

О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ РАБОТЫ
ПЛАЗМЕННОГО ПРЕРЫВАТЕЛЯ ТОКА

П. И. З у б к о в

Хорошо известно, что жидкий контур из идеального проводника с током, предоставленный самому себе, будет развиваться в направлении увеличения индуктивности. Энергия тока $\frac{\Phi_0^2}{2L_0}$ (Φ_0 - сохраняющийся поток, L_0 - начальная индуктивность) будет переходить в кинетическую энергию движущихся частей контура. На недеформируемой части индуктивности L_0 , как и на деформируемой L , возникает ЭДС $\mathcal{E} = -L_0 \dot{J} = \dot{L}J + L\dot{J}$, приводящая к уменьшению тока J или при наличии нагрузки к его переключению. В начале $\mathcal{E} = 0$, т. к. L и $\dot{L} = 0$, контур еще не сдвинулся и его части не приобрели скорость. ЭДС будет равна нулю и в конце процесса, т. к. теперь будут равны нулю J и \dot{J} . \mathcal{E} в процессе развития контура имеет максимум, вместе с ЭДС имеет максимум и скорость изменения тока. Максимальное значение \mathcal{E} достигает вблизи начала процесса, т. к. уже при $L \approx L_0$ ($L \rightarrow \infty$) половина энергии магнитного поля перейдет в кинетическую.

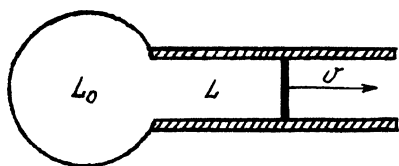
В плазменном прерывателе тока деформируемой частью контура является плазма с протекающим током, впрыснутая вдоль радиуса коаксиального накопителя. Электромагнитные силы, действующие на ток в плазме, будут приводить к увеличению индуктивности контура за счет движения плазмы вдоль накопителя с одной стороны и к увеличению индуктивности за счет перераспределения токов в азимутальной плоскости. Перераспределение токов и движение плазмы в азимутальной плоскости может быть обусловлено неустойчивостью плоского слоя по отношению к росту индуктивности и стимулировано неоднородностью плазмы (впрыскивается несколькими пушками), неоднородным распределением токов в плазме (токи пушек). На наш взгляд, определяющим в росте индуктивности может оказаться как раз азимутальное движение.

Для оценок рассмотрим рельсотрон (см. рисунок), который ничем не отличается от плазменного прерывателя тока и, как будет видно в дальнейшем, может использоваться для переключения токов.

Из сохранения энергии и потока для \mathcal{E} получим выражение

$$\mathcal{E} = -L_0 \dot{J} = \frac{2m\upsilon \dot{\upsilon}}{J_0}.$$

В этом выражении m - масса движущегося проводника, υ и $\dot{\upsilon}$ - его скорость и ускорение, J_0 - начальный ток в накопителе. В начальный момент времени ускорение максимально, а скорость равна нулю; нулю будет равна и \mathcal{E} . В конце процесса скорость максимальна, а ускорение равно нулю вместе с \mathcal{E} .



L_0 - индуктивность накопителя,
 L - текущая индуктивность рельсотрона, v - скорость плазменной переключки постоянной массы m .

Из приведенного выражения следует, что максимальная \mathcal{E} ограничена, т.е. не может превосходить предельного значения

$$\mathcal{E}_{max} \leq \mathcal{E}_{пр} = \frac{2m\dot{v}_{max} \cdot \dot{v}_{max}}{J_0} = \frac{J_0^2 L_0^{1/2}}{m^{1/2}} \frac{dL}{dx}.$$

Здесь $\frac{dL}{dx}$ - погонная индуктивность рельсотрона. Для плазменных прерывателей тока $J_0 \approx 5 \cdot 10^5$ А, $L_0 \approx 10^{-6}$ Гн, $m \approx \approx n \frac{\mu}{N_0} V$, где $\mu \approx 10^{-2}$ кг/моль, N_0 - число Авогадро. Для рельсотрона с размерами 1 см x 1 см $\frac{dL}{dx} \approx 10^{-6}$ Гн/м, $V \approx \approx 5 \text{ см}^3 = 5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3$. Плотность частиц n в прерывателях $\approx 10^{12} - 10^{14} \frac{1}{\text{см}^3}$, пусть $n \approx 10^{20} \text{ 1/м}^3$. При этих значениях параметров $\mathcal{E}_{пр} \approx 5 \cdot 10^7$ В. Время прерывания можно оценить из $\mathcal{E}_{пр} \sim L_0 \frac{J_0}{\tau_{пр}}$, откуда $\tau_{пр} \sim 10^{-8}$ с.

Приближенное решение задачи о движении переключки с постоянной массой дает значения $\mathcal{E}_{max} \approx 0.1 \mathcal{E}_{пр} \approx 5 \cdot 10^6$ В и время прерывания $\tau \approx 10\tau_{пр} \approx 10^{-7}$ с. Последние величины довольно хорошо согласуются с результатами экспериментов [1-5] и позволяют надеяться, что изменение индуктивности плазменной переключки играет основную роль в работе плазменного прерывателя.

Надо заметить, что при оценке мы брали погонную индуктивность рельсотрона, что не совсем верно для предложенного механизма. Оценить вклад роста индуктивности за счет перераспределения тока и движения плазмы в азимутальной плоскости затруднительно и требует решения специальной задачи.

В экспериментах с плазменными прерывателями тока источником энергии как правило являются емкостные батареи. Их использование приведет к затягиванию начала процесса, т.к. v и \dot{v} вначале равны нулю, качественно же процесс не изменится.

Кроме приведенных выше оценок, уверенность в преобладающей роли предложенного механизма придает возможность качественного объяснения особенностей (количество плазменных пушек, уменьшения внутреннего диаметра, время задержки и др.) работы прерывателей. Предлагаемый механизм может оказаться преобладающим и в работе плазмонаполненных диодов, его роль естественно может быть выявлена целенаправленными экспериментами.

В заключение автор выражает признательность Л.А. Лукьянчикову за ценные предложения при обсуждении касающихся данной темы вопросов и В.М. Титову за стимулирование интереса к данной теме.

- [1] Абдуллин Э.И., Баженов Г.П., Ким А.А., Ковальчук Б.М., Кокшенов В.А. - Физика плазмы, 1986, т. 12, № 10, с. 1260-1264.
- [2] Голованов Ю.П., Долгачев Г.И., Зака-тов Л.П., Скорюшин В.А. - Физика плазмы, 1988, т. 14, в. 7, с. 880-885.
- [3] Kania D.R., Jones L.A., Zimmerman E.L., Veese R.L. and Trainor R.J. - Appl. Phys. Lett., 1984, 44(8), p.741-743.
- [4] Meger R.A., Commisso R.J., Cooperstein G., and Shyke A. Goldstein. - Appl. Phys. Lett., 1983, 42(11), p.943-945.
- [5] Ottinger P.F., Goldstein S.A. and Meger R.A. - J. Appl. Phys., 1984, 56(3), p.774-784

Поступило в Редакцию
4 ноября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 24

26 декабря 1988 г.

ТЕРМОГРАДИЕНТНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ СВОБОДНОЙ ПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ К ВОЗНИКНОВЕНИЮ КАПИЛЛЯРНЫХ ВОЛН

А.А. У г л о в, С.В. С е л и ш е в

Температурный градиент (\mathcal{B}) вблизи свободной плоской поверхности жидкости может являться причиной ее неустойчивости к возникновению капиллярных волн [1-3]. Для реализации конкретного механизма неустойчивости существенное значение имеет знак \mathcal{B} при $z \rightarrow 0$, где начало координат находится на невозмущенной свободной поверхности жидкости, а ось z направлена из жидкости в газовую среду. В [1] для развития неустойчивости необходимо $\mathcal{B} > 0$, в [2] $\mathcal{B} < 0$. В [3] неустойчивость, приводящая к возникновению капиллярных волн, развивается при $\mathcal{B} > 0$, а при $\mathcal{B} < 0$ развивается апериодическая неустойчивость.

Важное, в том числе и для практических приложений [4], общее свойство механизмов этих неустойчивостей заключается в том, что для их развития величина \mathcal{B} должна быть достаточно большой. Казалось бы, что при дальнейшем закритическом увеличении \mathcal{B} неустойчивость должна развиваться интенсивней. Однако, как показано в данной работе, при достаточно большом \mathcal{B} вне зависимости от его знака и числа Прандтля (Pr) жидкости ее свободная плоская поверхность всегда устойчива к возникновению капиллярных волн.