

01;04;05;12

Моделирование ранней стадии электрического взрыва проводника

© С.И. Ткаченко

Институт импульсных процессов и технологий АН Украины,
327018 Николаев, Украина

(Поступило в Редакцию 4 августа 1999 г.)

Рассматриваются волны фазовых превращений, которые могут возникать в проводнике при электрическом взрыве. Предлагается оценка, с помощью которой можно предсказать возможность осуществления нескольких фазовых превращений на фронте единой волны. Приводятся результаты математического моделирования.

Задача по расчету электрического взрыва скин-слоя в щели для одномерного случая в декартовых координатах представлена в работе [1]. Предлагаемая работа посвящена моделированию начальной стадии электрического взрыва медных цилиндрических проводников. Использована модель, аналогичная [2], т. е. решалась одномерная система МГД уравнений, дополненная уравнением цепи; электропроводность в твердом и жидком состояниях описывалась полуэмпирическим уравнением [3], а в плазменном состоянии — уравнением, предложенным в [4] для плотной плазмы. Аналогично [5] предполагалось, что при $\rho/\rho_0 = 0.2$ происходит полная потеря проводимости.

Изменение распределения как локальных параметров проводника (плотность, температура, давление, электропроводность), так и интегральных (ток, напряжение, сопротивление, радиус проволоки) обусловлено распространением по проводнику волн фазовых превращений [6–8]. На рисунке приведены кривые, описывающие распределение плотности тока и температуры вдоль радиальной координаты для медной проволоки ($l = 15 \text{ mm}$, $r_0 = 0.1 \text{ mm}$) в разные моменты времени при следующих параметрах цепи: $L = 5 \text{ nH}$, $C = 25 \text{ nF}$, $U_0 = 40 \text{ kV}$. Кривые помещены на двух частях рисунка, чтобы отделить стадию взрыва, при которой перемещается только одна волна тока (*a*), обусловленная перераспределением тока в проводнике в связи с прохождением по нему волны плавления, от стадии, при которой происходит полная потеря проводимости во внешних слоях (*b*).

На рисунке, *a* помещены результаты численного расчета в моменты времени 13, 16, 17 ns. Стрелочки, расположенные внизу, указывают на фазовый переход твердое тело–расплав. Видно, что их расположение соответствует заднему фронту токовой волны. На момент времени 17 ns происходит еще один фазовый переход (верхняя стрелочка), при котором полностью теряется проводимость, в это же время формируется еще один гребень на кривой распределения плотности тока. Задний (спадающий) фронт этого гребня располагается в соответствии с новым фазовым переходом.

На рисунке, *b* помещены результаты численного расчета на моменты времени 17.1, 17.4, 17.7, 17.8 ns. Нижняя стрелочка указывает на переход твердое тело–жидкий

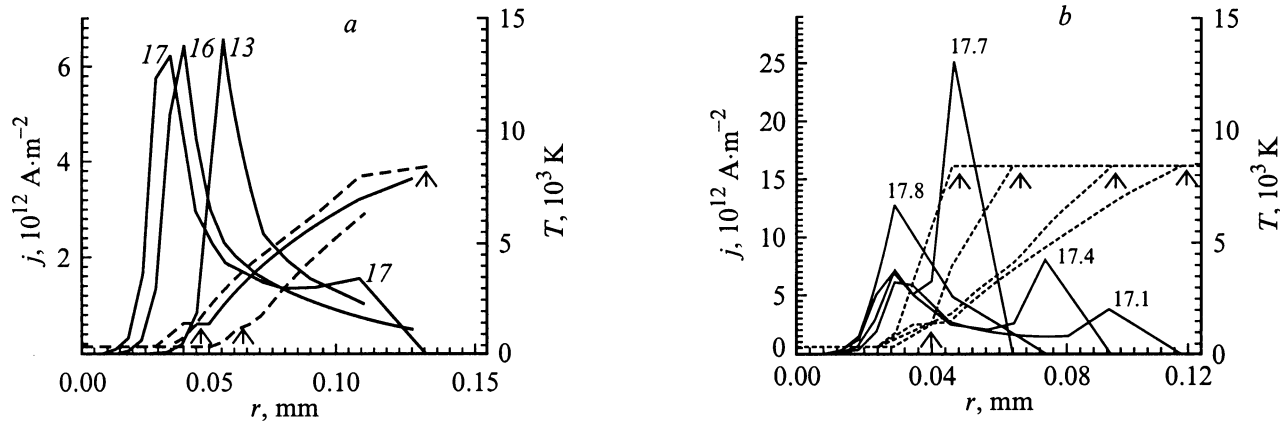
металл. Видно, что область этого фазового перехода практически не перемещается (за время, указанное на графиках), поэтому и первая токовая волна стоит на месте. Верхние стрелочки указывают на переход металла в непроводящее состояние, соответственно им располагается фронт второй токовой волны на эти же моменты времени.

Отчетливо видно, что вторая волна тока, которая ”стребает” весь оставшийся в расплавленных слоях проводника ток и, перемещаясь с гораздо большей скоростью ($v_2 \sim 7 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^5 \text{ m/s}$), чем первая волна ($v_1 \sim 5 \cdot 10^3 \text{ m/s}$), догоняет ее, сливается с нею. В дальнейшем эти две волны распространяются как единая волна тока. Картина ее распространения в дальнейшем будет иметь характерные черты взрыва скин-слоя [1], с той разницей, что в цилиндрических координатах все процессы происходят с существенно большей интенсивностью (в соответствии с [1] $v_2 = 10^4 \text{ m/s}$). Это явление характерно для тех взрывов, энергетика которых может обусловить быстрый нагрев расплавленных слоев проводника до температуры следующего фазового перехода.

Такой процесс будет наблюдаться в том случае, если вещество в каком-то фазовом состоянии (*f*) будет нагреваться до температуры, при которой происходит следующий фазовый переход настолько быстро, что оба фазовых перехода будут происходить на фронте единой волны. В этом случае время ”жизни” промежуточного фазового состояния будет много меньше времени, которое необходимо, чтобы волна фазового превращения переместилась на расстояние, равное толщине фазы. Время, в течение которого любое фазовое состояние будет существовать, можно оценить по времени, необходимому для нагрева среды от температуры одного фазового перехода до температуры, при которой происходит следующий фазовый переход:

$$c_f \Delta T \rho_f \sim j^2 \tau_\lambda / \sigma_f. \quad (1)$$

Здесь c_f — теплоемкость среды в данном фазовом состоянии; ρ_f — плотность; σ_f — электропроводность; j — плотность тока; $\Delta T = T_{1f} - T_{2f}$ — разность между температурами последовательных фазовых переходов; τ_λ — время существования фазы, τ_λ должно быть меньше времени, за которое фронт волны фазового превращения перемещается по проводнику $\tau_w = r_0/u$ (здесь u — скорость перемещения фронта фазового перехода). Если



Распределение плотности тока (сплошные кривые) и температуры (штриховые кривые) вдоль радиальной координаты в разные моменты времени (цифрами указаны моменты времени в ns).

воспользоваться оценкой для скорости фронта фазового перехода, предложенной в [8], тогда для сверхбыстрых режимов можно написать для ($\tau_\lambda \ll \tau_w$)

$$\frac{c_f \Delta T}{\lambda_f} \ll \frac{r_0}{\delta_j}. \quad (2)$$

Здесь $\delta_j = (0.5\mu\sigma_f\omega)^{-1/2}$ — ширина скин-слоя; μ — магнитная проницаемость; $\omega = I^{-1}dI/dt$. В соответствии с [9] существование второй токовой волны (в случае взрыва медной проволоочки при $r_0 = 0.1$ mm) возможно при $\omega > 10^7$ s⁻¹, а из (2) следует, что режим, при котором несколько фазовых переходов могут происходить на фронте единой волны, становится возможным при больших скоростях изменения тока $\omega \gg 10^{10}$ s⁻¹. Представленный режим является пограничным для второго условия, так как при заданных параметрах $\omega \approx 10^{10}$ s⁻¹. Именно поэтому жидкий металл сначала занимает довольно протяженную область $\sim r_0$ (это можно видеть на температурных кривых, например в момент формирования второй токовой волны) и практически исчезает к моменту слияния волн в одну при $t \approx 17.8$ ns.

В дальнейшем сначала волна плавления перемещается к центру, и только после того как она достигает оси симметрии к моменту времени 21 ns, начинает свое движение к центру волна фазового превращения, при котором теряется проводимость (в соответствии с [9] волна фазового превращения может перемещаться только при выполнении определенного условия). При этом токовая волна перемещается на гребне волны плавления.

Если запасенной энергии будет недостаточно для реализации такого режима (например, при всех тех же параметрах и $C = 20$ nF), то формируется только одна токовая волна, картина ее распространения аналогична процессу, показанному на рисунке, а. При таком режиме во внешних расширяющихся слоях остается какая-то проводимость, а значит, и плотность тока в этих слоях отлична от нуля. И только после достижения

волной плавления центральных слоев во внешних слоях формируется фазовая волна, на которой металл теряет проводимость, при этом отчетливо виден только один гребень токовой волны, который сопровождает волну первого фазового перехода твердое тело–расплав.

Выводы

Результаты моделирования указывают на то, что режимы сверхбыстрого (наносекундного) электрического взрыва проводников отличаются от режимов быстрого (микросекундного) [2] взрыва (с точки зрения динамики фазовых превращений) соотношением между временем, за которое волна фазового превращения вещества перемещается от внешней границы к центру, и "временем жизни" данного фазового состояния. При сверхбыстрых режимах взрыва время жизни промежуточных фаз может быть значительно меньше времени перемещения фазовой границы от периферии к центру проводника, поэтому возможна реализация таких режимов, в которых фазовая волна "догоняет" фронт предыдущего фазового перехода, после чего происходит несколько фазовых превращений на фронте единой волны. Именно в таком случае ($\omega \gg 10^{10}$ s⁻¹) можно условно принять, что вещество проводника из конденсированного состояния превращается сразу в плотную плазму, вероятно продукты такого взрыва будут более однородного размера.

Список литературы

- [1] Шнейерсон Г.А. // ЖТФ. 1973. Т. 43. Вып. 2. С. 419–428.
- [2] Kuskova N.T., Tkachenko S.I., Koval S.V. // J. Phys. 1997. Vol. 9. P. 6175–6184.
- [3] Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972. 391 с.
- [4] Полищук А.Я. Докт. дис. М.: ИВТАН, 1991. 311 с.
- [5] Колгатин С.Н., Полищук А.Я., Шнейерсон Г.А. // ТВТ. 1993. Т. 31. С. 890–896.
- [6] Bennet F.D. // Phys. Fluids. 1965. Vol. 8. P. 1425–1435.

- [7] *Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В.* Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. М., Энергоатомиздат, 1990. 288 с.
- [8] *Кускова Н.И.* // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 14. С. 41–44.
- [9] *Tkachenko S.I., Kuskova N.I.* // J. Phys. 1999. Vol. 11. P. 2223–2232.