

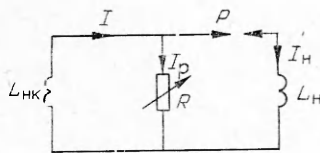
**ПЕРЕДАЧА ЭНЕРГИИ ИЗ ИНДУКТИВНОГО НАКОПИТЕЛЯ  
В ИНДУКТИВНУЮ НАГРУЗКУ  
С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОВЗРЫВНОГО РАЗМЫКАТЕЛЯ ТОКА**

*Л. С. Герасимов, В. И. Икрянников, А. И. Пинчук*

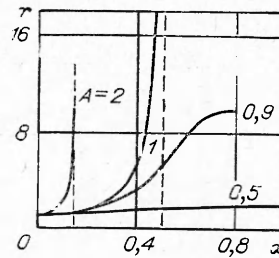
*(Новосибирск)*

Исследован процесс коммутации тока индуктивного накопителя при электрическом взрыве проводника, шунтированного индуктивностью, применительно к модели поверхностных волн испарения. Установлено, что характер процесса определяется некоторым обобщенным безразмерным параметром системы. Определены режимы наиболее эффективной передачи энергии в нагрузку.

Схема фиг. 1 соответствует моменту окончания зарядки индуктивного накопителя от внешнего источника энергии и начала процесса передачи энергии из накопителя в нагрузку. Если начальные условия известны, то конечное состояние системы (после размыкания тока в ветви  $R$ ) опреде-



Ф и г. 1



Ф и г. 2

ляется непосредственно из законов сохранения энергии и магнитного потока [1]. При этом, однако, остается неизвестным сам ход процесса переключения. Здесь этот процесс рассматривается применительно к модели размыкателя тока, основанной на представлении о поверхностных волнах испарения при электрическом взрыве проводника [2]. Поскольку резкий рост сопротивления взрывающегося проводника начинается в стадии кипения, то для начальных условий принимается при  $t=0$   $R=R_K$  (сопротивление размыкателя в точке кипения),  $I_H=0$ ,  $I=I_P=I_0$  (предполагается, что разрядник замыкает нагрузочную ветвь при  $t=0$ ). Если начальная масса размыкателя  $m_0$ , энергия электрического взрыва на единицу массы  $q$ , то, считая пары металла непроводящими, для сопротивления размыкателя получим

$$(1) \quad R = \frac{R_{K1}}{1 - \frac{Q_p}{m_0 q}}$$

где  $Q_p$ — джоулево тепло, выделившееся в размыкателе с момента времени  $t=0$ . Следует отметить, что величину  $q$  необходимо определять из эксперимента, так как при очень быстрых взрывах она может в два—три

раза превосходить скрытую теплоту испарения при нормальных условиях [3]. Схема фиг. 1 описывается системой дифференциальных уравнений

$$L_{\text{HK}} \frac{dI}{dt} + RI_p = 0,$$

$$L_{\text{HK}} \frac{dI}{dt} + L_{\text{H}} \frac{dI_{\text{H}}}{dt} = 0,$$

$$I = I_p + I_{\text{H}}.$$

Отсюда находим соотношения, характеризующие процесс размыкания тока

$$(2) \quad I_p = I_0 \exp - \int_0^t \frac{R(t)}{L_{\text{э}}} dt,$$

$$(3) \quad Q_p = Q_0 \frac{I_{\text{H}}}{L_{\text{HK}} + L_{\text{H}}} \left[ 1 - \left( \frac{I_p}{I_0} \right)^2 \right],$$

$$(4) \quad Q_{\text{H}} = Q_0 \frac{L_{\text{HK}} L_{\text{H}}}{(L_{\text{HK}} + L_{\text{H}})^2} \left[ 1 - \frac{I_p}{I_0} \right]^2.$$

Здесь  $Q_{\text{H}}$  — значение энергии, переданной в нагрузку,  $Q_0 = \frac{1}{2} L_{\text{HK}} I_0^2$  — начальная энергия в накопителе,  $L_{\text{э}} = \frac{L_{\text{HK}} L_{\text{H}}}{L_{\text{HK}} + L_{\text{H}}}$  — эквивалентная (по отношению к размыкателю) индуктивность схемы.

Уравнения (2—4) позволяют определить эффективность передачи энергии при неполном размыкании, когда  $I_p \neq 0$ , а при  $I_p = 0$  они переходят в известные равенства [1]. Вычислим ток и напряжение нагрузки. В нашем случае зависимость  $R(t)$  не задана, поэтому нельзя непосредственно воспользоваться равенством (2). Запишем его в виде

$$(5) \quad \frac{1}{2} L_{\text{э}} \frac{dI_p^2}{dt} + RI_p^2 = 0$$

и дополним уравнением, полученным после дифференцирования (1)

$$(6) \quad \frac{dR}{dt} = \frac{1}{m_0 q R_{\text{K}}} R^3 I_p^2.$$

Исключив из системы уравнений (5—6)  $I_p$ , получим

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} - 3 \left( \frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{2}{L_{\text{э}}} R^2 \frac{dR}{dt} = 0.$$

Это уравнение допускает понижение порядка и решается в виде

$$(7) \quad \frac{dR}{dt} = \left( \frac{I_0^2}{m_0 q R_{\text{K}}} - \frac{2}{L_{\text{э}} R_{\text{K}}} + \frac{2}{L_{\text{э}} R} \right) R^3,$$

(здесь постоянная интегрирования определена из начальных условий). Для дальнейшего анализа удобно ввести безразмерные величины:

$$x = \frac{R_{\text{K}} t}{L_{\text{э}}}; \quad r = \frac{R}{R_{\text{K}}}; \quad i_p = \frac{I_p}{I_0}; \quad i_{\text{H}} = \frac{I_{\text{H}}}{I_0}; \quad u = \frac{I_p R}{I_0 R_{\text{K}}}; \quad A = \frac{L_{\text{э}} I_0^2}{2 m_0 q}.$$

Интегрирование (7) дает для сопротивления

$$(8) \quad x = \frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{1}{r} + (A - 1) \ln \left( 1 - \frac{1 - \frac{1}{r}}{A} \right) \right],$$

а после подстановки (7) в (6) находим

$$(9) \quad i_p = \sqrt{1 - \frac{1}{A} \left(1 - \frac{1}{r}\right)},$$

$$(10) \quad u = r \sqrt{1 - \frac{1}{A} \left(1 - \frac{1}{r}\right)}.$$

Ток нагрузки легко определяется из условия сохранения магнитного потока в контуре накопитель — нагрузка

$$(11) \quad i_n = i_y \left[1 - \sqrt{1 - \frac{1}{A} \left(1 - \frac{1}{r}\right)}\right],$$

где  $i_y = \frac{1}{1 + \frac{L_H}{L_{MK}}}$  — установившееся значение тока в цепи (после пре-

ращения тока в цепи размыкателя).

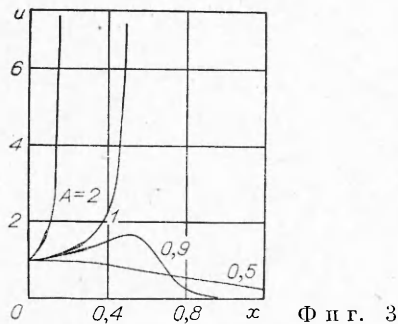
Теперь рассмотрим отдельно три частных случая.

1. Режим низких энергий  $A = \frac{L_3 I_0^2}{2m_0 q} < 1$ .

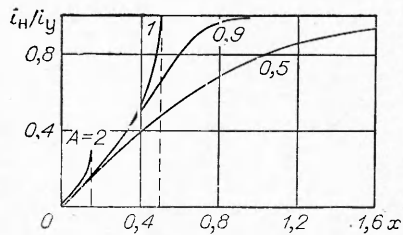
В этом случае полного испарения размыкателя не происходит, а процесс изменения сопротивления, тока и напряжения не носит характера взрыва. Действительно, из (8) видно, что при любых  $x$  величина  $r$  ограничена. Предельное значение  $r_M$ , достигаемое в этом режиме при  $x \rightarrow \infty$ , определяется из равенства

$$\frac{1 - \frac{1}{r_M}}{A} = 1; \quad r_M = \frac{1}{1 - A}.$$

На фиг. 2—4 представлены  $r(x)$ ,  $u(x)$  и  $i_n(x)/i_y$  построенные в соответствии



Ф и г. 3



Ф и г. 4

с (8), (10) и (11). При  $A < 1$  все три величины достигают своих установившихся значений при  $x \rightarrow \infty$ , т. е. асимптотически.

2. Режим высоких энергий  $A > 1$ .

Сопротивление размыкателя обращается в бесконечность за конечное время взрыва.

$$(12) \quad r \rightarrow \infty \text{ при } x \rightarrow x_B = \frac{1}{2} \left[1 + (A - 1) \ln \left(1 - \frac{1}{A}\right)\right].$$

В этот момент ток размыкателя отличен от нуля

$$x = x_B, \quad i_p = \sqrt{1 - \frac{1}{A}},$$

и, следовательно, напряжение на нем обращается в бесконечность  $u \rightarrow \infty$  при  $x \rightarrow x_b$ . Физически это означает, что электрический взрыв проводника не приводит в данном случае к размыканию тока в этой ветви. Вследствие перенапряжения (теоретически бесконечно большого) должен произойти пробой промежутка, образовавшегося после взрыва размыкателя. Отметим, что избежать этого пробоя нельзя никаким способом, так как иначе будет нарушен один из принципов сохранения (энергии или магнитного потока). Ток в канале разряда будет протекать до тех пор, пока суммарная энергия, поглощенная в этой ветви с момента времени  $t=0$ , достигнет значения, определяемого равенством (3). После этого разряд погаснет независимо от величины сопротивления канала разряда. Характер изменения сопротивления, тока и напряжения ветви размыкателя после пробоя промежутка определяется конкретными условиями разряда. Длительность электрического взрыва  $x_b$  падает с ростом параметра  $A$  при

$$A \gg 1 \quad x_b \cong \frac{1}{4A}, \quad i_p \cong 1 - \frac{1}{2A}, \quad i_n = \frac{i_y}{2A}.$$

С ростом  $A$  уменьшается  $x_b$  и ухудшается коммутация (ток размыкателя  $i_p$  не успевает за время  $t_b$  существенно уменьшиться, а ток нагрузки  $i_n$  — заметно увеличиться). Основная часть процесса коммутации осуществляется неконтролируемым образом после пробоя промежутка. Кривые  $r(x)$ ,  $i_n(x)$ ,  $u(x)$  при  $A=2$  приведены на фиг. 2, 3 и 4.

### 3. Критический режим $A=1$ .

В этом случае выражения (8)—(11) существенно упрощаются:

$$r = \frac{1}{1-2x}; \quad i_p = \sqrt{1-2x}; \quad u = \frac{1}{\sqrt{1-2x}}; \quad i_n = i_y (1 - \sqrt{1-2x}).$$

Величина  $r$  обращается в бесконечность за  $x_b = \frac{1}{2}$ . При этом  $i_p=0$ ,  $u \rightarrow \infty$ . Значит электрический взрыв размыкателя или совсем не сопровождается пробоем промежутка (если разряд не успевает сформироваться за короткое время действия импульса перенапряжения), или же пробой наступает, но ток разряда очень мал и быстро гаснет.

В заключение остановимся на вопросе о границах применимости принятой модели поверхностного испарения. Вопрос этот достаточно сложен и требует специального рассмотрения. Однако уже из выражения (12) видно, что с ростом  $A$  время  $x_b$  может стать сколь угодно малым. Между тем ясно, что скорость фронта волны поверхностного испарения ( $v$ ) конечна (она не может превысить скорость звука в жидком металле), и поэтому  $t_b \geq l/v$ , где  $l$  — некоторый размер сечения размыкателя (для проволоки — радиус, а для фольги — полутолщина). Это неравенство и определяет границу применимости модели поверхностного испарения: если  $A$  столь велико, что выражение (12) приходит в противоречие с неравенством, то данная модель не применима. По данным [3], скорость  $v$  не превышает 200 м/с, что соответствует (при  $l < 0,1$  мм)  $t_b$  в десятки и сотни наносекунд. Такие времена переключения наблюдались и в экспериментах [2,4].

Поступила 23 IV 1974

### ЛИТЕРАТУРА

1. *Maisonnier C., Linhart J. G., Gouylan G.* Rapid Transfer of Magnetic Energy by Means of Exploding Foils, RSJ, 1966, vol. 37, No 10, p. 1380—1384. (Рус. перев.: Быстрая передача энергии с помощью взрывающихся фольг. Приборы для науч. исслед., 1966, № 10).

2. *Bennet F. D., Kahl A. D., Wedemeyer E. H.* Resistance Changes Caused by Vaporization Waves in Exploding Wires. Exploding Wires, Vol. III, New York, Plenum Press, 1964.
3. *Webb F. H., Hilton H. H., Levine P. H., Tollestrup A. V.* Electrical and Optical Characteristics of Rapid Exploding Wires. Exploding Wires. Vol. II, New York, Plenum Press, 1962. (Рус. перев.: Электрические и оптические характеристики быстрого взрыва проволочек. Электрический взрыв проводников, т. 2, М., «Мир», 1965).
4. *Early H. C., Martin F. J.* Method of Producing a Fast Current Rise from Energy Storage Capacitors. RSJ, 1965, vol. 36, No 7. (Рус. перев.: Метод получения быстрого нарастания тока от накопительных конденсаторов. Приборы для науч. исслед., 1965, № 7).