

КОММУТАЦИЯ ТОКА ИЗ БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩЕГО РАЗМЫКАТЕЛЯ В ШУНТИРУЮЩИЙ ПРОВОДНИК

В. А. Лебедев, Д. П. Лепер, В. А. Ягнов

(Москва)

При многоступенчатой коммутации тока в цепи с индуктивным накопителем энергии (ИНЭ) быстродействующий размыкатель (БР) шунтируется одним или несколькими взрывающимися проводниками [1—3]. Чтобы обеспечить малые времена на заключительном этапе (при переводе тока в нагрузку), желательно на первом этапе производить коммутацию при максимальных допустимых плотностях тока в шунтирующем проводнике (ШП). Каковы эти максимальные допустимые плотности тока? В чем состоят физические причины, препятствующие перебросу большого тока в проводник малого сечения? До сих пор в качестве основной причины отказов при больших плотностях тока в ШП рассматривался пробой БР на стадии восстановления его электрической прочности. Действительно, с ростом плотности j_0 закачиваемого в проводник тока время от момента гашения дуги в БР до момента взрыва ШП падает пропорционально j_0^{-2} , поэтому при больших плотностях тока дуговой промежуток не успевает восстановить свою электрическую прочность к моменту взрыва, что приводит к пробое БР. Однако, как показано в данной работе, отказ БР может происходить и на более ранней стадии, когда перевод тока в ШП еще не завершился. Работа посвящена теоретическому рассмотрению ограничений при коммутации тока из БР в ШП, возникающих в результате интенсивного разогрева ШП и резкого роста его сопротивления при больших плотностях тока.

1. Как известно [4, 5], рост сопротивления на начальных стадиях электрического взрыва проводника определяется в основном величиной

удельного энерговклада $q = Q/m$, где $Q = \int_0^t i^2 R dt$ — полная вложенная

энергия, m — масса проводника. Зависимость роста сопротивления от скорости ввода энергии, весьма существенная на стадии собственно электрического взрыва, на начальных стадиях (при $R/R_0 \leq 15$ для меди и $R/R_0 \leq 11$ для алюминия) большой роли не играет. При малой скорости ввода энергии в проводник (когда время релаксации температуры мало по сравнению с временем фазового перехода из твердого состояния в жидкое) зависимость относительного сопротивления от величины удельного энерговклада на начальной стадии электрического взрыва проводника является квазистатической. При большой скорости ввода энергии эта зависимость становится линейной и является продолжением линейной зависимости для твердой стадии; при этом максимальное отклонение от квазистатической зависимости не превышает 16% для меди (для алюминия еще меньше). Такая точность для формулируемой в данной работе математической модели процесса коммутации вполне достаточна, поскольку точность допущения (2.1) о линейном росте напряжения на БР вряд ли превышает 15—20%. В работе используется квазистатическая зависимость относительного сопротивления R/R_0 от удельного энерговклада q .

Для стадии нагрева в твердом состоянии ($R < R_{пл}$, $q < q_{пл}$), если пренебречь влиянием теплового расширения проводника, то

$$(1.1) \quad R/R_0 = 1 + \alpha q/c_p = 1 + q/q_1,$$

где α — температурный коэффициент сопротивления; c_p — удельная теплоемкость металла; $q_1 = c_p/\alpha$ — удельный энерговклад, соответствующий увеличению удельного сопротивления в 2 раза. Для меди $q_1 = 95 \text{ Дж/г}$, $R_{пл}/R_0 = 5,96$, $q_{пл} = 468 \text{ Дж/г}$. Стадия плавления в предположении, что плавление происходит с поверхности (жидкая и твердая фазы рассматриваются как параллельно включенные проводники), описывается зависимостью [6]

$$(1.2) \quad \frac{R}{R_0} = \frac{R_{пл}}{R_0} \left\{ 1 - \left[1 - \frac{\rho_t}{\rho_{ж}} \left(1 + \frac{\Delta V}{V} \right) \frac{\Delta q}{\lambda} \right] \right\}^{-1},$$

где ρ_t и $\rho_{ж}$ — удельные сопротивления твердой и жидкой фаз в точке

плавления; λ и $\Delta V/V$ — удельная теплота плавления и относительное увеличение объема при фазовом переходе; $\Delta q = q - q_{пл}$. Для меди $\rho_{т/рж} = 0,48$; $\lambda = 0,21$ кДж/г; $\Delta V/V = 0,045$; (1.2) применимо при $5,96 \leq R/R_0 \leq 11,9$; $468 \text{ Дж/г} \leq q \leq 678 \text{ Дж/г}$. Формулы (1.1), (1.2) могут быть объединены в единую зависимость $R/R_0 = f(q/q_1) = f(Q/q_1 m)$. Дифференцирование $f(Q/q_1 m)$ по времени позволяет получить дифференциальное уравнение (3.2). Входящая в (3.2) функция $F(R/R_0)$ на участке до точки плавления проводника ($R/R_0 \leq 5,96$) равна единице.

2. При описании дуги в БР принята модель линейного роста напряжения (2.1), в пользу которой можно высказать следующие соображения. Предполагается, что процесс удлинения дуги является квазистационарным. В этом случае дуга характеризуется статистической зависимостью напряженности поля от тока $E(i_d)$; напряжение на дуге $U_d = E(i_d)vt$, где v — скорость удлинения дуги (в дальнейшем предполагается постоянной). Для обдуваемых дуг в диапазоне 10^3 — 10^5 А, горящих в условиях постоянного давления, характерна слабая зависимость напряженности поля от тока, что позволяет заменить $E(i_d)$ некоторым средним значением напряженности E . В этом приближении напряжение на дуге промежутке

$$(2.1) \quad U_d = Evt.$$

При таком описании произведение Ev (скорость роста напряжения) является основным параметром, характеризующим БР. Например, для исследованного в [7] БР взрывного типа $E \approx 100$ В/см, $v \approx 10^5$ см/с, что дает $Ev \approx 10^7$ В/с. Квазистационарный характер удлинения дуги в БР нарушается при подходе тока i_d к нулю. При этом напряженность поля в дуге падает, напряжение отклоняется от закона линейного роста (2.1). Более детальное исследование этой стадии процесса возможно лишь на основе учета динамических свойств дуги [8, 9]. Отметим, что основное предположение (2.1) неприменимо для БР, в которых дуга горит в замкнутом объеме в условиях растущего давления.

Для экспериментальной проверки (2.1) проведены измерения напряжения при работе БР взрывного типа на постоянном токе i_0 (без шунтирования). В этом случае измеряемое напряжение $U = U_d + i_0 dL_d/dt$, где L_d — собственная индуктивность дуги. Осциллограммы напряжения (фиг. 1) при токах 3 кА (сплошная кривая) и 25 кА (штриховая кривая) имеют хорошо выраженный линейный участок с $Ev \approx 1 \cdot 10^7$ В/с и весьма близки друг к другу. Погрешность, вносимая членом $i_0 dL_d/dt$ в измеряемое напряжение на БР, пренебрежимо мала. Действительно, собственная индуктивность дуги $L_d \sim \mu_0 vt$, где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Г/м, $v = 10^5$ см/с. При токе $i_0 = 25$ кА $i_0 dL_d/dt \sim i_0 v = 31$ В, что составляет всего 1,3% от максимального напряжения 2,3 кВ, развиваемого на БР.

3. ИНЭ является источником постоянного тока i_0 . Электрическая цепь при коммутации из БР в ШП содержит две параллельные ветви: ветвь БР, описываемую (2.1), и ветвь ШП, описываемую уравнением (3.2). Каждая из ветвей имеет свою паразитную индуктивность L_p , $L_{ш}$. Условие равенства напряжений на обеих ветвях дает

$$(3.1) \quad L_p di_d/dt + Evt = L_{ш} di/dt + iR,$$

где R , i — сопротивление и ток для ветви ШП. Учитывая, что $i_d = i_0 - i$, получаем уравнение (3.2), где $L = L_p + L_{ш}$ — суммарная паразитная индуктивность контура.

Полная система уравнений, описывающих коммутацию тока из БР в ШП, имеет вид

$$(3.2) \quad L di/dt + iR = Evt;$$

$$(3.3) \quad \frac{1}{R_0} \frac{dR}{dt} = \frac{i^2 R}{q_1 m} F\left(\frac{R}{R_0}\right);$$

$$(3.4) \quad t = 0, i = 0, R = R_0.$$

Время коммутации тока в ШП τ_K определяется из условия

$$(3.5) \quad i = i_0 \text{ при } t = \tau_K.$$

4. Если перейти к безразмерным переменным $x = t/\tau_1$, $y = i/i_1$, $z = R/R_0$, где $\tau_1 = \left[\frac{R_0 q_1 m}{(Ev)^2} \right]^{1/3}$; $i_1 = \left[\frac{Ev q_1 m}{R_0^2} \right]^{1/3}$, то (3.2)–(3.5) запишется следующим образом:

$$(4.1) \quad \beta y' + yz = x;$$

$$(4.2) \quad z' = y^2 z F(z);$$

$$(4.3) \quad x = 0, \quad y = 0, \quad z = 1;$$

$$(4.4) \quad y = \gamma \text{ при } x = \tau_K/\tau_1.$$

Входящие в (4.1), (4.4) безразмерные параметры β , γ определяются равенствами

$$\beta = L \left[\frac{(Ev)^2}{R_0^4 q_1 m} \right]^{1/3} = \frac{LS}{l^{5/3}} \left[\frac{(Ev)^2}{\rho_0^4 q_1 \delta} \right]^{1/3},$$

$$\gamma = i_0 \left[\frac{R_0^2}{Ev q_1 m} \right]^{1/3} = \frac{i_0 l^{1/3}}{S} \left[\frac{\rho_0^2}{Ev q_1 \delta} \right]^{1/3},$$

где $\delta = m/V$ — плотность; ρ_0 — начальное удельное сопротивление проводника (для меди $\delta = 8,9$ г/см³, $\rho_0 = 1,72 \cdot 10^{-6}$ Ом·см); l и S — длина и сечение ШП. Параметр β имеет смысл безразмерной индуктивности, параметр γ — безразмерной плотности тока. Режимы, характеризующиеся одинаковыми значениями β , γ , являются подобными. Подобие режимов следует понимать как подобие временных зависимостей токов в обеих ветвях, напряжений на любом из элементов схемы, сопротивлений дуги и ШП, мощностей джоулевых потерь в дуге и в ШП.

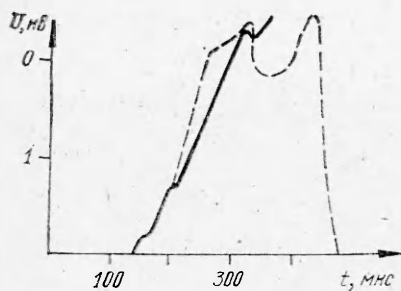
5. В безындуктивном предельном случае ($L = 0$) система (3.1)–(3.3) имеет аналитическое решение, справедливое для стадии нагрева проводника в твердом состоянии ($R/R_0 \leq 5,96$):

$$(5.1) \quad R = R_0 \sqrt[3]{1 + \frac{2}{3} \left(\frac{t}{\tau_1} \right)^3}, \quad i = \frac{Evt}{R_0 \sqrt[3]{1 + \frac{2}{3} \left(\frac{t}{\tau_1} \right)^3}}.$$

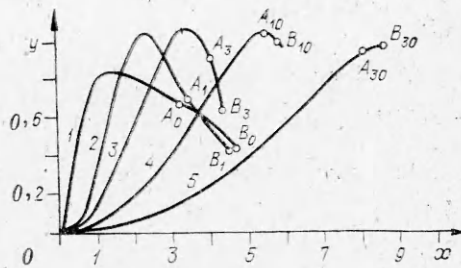
Функция $i(t)$, согласно (5.1), имеет максимум при $t_{\max} = (3)^{1/3} \tau_1$, величина которого $i_{\max} = (1/3)^{1/6} i_1$. Коммутация возможна, если $i_0 < i_{\max}$. Это условие в безразмерном виде имеет вид $\gamma < \gamma_* = (1/3)^{1/6} = 0,83$ и соответствует тому, что существует критическая плотность тока в ШП

$$(5.2) \quad j_* = 0,83 [Ev q_1 \delta / (\rho_0^2 l)]^{1/3}.$$

При плотностях тока $j_0 = i_0/S > j_*$ ток в ШП после достижения максимального значения начинает падать, происходит возвращение тока в дугу. Для медных проводников (5.2) дает $j_* = 5,5 \cdot 10^4 (Ev/l)^{1/3}$, где j_* , А/см²; Ev , В/с; l , см. Сопротивление при $t_{\max} = 3^{1/3} \tau_1$ имеет значение $R_{\max} = R_0 \sqrt[3]{3}$, что соответствует удельному энерговыделению 70 Дж/г. Решение (5.1) приближенно применимо в том случае, когда напряжение на индуктивности $L di/dt$ в любой момент времени мало в сравнении с напряжением на БР $U_d = Evt$. В этом случае можно пренебречь членом $L di/dt$ в (3.1) и членом $\beta y'$ в (4.1). Коммутацию, при которой $|L di/dt| \ll U_d$, можно назвать безындуктивной или «медленной». Область применимости приближения «медленной» коммутации, как показывает более подробное рассмотрение, определяется условием $\beta/\gamma \ll 1$. Поскольку $\beta/\gamma = LS^2 Ev / (i_0^2 l^2 \rho_0^2)$, коммутация является «медленной» при малых индуктивностях L , малых скоростях роста напряжения Ev , малых сечениях S , больших длинах l и больших коммутируемых токах i_0 .



Ф и г. 1

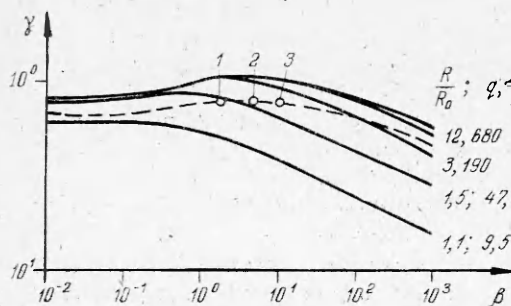


Ф и г. 2

6. Для общего случая система (4.1)–(4.4) численно решалась на ЭВМ. Уравнения (4.1), (4.2) и начальные условия (4.3) содержат параметр β ; параметр γ входит только в безразмерное условие коммутации (4.4). Таким образом, (4.1)–(4.3) определяют однопараметрическое семейство решений $y(x, \beta)$, $z(x, \beta)$. Кривые $y(x, \beta)$ (фиг. 2), представляющие собой временные зависимости тока в ШП в безразмерных переменных, имеют максимум при любых β ($\beta = 0; 1; 3; 10$ и 30 — кривые 1–5 соответственно). Условие коммутации (4.4) может быть удовлетворено лишь при $\gamma < y_{\max}(\beta)$; при $\gamma > y_{\max}(\beta)$ происходит возвращение тока из ШП в дугу, что соответствует отказу в работе БР. Таким образом, $y_{\max}$ играет роль критического значения γ_* , соответствующего границе области коммутации. На фиг. 2 на кривых $y(x, \beta)$ указаны точки, соответствующие моменту начала плавления (A_β) и моменту перехода всей массы проводника в жидкое состояние (B_β). Точки A_β , B_β при малых β лежат на падающей части кривых $y(x, \beta)$, при $\beta \gg 1$ падение тока в ШП и начало плавления по времени почти совпадают.

На фиг. 3 изображена граница области коммутации $\gamma_*(\beta)$ на плоскости параметров β , γ , а также кривые $R/R_0 = \text{const}$, соответствующие постоянному относительному увеличению сопротивления, достигаемому к моменту окончания коммутации. Около кривых указаны значения R/R_0 и соответствующие им значения удельного энерговклада. Граница области коммутации при $\beta \ll 1$ выходит на значение $\gamma_* = 0,83$, соответствующее безындуктивному предельному случаю. С увеличением β наблюдаются незначительный рост γ_* в области $\beta \sim 1$ и затем медленное падение γ_* при $\beta \gg 1$ (приблизительно $\gamma_* \sim \beta^{-1/5}$). Фиг. 3 показывает, что γ_* при изменении β в широком диапазоне меняется очень слабо (от 1 до 0,6). Это позволяет вблизи границы области коммутации заменить условие медленной коммутации $\beta/\gamma \ll 1$ (условие быстрой коммутации $\beta/\gamma \gg 1$) более простыми условиями $\beta \ll 1$ и $\beta \gg 1$. Кривая $R/R_0 = \text{const}$ при $\beta \gg 1$ характеризуется уменьшением γ по тому же закону $\gamma \sim \beta^{-1/5}$. Кривая $R/R_0 = 12$ начинается при $\beta = 54$ и почти совпадает с границей области коммутации. Это означает, что к моменту окончания коммутации переход всей массы проводника в жидкое состояние почти никогда не должен наблюдаться.

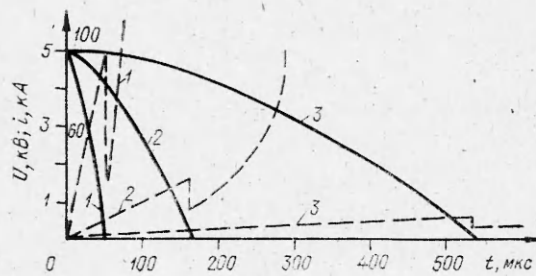
Кривая $\gamma = 0,8\gamma_*$ (штриховая линия на фиг. 3) соответствует значению



Ф и г. 3

плотности тока в ШП, составляющему 80% от j_* . Точками 1–3 на фиг. 3 изображены точки на кривой $\gamma = 0,8\gamma_*$, соответствующие коммутации тока $i_0 = 100$ кА в медный проводник с $l = 100$ см со скоростями роста напряжения $Ev = 10^6$ В/с (точка 1), 10^7 В/с (точка 2), 10^8 В/с (точка 3). Индуктивность ШП $L_{\text{ш}} = 10^{-6}$ Г, индуктивность БР $L_{\text{г}} \approx 10^{-7}$ Г

и может не приниматься во внимание. Сечения ШП для точек 1—3 соответственно 8,5 мм²; 3,8 мм²; 1,91 мм². На фиг. 4 представлены соответствующие параметрам точек 1—3 численные осциллограммы токов в БР (сплошные кривые) и напряжений на двухполюсные БР—ШП. Характерные скачки на осциллограммах напряжения обусловлены тем, что в моменты, соответствующие окончанию



Ф и г. 4

коммутации, напряжение на индуктивности мгновенно обращается в нуль.

7. Таким образом, установлено, что существуют критические плотности тока j_* , вблизи которых разогрев проводника в процессе коммутации становится существенным. При $j > j_*$ сопротивление ШП растет столь быстро, что ток в дуге, не дойдя до нуля, начинает снова увеличиваться, т. е. происходит отказ БР. При «быстрой» коммутации ($\beta \gg 1$) в ШП к моменту окончания коммутации можно закачать не больше 700 Дж/г ($R/R_0 \approx 12$); при «медленной» коммутации ($\beta \ll 1$) величина допустимого удельного энерговклада снижается до 70 Дж/г ($R/R_0 = \sqrt{3}$). Получено аналитическое выражение для критической плотности тока при «медленной» коммутации; для «быстрой» коммутации значение критической плотности тока может быть рассчитано с помощью фиг. 3 с учетом

$$j_0 = \gamma [E v q_1 \delta / (\rho_0 l)]^{1/3}.$$

Как видим, возможны две причины отказов БР при больших плотностях тока: 1) рассмотренное в данной работе возвращение тока в дугу до завершения коммутации тока в ШП; 2) пробой дугового промежутка на стадии восстановления его электрической прочности. Вопрос о том, какое из этих двух ограничений играет основную роль в действительности, пока не выяснен. Можно думать, что в некоторых условиях действует первое ограничение, в других — второе. Полученные оценки критической плотности тока позволяют во всяком случае указать верхнюю границу по плотности тока в ШП, выше которой коммутация наверняка невозможна.

В заключение авторы выражают благодарность Э. А. Азизову за обсуждение работы.

Поступила 6 II 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Koch W., Salge J. Über die Erzeugung von Stoßströmen mit Sprengtrennern. — Elektrotechnische Zeitschrift, A, 1966, Bd 87, S. 697—700.
2. Азизов Э. А., Ахмеров Н. А., Николаевский В. Г., Соколов Б. С., Финько С. В. О выводе энергии из индуктивного накопителя мощным силовым коммутатором с шунтированием дуги. — В кн.: Тезисы докладов научной сессии Научного совета по теорет. и электр. проблемам электроэнергетики АН СССР. М., 1971.
3. Бенескриптов И. Ю., Ларионов Б. А., Столов А. М. Двухступенчатый быстродействующий размыкатель. — В сб.: Труды семинара специалистов СССР — США «Индуктивные накопители энергии и коммутационная аппаратура для термоядерных установок». Л., 1974.
4. Бондаренко В. В., Кварцхава И. Ф., Плюто А. А., Чернов А. А. Осциллографическое определение энергии электрического взрыва проволок. — ЖЭТФ, 1956, т. 31, вып. 5.
5. Уэбб Ф., Хильтон Г., Левин Н., Толлестрап. Электрические и оптические характеристики быстрого взрыва проволок. — В сб.: Электрический взрыв проводников. М.: Мир, 1965.
6. Герасимов Л. С., Пинчук А. И., Стукалин Ю. А. Начальные стадии электрического взрыва проводника в LC-контуре. — ПМТФ, 1978, № 6.
7. Азизов Э. А., Ахмеров Н. А., Рябцев Г. В., Ягнов В. А. Восстановление напряжения на размыкателе при взаимодействии высокоскоростных сред с коммутационной

- дугой. — In: Proceedings of the 3rd Intern. Symposium on Switching Arc Phenomena. Poland, Lodz, 1977.
8. Mayr O. Beitrag zur Theorie des statischen und dynamischen Lichtbogens. — Archiv für Elektrotechnik, 1943, Bd 37, N 12.
9. Cassie A. M. A new theory of rupture and circuit severity. CiGRE, 1939, Rep. N 102.

УДК 538.54.001

О ТЕПЛОВОМ ОГРАНИЧЕНИИ СКОРОСТИ КОЛЬЦЕВЫХ ПРОВОДНИКОВ ПРИ ИНДУКЦИОННОМ АКСИАЛЬНОМ УСКОРЕНИИ

А. М. Балтаханов, Е. Н. Иванов

(Испра)

В [1,2] экспериментально показана возможность получения на электромагнитных ускорителях скоростей 1—5 км/с. плоских кольцевых проводников. Одним из основных ограничений в достижении высоких скоростей при метании проводников в магнитном поле является нагрев проводника и переход его из твердого состояния в жидкое и газообразное. Вместе с тем при практическом использовании высокоскоростных ускорителей макрочастиц возникает задача определения физико-механических свойств и физического состояния метаемых ударников. Экспериментально решить указанную задачу чрезвычайно сложно из-за кратковременности процесса ускорения и высоких скоростей ударников. В [3] путем приближенного анализа получено соотношение, устанавливающее связь процесса нагрева и электромагнитного ускорения проводника, справедливая в диапазоне от температуры кипения азота до температуры плавления соответствующего металла, а в [4,5] получены выражения для предельной скорости плоских металлических макрочастиц в идеальном случае ускорения их в одномерном магнитном поле.

В данной работе рассмотрены процессы нагрева при ускорении плоского металлического кольца в двумерном импульсном магнитном поле одновиткового индуктора.

Принципиальная схема ускорения показана на фиг. 1. Система интегриродифференциальных уравнений, описывающих электромагнитные и электромеханические переходные процессы в рассматриваемом устройстве, имеет вид [6]

$$(1) \quad \tilde{\delta}(Q, t) + \frac{\mu_0 \gamma(Q, t)}{2\pi} \frac{d}{dt} \sum_{i=1}^2 \int_{S_i} \tilde{\delta}(M, t) K(Q, M) ds_i =$$

$$= \begin{cases} \frac{\gamma(Q, t)}{2\pi V r_Q} \varphi[i_1(t)] & \text{для } i=1, \\ 0 & \text{для } i=2; \end{cases}$$

$$(2) \quad m \frac{dv}{dt} = \mu_0 \int_{S_2} \tilde{\delta}(Q, t) \sum_{i=1}^2 \int_{S_i} \tilde{\delta}(M, t) \frac{z_Q - z_M}{V(z_Q - z_M)^2 + (r_Q + r_M)^2} \frac{1}{V r_M r_Q} \times$$

$$\times \left[-K + \frac{(z_Q - z_M)^2 + r_Q^2 + r_M^2}{(r_Q - r_M)^2 + (z_Q - z_M)^2} E \right] ds_i ds_i;$$

$$(3) \quad \frac{dz}{dt} = v,$$

где

$$\varphi[i_1(t)] = U_0 - R_0 i_1 - L_0 \frac{di_1}{dt} - \frac{1}{C} \int_0^t i_1 dt; \quad i_1 = \int_{S_1} \frac{\tilde{\delta}(M, t)}{V r_M} ds_i;$$

$\tilde{\delta}(Q, t) = \delta(Q, t) V r_Q$; S_i — меридианное сечение проводников индуктора ($i=1$) и ускоряемого кольца ($i=2$); v — скорость кольца; z — расстояние между индуктором и кольцом; L_0, R_0 — внутренние индуктивность и активное сопротивление емкостного накопителя энергии; Q, M — произвольные точки в меридианном сечении проводников s_i ; $K(Q, M) =$