

ограничивается соответствующим реальным физическим механизмом диссипации (что указано также в [18]), если этот механизм играет существенную роль в энергетическом балансе кумулятивного течения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды.— М.: Наука, 1971.
2. Guderley G. Starke kugelige und zylindrische Verdichtungsstosse in der Nahe des Kugelmittelpunktes bzw der Zylinderachse // Luftfahrtforschung.— 1942.— Bd 19, N 9.
3. Забабахин Е. И. Явления неограниченной кумуляции // Механика в СССР за 50 лет.— М.: Наука, 1970.— Т. 2.
4. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Физматгиз, 1963.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика.— М.: Наука, 1986.
6. Берченко Е. А., Коробейников В. П. Численное исследование сходящихся ударных волн // ДАН СССР.— 1976.— Т. 230, № 6.
7. Дьяченко В. Ф., Имшенник В. С. Сходящаяся цилиндрическая ударная волна в плазме с учетом структуры фронта // ЖВММФ.— 1963.— Т. 3, № 5.
8. Дьяченко В. Ф., Имшенник В. С. О сходящейся цилиндрически симметричной ударной волне при наличии диссипативных эффектов // ПММ.— 1965.— Т. 29, № 6.
9. Кудиш И. И., Рыков В. А. О сходимости к центру и отражении сферической волны в газе // ЖВММФ.— 1976.— Т. 16, № 5.
10. Jach K. Assessment of shock-waves convergence-radius in spherical systems of explosion-induced plasma compression // J. Techn. Phys.— 1981.— V. 22, N 4.
11. Бардин Н. А. Фокусировка ударной волны в трехтемпературной плазме // ПМТФ.— 1984.— № 4.
12. Рихтмайер Р., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач.— М.: Мир, 1972.
13. Уилкинс М. Л. Расчет упругопластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике.— М.: Мир, 1974.
14. О'Киф Дж. Д., Арнс Т. Дж. Ударные эффекты при столкновении больших метеоритов с Луной // Механика образования воронок при ударе и взрыве.— М.: Мир, 1977.
15. Базанов О. В., Беспалов В. Е. и др. Нерегулярное отражение конически сходящихся ударных волн в плексигласе и меди // ТВТ.— 1985.— Т. 23, № 5.
16. Кравченко В. А. О сходящейся ударной волне в конденсированной среде.— Черноголовка, 1984.— (Препринт/ИТФ АН СССР; № 4).
17. Бабыкин М. В., Байгарин К. А. и др. Симметричный нагрев и разлет металлического шарика при инъекции РЭП в электромагнитную ловушку // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Т/я синтез.— 1985.— Вып. 1(18).
18. Имшенник В. С. Кумуляция сходящихся ударных волн с учетом диссипативных процессов // ПМТФ.— 1980.— № 6.

Поступила 15/XII 1986 г.

УДК 533.952

УСТОЙЧИВОСТЬ СИММЕТРИЧНОГО СЖАТИЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ЛАЙНЕРА, МОДЕЛИРУЕМОГО СИСТЕМОЙ ПРОВОЛОЧЕК

А. А. Самохин

(Москва)

Малоиндуктивные многопроволочные конструкции («эрреи») [1], используемые в качестве нагрузки в сильноточных диодах, позволили достигнуть больших скоростей ($\sim 10^7$ см/с) и экстремальных параметров плазмы, что сделало их перспективным инструментом в исследованиях мощных источников электромагнитного излучения и генераторов плотной плазмы [2]. Многопроволочные конструкции интересны также для моделирования динамики сжатия цилиндрических лайнеров и z-пинчей. Актуально изучение неустойчивостей, нарушающих синхронность схождения проводников в центр системы [3]. В настоящей работе выполнен анализ устойчивости симметричного схлопывания «эррея» с учетом взаимного индуктивного влияния токов и конечного омического сопротивления проводников. Предельным переходом результаты распространяются на случай сплошного лайнера.

Постановка задачи. Рассматривается система из N прямолинейных проводников (проволочек) с током, установленных между двумя плоскими электродами и замыкающих цепь с источником напряжения E , внеш-

ней индуктивностью L_{ext} и сопротивлением Ω_{ext} . Считается, что в процессе движения проводники остаются параллельными оси z и имеют поперечные размеры много меньше характерного расстояния. Движение лайнера в этом случае сводится к движению точечных масс в плоскости (x, y) . Чтобы получить соответствующие уравнения движения с учетом меняющейся индуктивности системы, воспользуемся лагранжевой формулировкой задачи [4]. На каждый из проводников приходится три обобщенные координаты, две из которых (x, y) описывают положение проволоочки, а третья координата Q дает величину прошедшего заряда и отвечает за «электрическую» степень свободы. Лагранжиан системы, состоящий из кинетической энергии проволоочек, энергии магнитного поля и энергии внешнего источника, имеет вид

$$(1) \quad \mathcal{L} = \frac{1}{2} \sum_{\alpha} M_{\alpha} \dot{X}_{\alpha}^2 + \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta} L_{\alpha\beta} \dot{Q}_{\alpha} \dot{Q}_{\beta} + \frac{1}{2} L_{\text{ext}} \left(\sum_{\alpha} \dot{Q}_{\alpha} \right)^2 + E \sum_{\alpha} Q_{\alpha};$$

$$(2) \quad L_{\alpha\beta} = 2lc^{-2} \ln (R_{\infty}/|X_{\alpha} - X_{\beta}|), \quad \alpha \neq \beta,$$

$$L_{\alpha\alpha} = 2lc^{-2} \ln (R_{\infty}/r_{\alpha}).$$

Здесь $X_{\alpha} = (x_{\alpha}, y_{\alpha})$; M_{α} , r_{α} — масса и радиус проводника; l — длина лайнера; R_{∞} — радиус обратного токопровода. Если обратный токопровод выполнен в виде цилиндра, соосного с лайнером, учет индуктивных свойств в принятой форме (2) является идеализацией, не учитывающей, что положение проводников не совпадает с центром системы. Однако такое приближение оправдано, если радиус R_{∞} много больше радиуса лайнера R . В случае, когда обратный токопровод сделан в виде, аналогичном «эррею», т. е. состоит из нескольких массивных проводников, законность приближения «эффективного» R_{∞} нуждается в исследовании. В настоящей работе не обсуждается этот вопрос. Соответствующие уравнения Лагранжа с учетом сопротивления Ω_{ext} и сопротивления проводников Ω_{α} запишем как

$$(3) \quad M_{\alpha} \ddot{X}_{\alpha} = I_{\alpha} \sum_{\beta} I_{\beta} \frac{\partial L_{\alpha\beta}}{\partial X_{\alpha}},$$

$$(4) \quad \frac{d}{dt} \sum_{\beta} (L_{\alpha\beta} + L_{\text{ext}}) I_{\beta} = E - \sum_{\beta} \Omega_{\alpha\beta} I_{\beta}, \quad \Omega_{\alpha\beta} =$$

$$= \Omega_{\text{ext}} \quad (\alpha \neq \beta), \quad \Omega_{\alpha\alpha} = \Omega_{\text{ext}} + \Omega_{\alpha}.$$

Здесь $I_{\alpha} = \dot{Q}_{\alpha}$ — ток через проволочку. Если сопротивления и внешнее напряжение равны нулю, то (4) эквивалентно условию вмерзновенности магнитного поля и сохранению обобщенного импульса A_z (A — вектор-потенциал магнитного поля).

Для достижения высокой степени сжатия лайнера в начальный момент проводники размещают в вершинах правильного многоугольника и ожидают, что эта симметрия сохранится в процессе движения. Устойчивость симметричного сжатия многопроволочного лайнера исследовалась ранее [3] в пренебрежении флуктуациями тока ($\delta I_{\alpha} = 0$), или, будем говорить, в режиме заданного тока. В рамках сформулированной выше модели это приближение соответствует случаю большого омического сопротивления, когда можно пренебречь левой частью уравнения (4) и определять токи из равенства напряжения нагрузки омическому напряжению на проводнике: $I_{\alpha} = \left(E - \Omega_{\text{ext}} \sum_{\beta} I_{\beta} \right) / \Omega_{\alpha}$. Если сопротивления проводников одинаковы, то несимметричные возмущения тока тождественно равны нулю. Цель работы — исследовать устойчивость симметричного сжатия многопроволочного лайнера с учетом индуктивного падения напряжения на проводниках.

Устойчивость сжатия многопроволочного лайнера. Исходное, симметричное, решение задачи о сжатии многопроволочного лайнера пред-

ставим в виде $X_\alpha = \hat{O}^\alpha X$, $X = Re$, $I_\alpha = I$, где $\hat{O}$ — преобразование поворота на угол $2\pi/N$; $e = (1, 0)$ — единичный вектор. Подвергнем это решение возмущению: $\delta X_\alpha = (\lambda_p \hat{O})^\alpha \delta X$, $\delta I_\alpha = \lambda_p^\alpha \delta I$, $\lambda_p = \exp(i2\pi p/N)$, $p = 0, 1, \dots, N-1$. После линеаризации уравнений (3), (4), пренебрегая флуктуациями поперечных размеров и сопротивлений проводников, получим

$$(5) \quad \left(\frac{d^2}{dt^2} + \frac{2I^2}{Mc^2 R^2} \begin{bmatrix} A_p & 0 \\ 0 & -A_p \end{bmatrix} \right) \delta X = \frac{2I}{McR} \begin{bmatrix} 1 - N \frac{1 + \delta_{0p}}{2} \\ iB_p \end{bmatrix} \delta I;$$

$$(6) \quad \frac{d}{dt} \frac{I}{R} \left(\begin{bmatrix} 1 - N \frac{\delta_{0p} + 1}{2} \\ -iB_p \end{bmatrix}, \delta X \right) + \\ + \frac{d}{dt} \left(C_p + \ln \frac{R}{r} + N \delta_{0p} \left[L_{\text{ext}} + \ln \frac{R_\infty}{R} \right] \right) \delta I = -\frac{c}{2I} (\Omega + N \delta_{0p} \Omega_{\text{ext}}) \delta I.$$

Здесь δ_{0p} — символ Кронекера; константы A_p , B_p и C_p определены равенствами

$$(7) \quad A_p = \sum_{\beta=1}^{N-1} \frac{\cos(2\pi\beta/N) - \cos(2\pi p\beta/N)}{2(1 - \cos(2\pi\beta/N))}, \\ B_p = \sum_{\beta=1}^{N-1} \cos^2\left(\frac{\pi\beta}{N}\right) \frac{\sin(2\pi p\beta/N)}{\sin(2\pi\beta/N)}, \quad C_p = \sum_{\beta=1}^{N-1} \cos\left(\frac{2\pi p}{N}\beta\right) \ln \frac{0,5}{1 - \cos\left(\frac{2\pi\beta}{N}\right)}.$$

Приведенные выше выражения для A_p и B_p могут быть упрощены. Легко установить рекуррентные соотношения $A_{p+1} = A_p + B_p + 0,5(N\delta_{0p} - 1)$, $B_{p+1} = B_p - 1 + 0,5(\delta_{0p} + \delta_{pN-1})$, откуда, учитывая равенства $A_1 = 0$, $B_0 = 0$, найдем

$$(8) \quad A_p = 0,5(p-1)(N-p-1), \quad B_p = 0,5N - p,$$

где p принимает значения $1, 2, \dots, N-1$. Далее ограничимся рассмотрением тех гармоник, которые нарушают симметричность лайнера, т. е. $p \neq 0$. При этом из уравнения (6) выпадут параметры внешней цепи — индуктивность L_{ext} , сопротивление Ω_{ext} и радиус обратного токопровода R_∞ .

Рассмотрим случай идеально проводящего лайнера ($\Omega = 0$). Для удобства изложения введем обозначение $G_p = C_p + \ln(R/r)$. Из уравнения (6) выразим возмущение тока δI через δX

$$(9) \quad \delta I = G_p^{-1} \frac{I}{R} \left(\begin{bmatrix} B_1 \\ iB_p \end{bmatrix}, \delta X \right)$$

и, подставив в (5), получим

$$(10) \quad \left(\frac{d^2}{dt^2} + \frac{2I^2}{Mc^2 R^2} \left\{ \begin{bmatrix} A_p & 0 \\ 0 & -A_p \end{bmatrix} + G_p^{-1} \begin{bmatrix} B_1^2 & iB_1 B_p \\ -iB_1 B_p & B_p^2 \end{bmatrix} \right\} \right) \delta X = 0.$$

Чтобы решить это уравнение, пренебрежем изменением G_p в процессе сжатия лайнера и положим

$$(11) \quad \delta X = \delta X_0 \exp \left(\int_0^t \gamma(t') dt' \right).$$

В квазиклассическом приближении γ определяется как корень дисперсионного уравнения:

$$(12) \quad G_p \tilde{\gamma}^4 + (B_1^2 + B_p^2) \tilde{\gamma}^2 - A_p (G_p + 2) = 0, \quad \gamma = \tilde{\gamma} \left(\frac{2I^2}{Mc^2 R^2} \right)^{1/2}.$$

Учитывая (8), имеем

$$(13) \quad \tilde{\gamma}^2 = \frac{(p-1)^2 + (N-p-1)^2}{4G_p} \times \\ \times \left(\pm \sqrt{1 + G_p(G_p + 2) \left[\frac{2(p-1)(N-p-1)}{(p-1)^2 + (N-p-1)^2} \right]^2} - 1 \right).$$

Из уравнения (9) следует, что рассмотренный в [3] режим заданного тока реализуется в пределе $G_p = \infty$. Большие значения G_p достигаются за счет увеличения отношения R/r , когда взаимное индуктивное влияние проводников стремится к нулю. Неустойчивы при этом тангенциальные деформации с инкрементом, равным

$$(14) \quad \tilde{\gamma}_\infty = \sqrt{\frac{(p-1)(N-p-1)}{2}}.$$

При уменьшении радиуса лайнера взаимное индуктивное влияние проводников возрастает и соответственно уменьшаются инкременты неустойчивости.

Влияние индуктивности на инкремент неустойчивости тем заметнее, чем больше N и меньше p , и совершенно отсутствует для самых коротковолновых возмущений $p = 0,5N$ (N четное).

Учтем сопротивление проводников. По-прежнему ищем решение в виде (11), на основании (6) выразим флуктуации тока δI через δX и получим соотношение (9) с фактором

$$(15) \quad G_p = C_p + \ln \frac{R}{r} + [\tau_\Omega (\gamma + \tau^{-1})]^{-1}, \quad \tau_\Omega^{-1} = \Omega c^2 / 2l, \quad \tau^{-1} = \frac{d}{dt} \ln \frac{I}{R}.$$

С учетом зависимости (15) дисперсионное уравнение (12) имеет пять корней. Инкремент $\gamma > 0$, отвечающий неустойчивой моде, и G_p находятся последовательными итерациями системы уравнений (13), (15). Для неустойчивой моды учет омического сопротивления приводит к увеличению фактора G_p и приближению инкремента к предельному максимальному значению γ_∞ (14). Можно сделать вывод: для небольшого числа проводников $N = 4-9$ и $R/r \geq 10$ (см. таблицу) инкременты длинноволновых возмущений отличаются от предельных не более чем на 30% и равны им для самых коротковолновых и быстрораствующих.

Найдем увеличение амплитуды возмущения в процессе сжатия лайнера. Из уравнения движения $\frac{d^2 R}{dt^2} = -\frac{2lI^2}{Mc^2 R} \frac{N-1}{2}$ при условии, что ток изменяется медленно, имеем $\frac{dR}{dt} = -\left(\frac{2lI^2}{Mc^2}\right)^{1/2} \sqrt{(N-1) \ln \frac{R_0}{R}}$. Отсюда и на основании (12), пренебрегая изменением $\tilde{\gamma}$, найдем интегральный ин-

p	$\tilde{\gamma}$					
	N					
	4	5	6	7	8	9
2	0,71	1,00 0,96	1,22 1,11	1,41 1,20	1,58 1,27	1,73 1,32
3	—	—	1,41 —	1,73 1,71	2,0 1,91	2,24 2,07
4	—	—	—	—	2,12 —	2,45 2,43

Примечание. Верхние и нижние цифры соответствуют $R/r = \infty$ и 10.

кремент как функцию радиуса
(16)

$$\Gamma = \int_0^t \gamma(t') dt' = \frac{2\tilde{\gamma}}{(N-1)^{1/2}} \sqrt{\ln \frac{R_0}{R}}$$

(R_0 — начальный радиус лайнера). Относительная величина деформации $\xi = |\delta X|/R$ для быстрорастущих коротковолновых возмущений в зависимости от степени сжатия лайнера (R_0/R) дается соотношением

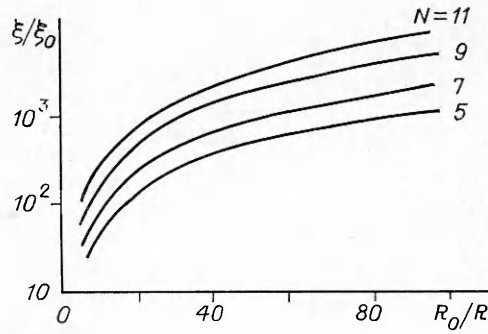


Рис. 1

$$\frac{\xi}{\xi_0} = \frac{R_0}{R} \exp \left\{ \frac{2^{1/2} (0,5N - 1)}{(N-1)^{1/2}} \sqrt{\ln \frac{R_0}{R}} \right\}$$

и для разных N представлена на рис. 1, где $\xi_0 = \xi|_{t=0}$.

Устойчивость сжатия тонкостенного цилиндрического лайнера. Распространим результаты предыдущего раздела на случай $N = \infty$ при заданных конечных значениях плотности тока $j = NI/2\pi R$ и массы $m = NM/2\pi R$ на единицу длины и при толщине лайнера $a = Nr^2/2R$. Полученные таким образом результаты будут справедливы для возмущений с длиной волны $\lambda = 2\pi R/p \gg a$ — длинноволновый предел. При условии $N \gg p$ из уравнений (7), (8) следует $A_p N^{-1} = 0,5(p-1)$, $B_p N^{-1} = 0,5$, $C_p N^{-1} = 0,5/p$. В пределе $N \rightarrow \infty$ из (10), (15) для возмущений $\delta X \sim \exp(\gamma t + i p \varphi)$ (φ — полярный угол) получим

$$(17) \quad \left(\gamma^2 + kg \begin{bmatrix} G^{-1} + 1 - p^{-1} & iG^{-1} \\ -iG^{-1} & G^{-1} - 1 + p^{-1} \end{bmatrix} \right) \delta X = 0;$$

$$(18) \quad G = 1 + \frac{2\alpha}{\tau_a (\gamma + \tau_a^{-1})}.$$

Здесь $g = 2\pi l j^2 / mc^2$ — ускорение; $k = 2\pi/\lambda = p/R$ — волновое число; $\alpha = ak$; $\tau_a = 4\pi\sigma a^2/c^2$ — время диффузии поля на толщину лайнера. Заметим, что при $p = \infty$ геометрия задачи из цилиндрической вырождается в плоскую. Для инкремента неустойчивой моды имеем уравнение $\tilde{\gamma}^2 = \frac{\gamma^2}{k\xi} = \frac{\left\{ 1 + \left(\frac{p-1}{p} G \right)^2 \right\}^{1/2} - 1}{G}$.

Проанализируем два крайних случая — сильной и слабой проводимости. Для идеально проводящего лайнера ($\alpha \ll \gamma\tau_a$, $G=1$) приходим к неустойчивости Рэлея—Тейлора с инкрементом $\tilde{\gamma}|_{\sigma=\infty} = \left\{ \sqrt{1 + \left(\frac{p-1}{p} \right)^2} - 1 \right\}^{1/2} \xrightarrow{p \rightarrow \infty} (V\bar{2} - 1)^{1/2}$. Деформация лайнера при этом происходит одновременно в радиальном и тангенциальном направлениях с отношением амплитуд $\frac{\delta R}{R\delta\varphi} = \left\{ 1 - \frac{1}{p} + \sqrt{1 + \left(\frac{p-1}{p} \right)^2} \right\}^{-1} \xrightarrow{p \rightarrow \infty} 0,41$. В обратном предельном случае слабой проводимости, когда $\alpha \gg \gamma\tau_a$, инкремент увеличивается в 1,5 раза, сохраняя корневую зависимость от kg : $\tilde{\gamma}|_{\sigma=0} = \left\{ \frac{p-1}{p} \right\}^{1/2} \xrightarrow{p \rightarrow \infty} 1$. Однако относительная величина радиального возмущения обращается в нуль и деформация происходит только в тангенциальном направлении. Данная неустойчивость приводит к перераспределению вещества и образованию токовых шнуров (пинчей) на поверхности лайнера, что позволяет классифицировать ее как разрывную тиринг-неустойчивость [5]. Необычно, что в данной постановке задачи

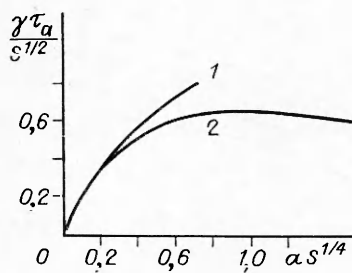


Рис. 2

инкремент тиринг-моды оказался не зависящим от сопротивления плазмы.

Плоский токовый слой. Тиринг-неустойчивость. Рассмотрим плоский токовый слой $j = j_z$, расположенный в плоскости (y, z) и ускоряемый внешним полем $H = H_y$, моделируемый дискретной решеткой массивных прямолинейных проводников. На основании (3), (4), учтя дополнительно вектор-потенциал внешнего поля, в пределе $N = \infty$, где N — число проводников на единицу длины, для возмущений $\delta X = (\delta x, \delta y) \sim$

$\sim \exp(\gamma t + iky)$ получим линейное уравнение

$$(19) \quad \left\{ \gamma^2 + kg \left(\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} + G^{-1} \begin{bmatrix} \kappa^2 & i\kappa \\ -i\kappa & 1 \end{bmatrix} \right) \right\} \delta X = 0.$$

Здесь, как и для цилиндрического лайнера, G определено соотношением (18); $g = 2\pi l j^2 / mc^2$, если внешнее поле равно собственному магнитному полю $H_m = 2\pi j/c$; $\kappa = H/H_m$.

Если $H = H_m$ и суммарное поле с одной стороны токового слоя обращается в нуль, приходим к случаю цилиндрического лайнера в коротковолновом пределе $\lambda \ll R$ ($p \gg 1$, уравнение (17)). Рассмотрим устойчивость массивного токового слоя без внешнего поля: $\kappa = 0$. При этом поперечные ($\delta X \perp \mathbf{k}$) и продольные ($\delta X \parallel \mathbf{k}$) деформации становятся независимыми. Поперечные возмущения устойчивы и колеблются с частотой $(kg)^{1/2}$. Продольные возмущения неустойчивы, и, согласно (18), (19), инкремент определяется из уравнения $\gamma^2 = \frac{kg}{1 + \gamma \tau_a / 2\alpha}$, где $\tau_a = 4\pi \sigma a^2 / c^2$;

$\alpha = ak$. В соответствии с исходной моделью, не учитывающей движение плазмы внутри слоя вдоль поперечного размера, должно быть выполнено условие $\alpha \ll 1$. Следуя [5], введем безразмерное число $S = \tau_a / t_a$, $t_a = \sqrt{2a/g}$ — время распространения альфвеновского звука на толщину слоя. В пределе низкой проводимости, когда $S \ll \alpha^{1/2}$, скорость роста возмущения определяется гидродинамическим временем $\gamma = (kg)^{1/2} = \sqrt{2\alpha} / t_a$. Этот результат совпадает с приведенным в [5]. В обратном предельном случае высокой проводимости, когда $S \gg \alpha^{1/2}$,

$$(20) \quad \gamma = \left(\frac{\Omega g}{2\pi} k^2 c^2 \right)^{1/3} = \frac{(\alpha S)^{2/3}}{\tau_a},$$

где $\Omega = 1/\sigma a$ — сопротивление токового слоя на единицу длины. Если в (20) подставить значение $\alpha = S^{-1/4}$, при котором достигается максимальное значение инкремента, то получится правильная зависимость $\tau_a \gamma_{\max} \sim S^{1/2}$ [5]. Имеется также количественное совпадение с результатами численных расчетов в длинноволновой области $\alpha < S^{-1/4}$ (рис. 2, 1 — (20), 2 — расчет [5]).

ЛИТЕРАТУРА

1. Stallings C., Nielsen K., Shneider R. Multiple-wire array-load for high-power pulsed generators // Appl. Phys. Lett. — 1976. — V. 29. — P. 404.
2. Иваненков Г. В., Самохин А. И. Наносекундный взрыв проволок в вакуумном диоде сильноточного ускорителя. — М., 1984. — (Препринт/ФИАН; № 80).
3. Felber F. S., Rostoker N. Kink and displacement instabilities in imploding wire arrays // Phys. Fluids. — 1981. — V. 24. — P. 1049.
4. Докука В. Н., Самохин А. А. Задача о двумерных деформациях тонкостенного лайнера, моделируемого системой проволок. — М., 1985. — (Препринт/ИАЭ; № 4081/16).
5. Furth H. P., Killen J., Rosenbluth M. N. Finite-resistive instabilities of a sheet pinch // Phys. Fluids. — 1963. — V. 6. — P. 459.

Поступила 5/XII 1986 г.