 \cos\mu_n\delta_0) / a_n,$$

$$N_n = 1 - e^{-2an\Delta_1}, \quad M_n = 1 - e^{-2\mu_n\Delta_1}.$$

Таким образом, правая часть уравнения (26) определена. Его решение, удовлетворяющее краевому условию (28) и условию четности, запишется в виде

$$\begin{aligned} \dot{v}_z &= \frac{\alpha}{\rho\omega} \left(\frac{\tilde{u}'(\delta_0)}{\alpha \text{ch}\alpha\delta_0} \text{sh}\alpha z - \tilde{u} \right), \\ \tilde{u} &= -\delta\mu_0 \frac{\alpha j_0^2}{\Delta\Delta_1 \text{sh}\alpha\delta_0} \sum_{n=0}^{\infty} \left[-\frac{I_n}{a_n^4} N_n \sin\mu_n z + \frac{\sin\mu_n\delta_0}{b_n^2\mu_n^3} M_n (\mu_n \text{sh}\alpha z \times \right. \\ &\quad \left. \times \cos\mu_n z - 2\alpha \text{ch}\alpha z \sin\mu_n z) \right]; \\ b_n^2 &= \mu_n^2 + 4\alpha^2. \end{aligned} \quad (44)$$

Подставляя решение (44) в кинематическое условие (29), получим для ω^2 :

$$\begin{aligned} \omega^2 &= \frac{\mu_0 j_0^2}{\rho} \frac{\alpha}{\Delta\Delta_1 \text{sh}\alpha\delta_0} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{\text{sh}^2\alpha\delta_0}{\text{ch}\alpha\delta_0} \mu_n^2 \left(\frac{M_n \sin^2\mu_n\delta_0}{\mu_n^3 b_n^2} - \frac{N_n \cos^2\mu_n\delta_0}{a_n^5} \right) + \right. \\ &\quad \left. + 2\alpha\mu_n \text{sh}\alpha\delta_0 \sin\mu_n\delta_0 \cos\mu_n\delta_0 \left(\frac{M_n}{\mu_n^3 b_n^2} + \frac{N_n}{a_n^5} \right) - \frac{\alpha^2 \sin^2\mu_n\delta_0}{\text{ch}\alpha\delta_0} \times \right. \\ &\quad \left. \times \left(\frac{2M_n}{\mu_n^3 b_n^2} + \frac{N_n \text{ch}^2\alpha\delta_0}{a_n^5} \right) \right]. \end{aligned} \quad (45)$$

Переходя к безразмерным величинам

$$\bar{\alpha} = \alpha\delta_0, \quad \bar{\Delta} = \Delta/\delta_0, \quad \bar{\Delta}_1 = \Delta_1/\delta_0, \quad \bar{\omega} = \omega/\omega_0,$$

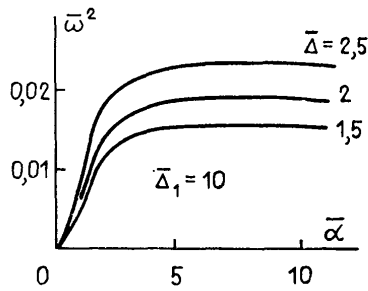


Рис. 2. Зависимость инкремента нарастания неустойчивости от волнового числа $\bar{\alpha}$ и параметра $\bar{\Delta}$.

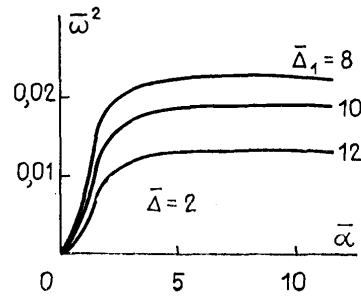


Рис. 3. Зависимость инкремента нарастания неустойчивости от волнового числа $\bar{\alpha}$ и параметра $\bar{\Delta}_1$.

окончательно получим искомое дисперсионное уравнение:

$$\bar{\omega}^2 = \frac{\bar{\alpha}}{\bar{\Delta}\bar{\Delta}_1 \operatorname{sh}\bar{\alpha}} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{\operatorname{sh}^2 \bar{\alpha}}{\operatorname{ch}\bar{\alpha}} \bar{\mu}_n^2 \left(\frac{M_n \sin^2 \bar{\mu}_n}{\bar{\mu}_n^3 \bar{b}_n^2} - \frac{N_n \cos^2 \bar{\mu}_n}{\bar{a}_n^5} \right) + 2\bar{\alpha} \bar{\mu}_n \operatorname{sh}\bar{\alpha} \times \right. \\ \left. \times \sin \bar{\mu}_n \cos \bar{\mu}_n \left(\frac{M_n}{\bar{\mu}_n^3 \bar{b}_n^2} + \frac{N_n}{\bar{a}_n^5} \right) - \bar{\alpha}^2 \frac{\sin^2 \bar{\mu}_n}{\operatorname{ch}\bar{\alpha}} \left(\frac{2M_n}{\bar{\mu}_n^3 \bar{b}_n^2} + \frac{N_n \operatorname{ch}^2 \bar{\alpha}}{\bar{a}_n^5} \right) \right]. \quad (46)$$

Здесь

$$\omega_0^2 = \frac{\mu_0 j_0^2}{\rho}, \quad \bar{\mu}_n = \frac{\pi}{\bar{\Delta}} \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad \bar{a}_n^2 = \bar{\mu}_n^2 = \bar{\alpha}^2, \quad \bar{b}_n^2 = \bar{\mu}_n^2 + 4\bar{\alpha}^2.$$

Система токнесущих струй неустойчива, если правая часть выражения (46) положительна.

3. Результаты расчета. По формуле (46) была рассчитана зависимость $\bar{\omega}(\bar{\alpha})$ для различных значений геометрических параметров $\bar{\Delta}$ и $\bar{\Delta}_1$ (рис. 2, 3). Как видно из рисунков, рассматриваемая система токнесущих струй неустойчива, причем наиболее опасны коротковолновые возмущения. В этой области условия применимости рассматриваемого приближения (7.1), (7.2) должны соблюдаться.

Оценим по формуле (45) инкремент нарастания возмущений для конкретного случая литиевых струй с параметрами $\bar{\Delta}_1 = 0,5$ м, $\bar{\Delta} = 0,1$ м, $\delta_0 = 0,05$ м, ток через струю $I = 1,6$ МА. При этом $\omega \sim 10^2$ с⁻¹, что соответствует характерному времени разрушения системы струй $\tau \sim 10^{-2}$ с.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность С. Л. Недосееву за ценные дискуссии при обсуждении работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Архангельский Ю. И., Волков В. Г., Муравьев Е. В., Недосеев С. Л., Романов П. В., Рудаков Л. И., Рютов В. Д., Цыганков Е. А., Шаталов Г. Е. Условия работы конструкционных материалов в импульсном термоядерном реакторе на релятивистских электронных пучках. — Вопросы атомной науки и техники. Термоядерный синтез, 1979, вып. 1, с. 39.

2. Гельфгат Ю. М., Лиелаусис О. А., Щербинин Э. В. Жидкий металл под действием электромагнитных сил. Рига: Зинатне, 1976. 133 с.

Поступила 18 января 1982 г.