

Последний член в правой части равенства (П.14) при неограниченном увеличении  $n$  стремится к нулю. Действительно, из второго равенства (П.10) следует, что в бесконечно удаленной точке  $u$  функции  $f_1^+(\zeta)$  интегрируемая особенность, значит, для достаточно большого  $n$  справедлива оценка

$$|f_1^+(\zeta - 2n)| < |\zeta - 2n|^\alpha,$$

где  $\alpha < 1$ , поэтому для  $\operatorname{Re} z \leq 1$

$$\left| (\Delta_{12}\Delta_{13})^n \left( \frac{\zeta - 1}{\zeta - 2n - 1} \right)^2 f_1^+(\zeta - 2n) \right| < |\Delta_{12}\Delta_{13}|^n \frac{|\zeta - 1|^2 |\zeta - 2n|^\alpha}{|\zeta - 1 - 2n|^2} \rightarrow 0$$

при  $n \rightarrow \infty$  и любом конечном значении  $\zeta$ . Следовательно, переход к пределу  $n \rightarrow \infty$  в выражении (П.14) приводит к представлению

$$(П.15) \quad f_1^+(\zeta) = E_0 (\zeta - 1)^2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(\Delta_{12}\Delta_{13})^k}{(\zeta - 2k - 1)^2}, \quad \operatorname{Re} z \leq 1.$$

Поскольку ряд (П.15) для указанных значений  $\zeta$  мажорируется сходящимся численным рядом

$$\sum_{k=1}^{\infty} \frac{(\Delta_{12}\Delta_{13})^k}{(2k)^2},$$

то тем самым найдена одна из двух искомых функций.

Вторая неизвестная функция  $f_1^-(\zeta)$  определяется из второго соотношения (П.12). Подстановка в это соотношение выражения (П.15) дает

$$(П.16) \quad f_1^-(\zeta) = E_0 - \frac{E_0}{\Delta_{13}} (\zeta - 1)^2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(\Delta_{12}\Delta_{13})^k}{(\zeta + 2k - 1)^2}, \quad \operatorname{Re} z \geq 1.$$

Формулы (П.15), (П.16) и (П.10) позволяют записать явные выражения функций  $f_p(\zeta)$ ,  $p = 1, 2, 3$ . Затем с помощью обратного отображения (П.2) находятся приведенные в п. 3 выражения для электрического поля (3.1).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Тамм И. Е. Основы теории электричества.— М.: Наука, 1976.
2. Durand E. Electrostatique. T. 3. Methodes de calcul dielectriques.— Paris: Masson, 1966.

г. Киев, г. Казань

Поступила 4/IV 1992 г.

УДК 533.952

П. И. Зубков

### ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ВОЗНИКНОВЕНИИ И РАЗВИТИИ СИЛОВЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ ПЛАЗМЫ

В предоставленном самому себе контуре с током электромагнитные силы действуют в направлении увеличения индуктивности. Это следствие общего принципа: система развивается в направлении уменьшения потенциальной энергии. Запасенная вначале в электромагнитном поле, она переходит во внутреннюю и кинетическую энергии движущихся проводников. Контур с током неустойчив по отношению к росту индуктивности.

© П. И. Зубков, 1993

Убедительными примерами практически используемых устройств, работающих на этом принципе, являются z- и  $\theta$ -пинчи, рельсотроны, электродинамические ускорители плазмы и твердых тел, плазмодинамические выключатели тока и т. д. Как будет показано ниже, не последнюю роль играют неустойчивости по отношению к росту индуктивности и в плазменных прерывателях тока.

При развитии силовой неустойчивости на возрастающей индуктивности участка контура возникает ЭДС электромагнитной индукции, управляющая токами и напряжениями в цепи. С этой точки зрения в [4] обсуждается возможность генерации электрических импульсов изменяющейся под действием собственных токов индуктивностью. Рассмотрение проведено для наперед заданной плоской и цилиндрической геометрии движения. Показано, что в случае z-пинча в сделанных в [4] предположениях формально-математически ЭДС неограниченно возрастает. Для генерации напряжений и переключения токов предлагаемый метод может оказаться полезным.

Особый с этой точки зрения интерес представляет контур, деформируемой частью которого является плазма, часто используемая в экспериментальных устройствах. Обладая большой сжимаемостью, малой инерционностью, она подвержена широкому набору неустойчивостей, в частности силовым неустойчивостям, приводящим к росту индуктивности.

В практических применениях неустойчивости плазмы, как правило, требуют своей стабилизации. Для генерации же напряжений и переключения токов возникновение и развитие силовых неустойчивостей может быть полезным. Более того, за счет устранения стабилизирующих плазму факторов и создания дестабилизирующих различными техническими решениями возможно управление возникновением и развитием неустойчивостей, приводящих к росту индуктивности, управление ростом индуктивности и вместе с ним процессом генерации напряжений и переключением токов.

Рядом авторов [2, 3] высказывались предложения о возможном использовании неустойчивостей плазмы для выключения токов. Однако анализ возможностей метода, пригодный для практического применения, не проведен. Работы же по генерации напряжений с использованием неустойчивостей и управлением их возникновением автору неизвестны.

В настоящей работе с изложенной выше точки зрения рассматривается возможность генерации электрических импульсов при возникновении и развитии плазменных неустойчивостей и приводятся оценки развиваемой при этом ЭДС электромагнитной индукции. В связи с тем что теория глубокого развития силовых неустойчивостей не разработана, будем исследовать упрощенные модели процессов, при этом плазма в большинстве случаев идеально проводящая, а контур в электротехническом приближении.

Для оценок рассмотрим контур, содержащий накопитель емкостью  $C$ , жесткую индуктивность  $L_0$  и последовательно включенную ей изменяющуюся под действием протекающего тока индуктивность плазменного столба. Для более полного использования накопленной энергии различными техническими способами всегда можно добиться возникновения неустойчивости при токе  $I_0 \approx V_0 \sqrt{C/L_0}$ , близком к максимальному. В этот момент времени напряжение на емкости много меньше  $V_0$ , и им можно пренебречь. Поскольку наибольший интерес представляют неустойчивости с характерным временем развития  $\tau \ll T = 2\pi \sqrt{L_0 C}$ , можно пренебречь и изменением напряжения на емкости. Из сохранения потока в пренебрежении взаимной индукцией для ЭДС  $\mathcal{E}$  на жесткой индуктивности  $L_0$  ( $L_0 \dot{I} = - (L I)$ ) получим

$$(1) \quad \mathcal{E} = -L_0 \dot{I} = L_0 I_0 \frac{(L_0 + L_n) \dot{L}}{(L_0 + L)^2},$$

где  $L_n$ ,  $L$  — начальная и текущая индуктивность плазменного столба;

$\dot{L}$  — скорость ее изменения. Это выражение будет справедливым и в случае индуктивного накопителя энергии.

Во многих задачах физического эксперимента требуется наперед заданный закон изменения  $\mathcal{E}$  в зависимости от времени. Выражение (1) может при этом служить для нахождения закона изменения индуктивности  $L$  при принудительном ее увеличении внешним воздействием. В частности, при  $\mathcal{E} = \text{const}$  ( $L_n \ll L_0$ )

$$L = L_0 \frac{t/\tau}{1 - t/\tau}$$

( $\tau = \text{const}$  — время роста индуктивности). В этом случае  $\mathcal{E} = L_0 I_0 / \tau = V_0 T / 2\pi\tau$  и при  $\tau \ll T$  ЭДС  $\mathcal{E}$  много больше  $V_0$  — начального напряжения на емкости.

Энергия, накопленная вначале в конденсаторной батарее, «выплеснулась» в индуктивность контура. Дальнейшее ее преобразование внешним воздействием не связано с процессом накопления и может не зависеть от накопителя. Поэтому и возможны любые значения ЭДС, в частности и такие, при которых  $\mathcal{E} \gg V_0$ .

При изменении индуктивности  $L$  под действием протекающего тока, пользуясь законом сохранения энергии, выражение (1) представим в виде

$$\mathcal{E} = -L_0 \dot{I} = \frac{2\dot{W}}{I_0}$$

( $W$  — скорость изменения энергии плазменного столба). Из закона же сохранения энергии следует, что уже при  $L = L_0$  ( $L_n \ll L_0$ ) половина электромагнитной энергии переходит в кинетическую и внутреннюю энергии плазмы. Поэтому для оценки  $W$  можно положить  $\dot{W} \approx L_0 I_0^2 / 4\tau$ , что для характерной величины  $\mathcal{E}_0$  дает

$$(2) \quad \mathcal{E}_0 \approx \frac{L_0 I_0}{2\tau} = V_0 \frac{T}{4\pi\tau},$$

откуда вытекает, что при  $\tau \ll T$   $\mathcal{E}$  может достигать значений, существенно превосходящих  $V_0$ .

Развиваемая при этом мощность

$$N = \frac{I_0 \mathcal{E}}{2} \approx I_0 V_0 \frac{T}{8\pi\tau} = \frac{CV_0^2}{2T} \frac{T}{2\tau}$$

оказывается также много больше средней мощности, развиваемой при жестком контуре. Отметим, что техническими приемами характерные времена развития неустойчивостей могут изменяться в широком интервале значений.

Приведенные выше оценки показывают, что возможна генерация электрических импульсов при формировании разрядов в тех случаях, когда магнитное давление значительно превосходит газокинетическое.

Рассмотрим ряд наиболее характерных силовых неустойчивостей.

*Винтовая неустойчивость* ( $m = 1$ ). Индуктивность при развитии винтовой неустойчивости  $L = \mathcal{L}^2 / l$  ( $\mathcal{L}$  — длина винтовой спирали из плазменного шнура,  $l$  — начальный размер или расстояние между электродами). При радиусе винтовой спирали  $r$  и длине волны  $\lambda$  получим

$$L = l \left( 1 + \left( \frac{2\pi r}{\lambda} \right)^2 \right).$$

Будем предполагать линейное развитие неустойчивости с характерным временем  $\tau$ . В таком приближении, сделанном для получения оценок, при  $r^2 = \lambda^2 (L_0 + l) / 4\pi^2 l$  ЭДС  $\mathcal{E}$  имеет максимум

$$\mathcal{E}_{\text{max}} = \frac{L_0 I_0}{2\tau} = V_0 \frac{T}{4\pi\tau},$$

что совпадает с полученной ранее оценкой (2). Характерное время развития винтовой неустойчивости, согласно [4],  $\tau \sim \lambda / (2\sqrt{2}\pi v)$  и  $\mathcal{E}_{\max} \sim \approx V_0 T v / \lambda$  ( $v$  — изотермическая скорость звука в плазме). Из этого выражения следует, что при  $\lambda \ll T v$   $\mathcal{E}_{\max} \gg V_0$ .

*Перетяжки.* Одними из наиболее опасных с точки зрения устойчивости плазменного столба являются перетяжки. Для простоты вычисления индуктивности подверженного перетяжкам плазменного столба представим возмущение его поверхности ступенчатым. Пусть на длине столба  $\lambda/2$  ( $\lambda$  — длина волны возмущения) радиус перетяжки  $r - \delta$  ( $r$  — равновесный радиус,  $\delta$  — возмущение), на другой половине длины волны радиус  $r + \delta$ . В таком приближении внешняя индуктивность плазменного столба длиной  $l$   $L = l \ln R^2 / (r^2 - \delta^2)$  ( $R$  — радиус внешнего токовода). Для ЭДС электромагнитной индукции из (1) получим

$$\mathcal{E} = \frac{2I_0(L_0 + L_H)L_0 l \delta \dot{\delta}}{\left(L_0 + l \ln \frac{R^2}{r^2 - \delta^2}\right)^2 (r^2 - \delta^2)},$$

откуда вытекает, что при глубоком развитии неустойчивости ( $\dot{\delta} \neq 0$ )  $\mathcal{E}$  неограниченно возрастает при  $\delta \rightarrow r$ . Ясно, что физически это невозможно. Однако применение различных технических решений может позволить получение все больших и больших  $\mathcal{E}$ .

При таком развитии процесса ток в цепи неограниченно убывает. Это, видимо, и является одной из причин его обрыва. Величина тока становится настолько малой, что не может противодействовать процессам рекомбинации и распада плазмы.

Полученное выше выражение для  $\mathcal{E}$  не предполагает линейности развития неустойчивости. Если рассмотреть линейное развитие неустойчивости, то оказывается, что неограниченный рост  $\mathcal{E}$  происходит при  $L_0 > 2l \ln \left(\frac{R}{r}\right)$ . В противоположном случае  $\mathcal{E}$  имеет максимум, что означает замедление сжатия и возможную его остановку при некотором значении  $\delta$ . После остановки начнется расширение перетяжки плазменного столба под действием сил газокINETического давления. Индуктивность  $L$  станет уменьшаться. Часть энергии перейдет в  $L_0$ . Таким образом, возможна генерация серии импульсов напряжения. Генерация серии импульсов особенно характерна для цилиндрического  $z$ -пинча, причем она возможна и при  $L_0 > 2l \ln \left(\frac{R}{r}\right)$ . Экспериментально [5] обнаружены три особенности на осциллограмме тока, сопровождающиеся всплесками напряжения.

Остановка сжатия при  $L_0 < 2l \ln(R/r)$  является одной из причин, препятствующих коллапсу перетяжек.

В связи с изложенным есть основания предполагать, что аналогичным образом будет вести себя ЭДС индукции и при действительном нелинейном развитии перетяжки при условиях, типичных приведенным выше.

Неограниченный рост  $\mathcal{E}$  при увеличении индуктивности плазменного шнура под действием протекающего тока характерен для конечного изменения размеров контура. Возрастание индуктивности контура с ростом его размеров не приводит даже к формально неограниченному увеличению ЭДС индукции. В этом случае  $\mathcal{E}$  имеет предельное значение, что подтверждается поведением ЭДС при развитии винтовой неустойчивости.

*Неустойчивости типа перегретной.* Развитие перегретной неустойчивости, обусловленное зависимостью проводимости от температуры и низкой теплопроводностью, приводит к перераспределению тока по проводящему веществу. Вместе с перераспределением тока перераспределяется и магнитное поле, вызывая возникновение индукционного электрического

поля в соответствии с уравнением Максвелла

$$(3) \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}.$$

Аналогичная картина имеет место и при развитии магнитогидродинамических неустойчивостей, например при перетяжках. Отличие заключается в том, что в первом случае перестройка тока не сопровождается движением вещества, во втором — вызвана именно этим движением. При развитии неустойчивости типа перегретной выключаются инерционные свойства вещества, поэтому время ее развития может быть значительно меньше времен развития силовых неустойчивостей [4].

Ниже рассматривается идеальная модель, которая возникает в реальных условиях или создана специально техническими средствами, приводятся оценки характерных величин.

Пусть имеется цилиндр радиуса  $R$  с проводимостью  $\sigma$  и равномерно распределенным током  $I_0$ , текущим вдоль цилиндра. В некоторый момент времени в центре образуется сверхпроводящий цилиндр радиуса  $r \ll R$ , начнется перераспределение тока и магнитного поля. По радиусу будет распространяться волна. При условии  $\sigma \gg \varepsilon c / (4\pi R)$  ее распространение описывается уравнением типа теплопроводности с характерным временем изменения магнитного поля  $\tau \sim 4\pi\sigma R^2 / c^2$  [6].

Для простоты оценок считаем ток  $I_0$  в цепи постоянным. Перераспределение тока и магнитного поля стремится к стационарному. В конечном состоянии магнитное поле на поверхности внутреннего цилиндра  $B_0 = 2I_0/cr$ . В силу цилиндрической симметрии задачи уравнение (3) примет вид

$$\frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{1}{c} \frac{\partial B_\varphi}{\partial t}.$$

После приведения его к безразмерному виду получим

$$(4) \quad \frac{\partial e}{\partial x} = \frac{2I_0 R}{E_0 c^2 \tau r} \frac{\partial b}{\partial y},$$

где  $e = E/E_0$ ,  $b = B/B_0$  — безразмерные напряженность электрического поля и индукция магнитного поля;  $x = r/R$  — безразмерная координата;  $y = -t/\tau$  — безразмерное время процесса перестройки тока. Из выражения (4) следует, что характерная величина напряженности электрического поля  $E_* = 2I_0 R / (c^2 \tau r) = I_0 R / (2\pi\sigma R^2 r)$ . Характерное напряжение, равное  $E_* l$ ,

$$V_* = V_0 \frac{R}{2r}$$

( $V_0$  — начальное напряжение на проводящем цилиндре). Формально характерное напряжение стремится к бесконечности при неограниченном уменьшении радиуса сверхпроводящего цилиндра. Физически ясно, что его размер может определяться используемыми техническими решениями и процессами, возникающими при росте плотности тока.

Высокие напряжения могут быть получены и при малой проводимости, однако при  $\sigma < \varepsilon c / (4\pi R)$  оценки теряют смысл. Что касается проводимости внутреннего цилиндра, то достаточно ее сделать много больше начальной.

При развитии неустойчивостей типа перетяжек сжатие плазменного шнура может происходить до размеров, при которых возможен обрыв тока в перетяжке. В этом случае будет распространяться волна перестройки тока и поля типа тепловой по остаточному газу, «не сгребенному» при сжатии. Выражения для оценки  $E_*$  и  $V_*$  остаются справедливыми и здесь. Перераспределение же тока и магнитного поля может начаться при достижении достаточной ионизации остаточного газа излучением из сжатой плазмы. Характерно, что полярность электрических импульсов генерируемых при развитии перетяжек и неустойчивостей типа пере-

гревной противоположна. В случае перетяжек полярность импульса совпадает с полярностью начального напряжения. В плазменных прерывателях тока полярности приложенного и генерируемого напряжений также совпадают.

Для перетяжек при объяснении нейтронного выхода по ускорительной модели аналогичная задача рассматривалась в [7], где без достаточного физического обоснования было предположено распространение по остаточному газу волны Альфвена, скорость которой определяется плотностью плазмы и магнитным полем. Предлагаемая модель может оказаться полезной при объяснении природы возникновения пучков заряженных частиц в  $z$ -пинчах и плазменных прерывателях тока (ППТ).

*Плазменные прерыватели тока.* Изложенный выше подход к генерации электрических напряжений с помощью силовых неустойчивостей применим к рассмотрению работы ППТ. Предлагавшиеся ранее модели ППТ [8—10], как правило, являются развитием модели [8], основанной на дефиците носителей тока. Основным недостатком ее, на наш взгляд, является то, что в ней не учитывается динамика плазмы. На невозможность объяснения ряда характерных особенностей работы ППТ этой моделью обращается внимание в [9, 11].

В основу предлагаемой ниже модели положено возникновение и развитие силовых неустойчивостей плазмы, инжектированной плазменными пушками (ПП) вдоль радиуса коаксиального накопителя ППТ. Плазма представляет собой подобие плоского слоя, он неустойчив по отношению к пинчеванию и перетяжкам [4]. Возникновению и развитию пинчей способствуют неоднородность плазмы, инжектируемой дискретными пушками, отражение ее от электродов и разлет в вакуум, неоднородность протекающего тока и магнитного давления.

Исходя из оценок характерных величин для параметров плазмы в ППТ, можно надеяться, что описание движения поперек магнитного поля, которое только и будем рассматривать, возможно в гидродинамическом приближении [12].

При инжекции в накопитель плазма разлетается в направлении электродов и вдоль их со скоростью  $\sim 5 \cdot 10^6$  см/с. Включение тока создает магнитное поле, ускоряющее плазму вдоль электродов. Магнитные давления у внутреннего и внешнего электродов могут отличаться на порядок, что приведет к сильному вытягиванию плазменного слоя вдоль накопителя.

Если представить магнитное поле поршнем, «сгребаящим» плазму, то по оценкам скорость ее достигает  $\sim 10^8$  см/с. С такой же скоростью будет распространяться вдоль накопителя и магнитное поле. Скорость его распространения значительно превосходит скин-скорость ( $\sim 10^6$  см/с) проникновения поля при неподвижной плазме, чем и можно объяснить несоответствие измеренной в экспериментах скорости и расчетной [13].

По нашим представлениям, плазма движется вдоль накопителя и сжимается в пинчах, по отношению к которым неоднородный слой неустойчив. Предположение о возникновении и развитии пинчей в ППТ позволяет объяснить качественно большинство характерных особенностей их работы и получить количественные оценки, согласующиеся с экспериментом.

Торможение разлета плазмы и сжатие могут начаться при условии

$$\frac{B^2}{8\pi} \geq p + \rho v^2,$$

где  $B$  — индукция магнитного поля на границе неоднородности;  $p$ ,  $\rho$  и  $v$  — давление, плотность и скорость разлета плазмы. Выразив индукцию поля через ток  $I$ , получим

$$(5) \quad I \geq \sqrt{2\pi c R \sqrt{p + \rho v^2}}$$

( $R$  — характерный размер неоднородности). Соотношение (5) объясняет качественно динамику работы ППТ.

Из (5) следует, что работа ППТ не зависит от направления протекающего тока, а следовательно, и от полярности электродов. По [14] ППТ работает при любой комбинации полярности электродов и инжекции плазмы, полярный же эффект обусловлен, по-видимому, особенностями технической реализации конструкции. По модели [8] ППТ работает только при одной полярности электродов. Не будем останавливаться на объяснении всех особенностей, рассмотрим лишь некоторые из них.

Выражение (5) указывает на существование критического тока  $I_{кр}$ , называемого током срыва. Экспериментально ток срыва и зависимость его от различных факторов исследовались многими авторами [11, 13]. Для более полного использования запасенной энергии условия работы подбирают таким образом, чтобы  $I_{кр} \approx I_0$ . Экспериментально показано, что с увеличением времени задержки между моментом инжекции плазмы и включением запирающего тока ток срыва растет, затем ППТ переходит в режим короткого замыкания, срабатывание прерывателя начинается опять по истечении длительного ( $\sim 100$  мкс [15]) времени.

По предлагаемой модели увеличение времени задержки приводит к росту  $R$  и  $\rho$ . Увеличение  $R$  обусловлено разлетом инжектируемой плазмы, а  $\rho$  и  $p$  — непрерывной работой ПП (время работы ПП, как правило, значительно больше времени запитки). Из соотношения (5) следует, что это требует увеличения тока срыва.

При достижении  $R$  и  $\rho$  значений, соответствующих  $I_{кр} > I_0$ , срабатывание прекращается. Реализуется режим короткого замыкания. При длительных временах задержки плазма заполняет большой объем, стабилизируется, чему способствует и непрерывная генерация ПП. Срабатывания нет. После прекращения работы ПП рекомбинация и распад плазмы приводят к уменьшению проводящей области, ППТ опять начинает срабатывать. Таким образом объясняется и поразительная зависимость  $I_{кр}$  от формы тока ПП [11].

Торможение разлета плазмы и возникновение пинчей могут начаться при увеличивающемся токе вблизи  $I_0$ , что приведет к уменьшению  $R$ , обеспечивающему дальнейшее сжатие уже при  $I < I_0$ , т. е. на спадающем участке. Этот экспериментально обнаруженный факт [11] находит естественное объяснение в предлагаемой модели и совершенно необъясним с точки зрения модели [8].

Соотношение (5) из-за неоднородности плазмы, цилиндрической геометрии и вытягивания ее вдоль накопителя неоднородным магнитным полем не может выполняться по всей длине неоднородности одновременно, что приводит к развитию нецилиндрического  $z$ -пинча, заканчивающегося перетяжками [16]. Локализация сильных электрических полей, обнаруженная экспериментально в плазме ППТ [17], может являться результатом развития перетяжек и подтверждением их возможного возникновения.

Развитие  $z$ -пинчей в предлагаемой модели начинается после торможения разлета плазмы. Это позволяет сделать предположение о преобладающей роли магнитного давления по сравнению с газодинамическим при быстром нарастании тока. В таком случае характерное время сжатия, согласно [4],  $\tau = c\rho^{1/2}/j$ . По результатам [16, 18]  $j \approx 20$  кА/см<sup>2</sup>, откуда  $\tau \approx 10^{-8}$  с, что находится в хорошем согласии с экспериментом.

Оценим, исходя из (2), характерные величины развиваемых напряжений. Для ППТ [18] при  $T \approx 2,5 \cdot 10^{-7}$  с  $\mathcal{E}_0 \approx 3V_0$ , для микросекундных ППТ [11] при  $T \approx 1,5 \cdot 10^{-6}$  с  $\mathcal{E}_0 \approx 10V_0$ . При работе на диодную нагрузку максимальные напряжения ограничены пробоем диода и не достигают расчетных значений. При индуктивной нагрузке [11] они определяются ее индуктивностью  $L_n$  и равны  $L_n \dot{I}_n \approx \frac{L_n}{L_0 + L_n} \frac{L_0 I_0}{\tau} \approx 2V_0$ , что также хорошо согласуется с экспериментальными результатами [11].

В предлагаемой модели естественным образом возникает вопрос об

устойчивости сжатия параллельных пинчей. Этот вопрос решается положительно в предположении высокой проводимости плазмы и малой начальной индуктивности  $z$ -пинчей.

В заключение отметим, что исследование устойчивости плазменных конфигураций производится, как правило, при равновесных стационарных состояниях в предположении малости отклонений. Характерной скоростью в этих случаях для МГД-течений является скорость звука  $v$ , поэтому времена  $\tau$  развития неустойчивостей  $\sim \lambda/v$ , где  $\lambda$  — характерный размер плазменного образования для данного типа неустойчивостей. При принудительном возбуждении развития неустойчивостей различными техническими решениями следует ожидать, что характерное время их развития будет определяться или скоростью Альфвена, или ударными волнами. В этом случае  $\tau \sim \lambda \rho^{1/2}/B \sim c x_0 \lambda \rho^{1/2}/I$ , где  $x_0$  — характерный размер. Увеличение параметров задачи ( $x_0$ ,  $I$ ,  $\rho$ ) значительно расширяет возможности управления временем развития неустойчивостей. При  $x_0 = \lambda = a$  ( $a$  — начальный радиус плазменного шнура) выражение для  $\tau$  совпадает с характерным временем формирования разряда [4] для малых газокинетических давлений по сравнению с магнитными.

Автор выражает признательность Л. А. Лукьянчикову за постоянное внимание к работе и поддержку и С. М. Ищенко и К. А. Тену за полезные обсуждения и замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Зубков П. И.** Генерация импульсных напряжений изменяющейся под действием собственных токов индуктивностью // ЖТФ.— 1991.— Т. 61, вып. 11.
2. **Шенбах К., Кристиансен М., Шефер Г.** Размыкатели для индуктивных накопителей энергии // ТИИЭР.— 1984.— Т. 72, № 8.
3. **Kristiansen K., Schoenbach K. H., Kunhardt E. E. et al.** Report of the Workshop on Repetitive Opening Switches // 3rd IEEE Intern. Pulsed Power Conf., Albuquerque, 1981: Proc.
4. **Александров А. Ф., Рухадзе А. А.** Физика сильноточных электроразрядных источников света.— М.: Атомиздат, 1976.
5. **Комельков В. С., Морозов Т. И., Скворцов Ю. В.** Исследование мощного электрического разряда в дейтерии // Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций.— М.: Изд-во АН СССР, 1958.— Т. 2.
6. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Электродинамика сплошных сред.— М.: ГИТТЛ, 1957.
7. **Трубников Б. А.** Ускорение частиц и рождение нейтронов в перетяжках плазменных пинчей // Физика плазмы.— 1986.— Т. 12, вып. 4.
8. **Ottinger P. F., Goldstein S. A., Meger R. A.** Theoretical modelling of the plasma erosion opening switch for inductive storage applications // J. Appl. Phys.— 1984.— V. 53, N 3.
9. **Иваненков Г. В.** Модель динамики сильноточного плазмозероизиопного размыкателя // ЖТФ.— 1991.— Т. 61, вып. 5.
10. **Гордеев А. В., Гречижа А. В., Гулин А. В., Дроздов О. М.** О роли эффекта Холла в плазменных размыкателях // Физика плазмы.— 1991.— Т. 17, вып. 6.
11. **Абдуллин Э. И., Баженов Г. П., Ким А. А. и др.** Плазменный прерыватель тока при микросекундных временах ввода энергии в индуктивный накопитель // Физика плазмы.— 1986.— Т. 12, вып. 10.
12. **Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З.** Физика плазмы для физиков.— М.: Атомиздат, 1979.
13. **Hinshelwood D. D., Boller J. R., Commisso R. J. et al.** Plasma erosion opening switch operation at long conduction times // IEEE Trans. on Plasma Science.— 1987.— V. PS-15, N 5.
14. **Ковальчук Б. М., Кокшенев В. А., Фурсов Ф. И.** Мощный импульсный генератор с промежуточным индуктивным накопителем // VI Всесоюз. симпоз. по сильноточной электронике, Томск, 1986: Тез. докл.— Томск, 1986.
15. **Абдуллин Э. И., Баженов Г. П., Бастриков А. Н. и др.** Сильноточный плазмонаполненный диод в режиме прерывателя тока // Физика плазмы.— 1985.— Т. 11, вып. 1.
16. **Дьяченко В. Ф., Имшенник В. С.** Двумерная магнитогидродинамическая модель плазменного фокуса  $z$ -пинча // Вопросы теории плазмы.— М.: Атомиздат, 1974.— Вып. 8.
17. **Голованов Ю. П., Долгачев Г. И., Закатов Л. П. и др.** Исследование электрических полей в плазменном прерывателе тока по штарковскому уширению спектральных линий водорода // Физика плазмы.— 1991.— Т. 17, вып. 7.
18. **Meger R. A., Commisso R. J., Cooperstein G., Shyke A., Goldstein S. A.** Vacuum inductive store/pulse compression experiments on a high power accelerator using plasma opening switches // Appl. Phys. Lett.— 1983.— V. 42, N 11.