

УДК 538.082/083

ОБ ОЦЕНКЕ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДУГИ КОРОТКОГО ЗАМЫКАНИЯ В ТОКОПРОВОДЕ С ИЗОЛИРОВАННОЙ ЖИЛОЙ

В. В. Титков

Санкт-Петербургский государственный технический университет, 195251 Санкт-Петербург

Исследуются различные сценарии распространения дугового разряда в токопроводе питания сверхпроводящих обмоток тороидального поля токамака ITER. Получены оценки скорости распространения разряда вдоль токопровода с изолированной жилой и условия ее перерезания электрической дугой постоянного тока с характерными значениями 10–80 кА. Рассматриваются режимы вакуумной дуги, дуги нормального и повышенного давления. Для анализа использованы уравнения стационарного тепло- и массообмена в сочетании с моделью испарения поверхности Кнудсена — Ленгмюра.

Ключевые слова: дуговой разряд, металлическая оболочка, повреждение, численное решение.

При разработке новых мощных объектов электроэнергетики, таких как международный токамак ITER [1], для которого характерны достаточно большие (несколько десятков гигаджоулей) значения запасаемой электромагнитной энергии, необходимо исследование возможных аварийных режимов. Одной из составляющих проблемы электромагнитной безопасности ITER является оценка последствий, вызываемых электрической дугой короткого замыкания. Поскольку основная часть электромагнитной энергии запасается в сверхпроводящих обмотках магнитной системы ITER, в условиях аварии дугового замыкания при питании дуги от магнитной системы в начальной стадии ток дуги может достигать 70–80 кА и затухать без перехода через нуль в течение десятков секунд [2]. Фактически в этих условиях возникает дуга постоянного тока, которая не может погаснуть самопроизвольно. С точки зрения возможного ущерба для окружающей среды и самого объекта важно оценить вероятность повреждения стенки криостата мощной электрической дугой и ее выхода за пределы сверхпроводящей части конструкции токамака (рис. 1).

В данной работе исследуется один из возможных вариантов развития аварии, когда электрическая дуга возникает вблизи токовых вводов секции обмотки тороидального магнитного поля и распространяется вдоль токопровода в сторону стенки криостата. Причины такого рода аварии здесь не рассматриваются; это может быть, например, электрический пробой из-за нарушения твердой и вакуумной изоляции, в результате чего в процессе вывода электромагнитной энергии из обмотки на ней возникает импульс электрического напряжения порядка 10–20 кВ. Необходимо оценить скорость распространения дуги вдоль токопровода, представляющего собой металлическую оболочку с пластиной, разделяющей области прямого и обратного тока (рис. 1). Токоведущие жилы представляют собой сверхпроводящий кабель, покрытый слоем изоляции толщиной порядка 1 мм. Изоляционный слой препятствует свободному перемещению дуги вдоль токопровода под действием электромагнитной силы, направленной от обмотки в сторону криостата. Такое направление силы обусловлено положительным знаком производной от индуктивности контура тока, образованного дугой и токопроводом, по возможному направлению перемещения дуги. Поэтому скорость движения дуги вдоль токопровода по направлению к стенке криостата ограничена скоростью разрушения изоляционного покрытия сверхпроводящего

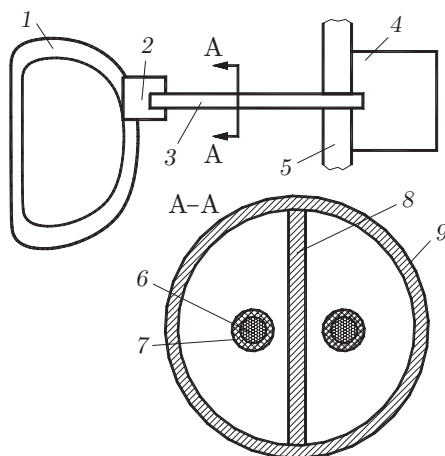


Рис. 1. Схема питания катушки тороидального поля и сечение питающего токопровода:

1 — катушка тороидального поля; 2 — выходы секции; 3 — токопровод; 4 — камера электрических соединений; 5 — стенка криостата; 6 — проводящее сечение кабеля; 7 — изоляционный слой; 8, 9 — разделительная пластина и оболочка токопровода (заземлены)

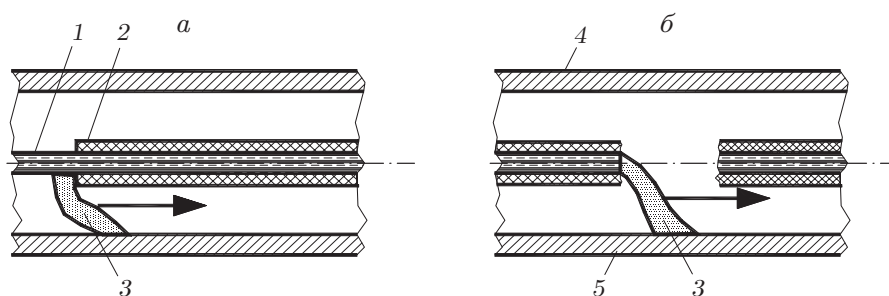


Рис. 2. Режимы взаимодействия электрической дуги замыкания с поверхностью кабеля:

a — режим ползущего разряда; *б* — режим перерезанного кабеля; 1 — проводящая жила, 2 — изоляционный слой, 3 — дуга, 4 — оболочка токопровода, 5 — разделительная пластина; стрелка — направление электромагнитной силы

кабеля. Этот режим сохраняется, пока скорость продольного перемещения дуги больше скорости разрушения кабеля в поперечном направлении (рис. 2, *a*). В противном случае кабель будет перерезан электрической дугой и ее движение в сторону стенки криостата станет невозможно (рис. 2, *б*). В данной работе рассматривается первый из указанных режимов и определяются условия его перехода во второй.

Расчетная схема нагрева кабеля электрической дугой, движущейся вдоль него вследствие испарения изоляционного покрытия, представлена на рис. 3. Основными параметрами, определяемыми в рамках рассматриваемой модели, являются температура контактного пятна T_a и скорость движения дуги v . Кроме того, определяются вспомогательные параметры: глубина повреждения металлического покрытия кабеля h_c , скорость выхода массы при испарении изоляционного покрытия и скорость поступления массы металлического пара при испарении металлической оболочки кабеля. Величина h_c играет роль критерия при переходе от модели ползущего разряда к модели перерезанного кабеля.

Предположим, что распределение температуры в сечении кабеля однородно, тогда распределение температуры вдоль кабеля при движении дуги со скоростью v определяется

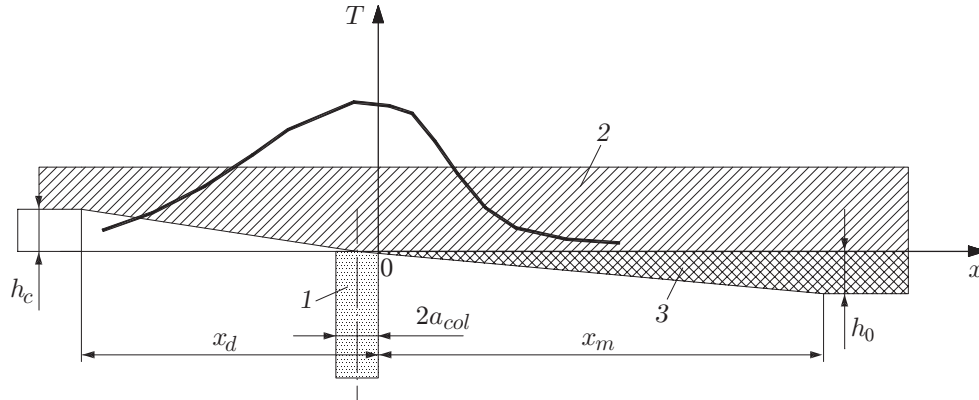


Рис. 3. Расчетная схема движения дуги вдоль поверхности кабеля в процессе разрушения изоляционного покрытия:

1 — дуга, 2 — проводящая жила, 3 — изоляционный слой

формулой [3]

$$T(x) = \frac{q}{c\rho_c v A \sqrt{1 + 4Db/v^2}} \exp\left(-\frac{v}{2D}(x + |x|\sqrt{1 + 4Db/v^2})\right), \quad (1)$$

где $D = \lambda/(\rho_c c)$; λ — теплопроводность; ρ_c , c — плотность и удельная теплоемкость материала кабеля; v — скорость движения дуги, тождественно равная продольной скорости пиролиза изоляции кабеля; A — площадь сечения кабеля; $b = b_1 + b_2$ — эффективный коэффициент теплоотдачи с поверхности кабеля; b_1 , b_2 — конвективная и радиационная составляющие [4]: $b_1 = \alpha p/(c\rho_c A)$, $b_2 = \sigma_{\text{SB}} T_a^3 p_A/(c\rho_c A)$; $\sigma_{\text{SB}} = 5,67051 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м⁴ · К) — постоянная Стефана — Больцмана; p_A — периметр сечения кабеля; T_a — температура кабеля в месте его контакта с дугой; α — коэффициент теплоотдачи; q — мощность источника тепла:

$$q = q_{\text{rad}} + I\Delta U - \Delta W \quad (2)$$

(q_{rad} — мощность, вводимая в кабель потоком излучения из плазмы дуги). В случае электрической дуги атмосферного давления, когда в дуговой плазме имеет место локальное термодинамическое равновесие, мощность, передаваемая в кабель излучением, в приближении излучения серого тела имеет вид [5]

$$q_{\text{rad}} = k_F g \sigma_{\text{SB}} \pi a_{\text{col}}^2 (T^4 - T_a^4), \quad (3)$$

где g — степень черноты системы плазма — электрод ($0,5 < g < 1$) [5]; a_{col} — радиус столба дуги; T , T_a — температура плазмы в дуговом столбе и пятне дуги; $k_F \approx 1$ — коэффициент, учитывающий форму излучающей дуги. В случае вакуумной дуги роль излучения незначительна и энергия выделяется в основном в области электродов [3]. Это учитывается вторым слагаемым $I\Delta U$ в выражении (2), где ΔU — приэлектродное падение напряжения, слабо зависящее от тока дуги. В (2) $\Delta W = \Delta W(T_a, v)$ — мощность потерь энергии на испарение изоляционного покрытия перед пятном движущейся дуги (область x_m на рис. 3) и потерь на испарение металлической оболочки кабеля за пятном дуги (область x_d на рис. 3). (Заметим, что составляющая потерь мощности, связанная с плавлением материалов конструкции кабеля, на порядок меньше потерь на испарение.) В режиме ползущей дуги глубина повреждения металлической оболочки кабеля $h_c \ll R_c$ (R_c — радиус сечения кабеля), толщина изоляционного слоя $h_0 \ll R_c$. В этих условиях

$$\Delta W = 2\pi R_c v \left(\frac{h_c \rho_c \Delta H_c}{N_A M_{c1}} + \frac{h_0 \rho_i \Delta H_i}{N_A M_c} \right). \quad (4)$$

Здесь первое слагаемое описывает мощность потерь на испарение металлической оболочки кабеля, второе — мощность потерь на испарение изоляционного покрытия; ρ_c , ΔH_c , M_{c1} — плотность, молярная энергия сублимации и средняя масса атома материала металлического покрытия; ρ_i , ΔH_i , M_c — те же параметры для материала изоляционного покрытия; N_A — число Авогадро.

Для оценки полной глубины повреждения металлической оболочки кабеля h_c определим скорость испарения материала в некоторой точке за дуговым пятном движущейся дуги (рис. 3):

$$\frac{dh}{dt} = \frac{\dot{\Phi}_\rho}{\rho_c}, \quad (5)$$

где $\dot{\Phi}_\rho$ — поток массы, испаряющейся с единицы поверхности. Величина $\dot{\Phi}_\rho$ определяется формулой Кнудсена — Ленгмюра [6, 7]

$$\dot{\Phi}_\rho = f_a(P_w(x) - P_0)/\sqrt{2\pi k_B T/M_{c1}}.$$

Здесь f_a — коэффициент прилипания порядка единицы (далее для упрощения расчета принято $f_a = 1$); P_w — давление насыщенного пара материала; P_0 — давление над поверхностью; k_B — постоянная Больцмана. Давление насыщенного пара определяется законом Трутона [8] $P_w = C_T \exp(-\Delta H_c/(RT))$, где $C_T = 3,63$ ГПа — постоянная Трутона; $R = 8,314510$ Дж/(моль · К) — универсальная газовая постоянная. После подстановки выражения для $\dot{\Phi}_\rho$ можно проинтегрировать уравнение (5) по времени. Поскольку в рассматриваемой точке x вследствие движения дуги параметры воздействия изменяются во времени, удобно отделить стадию прохождения пятна дуги над точкой x от последующих моментов времени. Поэтому при интегрировании (5) интервал интегрирования разбивается на две части:

$$h_c = \int_0^{2a/v} \frac{C_T \exp[-\Delta H_c/(RT_a)] - P}{\rho_c \sqrt{2\pi k_B T_a/M_{c1}}} dt + \int_{2a/v}^{\infty} \frac{C_T \exp[-\Delta H_c/(RT)] - P_0}{\rho_c \sqrt{2\pi k_B T/M_{c1}}} dt.$$

Здесь P — давление в дуге; P_0 — давление за пятном дуги, равное давлению в объеме токопровода (в отсутствие существенных газовых потоков из области разряда можно полагать $P_0 = P$).

Первый интеграл в правой части выражения для h_c можно вычислить аналитически в предположении постоянства давления P и температуры T_a в пределах пятна дуги. Принимая скорость движения дуги вдоль кабеля v постоянной, перейдем к новой переменной интегрирования $x = vt$. Получим

$$h_c = \frac{1}{v\rho_c} \left(2a_{col} \frac{C_T \exp[-\Delta H_c/(RT_a)] - P}{\sqrt{2\pi k_B T_a/M_{c1}}} + \int_{-x_d}^0 \frac{C_T \exp[-\Delta H_c/(RT)] - P_0}{\sqrt{2\pi k_B T/M_{c1}}} dx \right). \quad (6)$$

Длина интервала интегрирования в интеграле, входящем в выражение (6), определяется из условия прекращения абляции, когда давление насыщенного пара материала становится равным внешнему давлению, т. е.

$$C_T \exp[-\Delta H_c/(RT_{-x_d})] = P_0. \quad (7)$$

Заметим, что температура в (6), (7) определяется выражением (1). Температуру контактного пятна дуги можно получить из выражения (1), в котором центр пятна соответствует координате $x = 0$:

$$T_a = (q_{rad} + I\Delta U - \Delta W)/(c\rho_c v A \sqrt{1 + 4Db/v^2}). \quad (8)$$

Здесь ΔW вычисляется по формуле (4).

Скорость движения дуги вдоль кабеля можно определить из выражения, аналогичного (6), полученного для толщины повреждения изоляции h_i (значение h_i известно и равно начальной толщине изоляционного покрытия h_0). Тогда

$$v = \frac{1}{h_0 \rho_i} \int_0^{x_m} \frac{C_T \exp[-\Delta H_i/(RT)] - P_0}{\sqrt{2\pi k_B T/M_c}} dx. \quad (9)$$

Здесь длина интервала интегрирования определяется точкой прекращения испарения, для которой справедливо уравнение $C_T \exp[-\Delta H_i/(RT_{x_m})] = P_0$.

Уравнения (4), (8), (9) образуют систему относительно мощности потерь на испарение материалов ΔW , температуры пятна дуги T_a и скорости его смещения вдоль поверхности кабеля v . Система решается численно методом деления пополам с предварительным анализом области поиска решения. Решение реализовано в виде трех вложенных итерационных циклов, во внутреннем цикле определяется температура контактного пятна, а во внешнем — ΔW .

Рассмотрим примеры расчетов, выполненных на основе описанной модели. Наличие большого числа физических и конструктивных параметров данной задачи не позволяет получить решение в обобщенном виде или использовать методы подобия для представления результатов в компактном виде. Поэтому предлагаемая модель используется для анализа конкретного примера — токопровода питания катушки тороидального поля магнитной системы ITER. В тестовых расчетах использованы следующие исходные данные: эффективная площадь поперечного сечения кабеля $A = 0,002 \text{ м}^2$, что соответствует диаметру кабеля 3 см; характерные для сталей удельная теплоемкость $c = 50 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$ и теплопроводность $\lambda = 50 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$; плотности материалов кабеля и изоляции $\rho_c = 8000 \text{ кг}/\text{м}^3$, $\rho_i = 1500 \text{ кг}/\text{м}^3$; степень черноты поверхности $g = 1$; средняя масса атома $M_c = M_{c1} = 4,7 \cdot 10^{-26} \text{ кг}$; коэффициент конвективной теплоотдачи $\alpha = 0 \div 200 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$; периметр сечения кабеля $p = 0,15 \text{ м}$; толщина изоляции $h_0 = 1 \text{ мм}$; молярная энергия сублимации материалов конструкции кабеля $\Delta H_c = 450 \text{ кДж}/\text{моль}$, $\Delta H_i = 300 \text{ кДж}/\text{моль}$; катодное (анодное) падение напряжения $\Delta U = 8 \div 20 \text{ В}$; ток дуги $I = 10 \div 80 \text{ кА}$; радиус и температура дугового столба $a_{col} = 0,01 \div 0,02 \text{ м}$, $T = 1000 \div 20\,000 \text{ К}$; концентрация газа в столбе дуги $10^{20} \div 10^{28} \text{ м}^{-3}$. Расчеты выполнены при следующих значениях давления P_0 в большом объеме (за дуговым столбом): 0,1 Па (вакуумная дуга), 0,1 МПа (дуга атмосферного давления), 1 МПа (дуга повышенного давления).

Вакуумная дуга. Для вакуумной дуги характерно существенное различие значений тепловой мощности, выделяемой на аноде и катоде [3]. Если поверхность кабеля является катодом, то вводимая в кабель мощность определяется током дуги и катодным падением напряжения (в случае стальных электродов $\Delta U \leq 20 \text{ В}$). Результаты численного решения системы (4), (8), (9) при $q_{rad} = 0$, $I = 10 \div 80 \text{ кА}$ представлены на рис. 4. На рис. 4 приведены также результаты расчета для случая, когда поверхность кабеля является анодом. В этом случае согласно [3] мощность, выделяемая на контакте, примерно в пять раз больше, чем в катодной области дуги. Как следует из рис. 4, значения v и T_a в случаях анодного и катодного контакта дуги и кабеля различаются незначительно. При этом $v_{\max} \lesssim 1 \text{ см}/\text{с}$, $T_{\max} \approx 5000 \text{ К}$. Глубина повреждения сильно зависит от мощности, выделяемой в контактном пятне дуги. При этом в случае катодного контакта при $I = 50 \div 60 \text{ кА}$ глубина повреждения достаточна для перерезания кабеля, для анодного контакта соответствующее значение тока составляет 10 кА.

Дуга атмосферного давления. Когда дуга замыкания горит при атмосферном или повышенном давлении, анодное и катодное падение напряжения $\Delta U \approx 10 \text{ В}$, при этом излучение плазмы играет более существенную роль, чем в вакуумной дуге. В этом случае в уравнении (7) следует учесть составляющую, описывающую передачу излучением

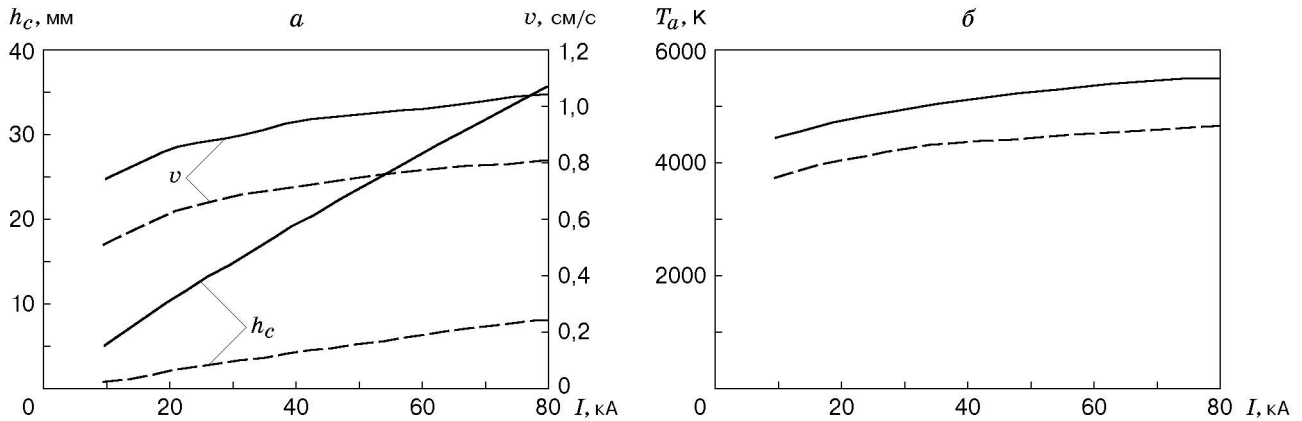


Рис. 4. Зависимости скорости движения вдоль кабеля, глубины повреждения металлического покрытия (а) и температуры контактного пятна (б) от тока вакуумной дуги для случаев анодного (сплошные кривые) и катодного (штриховые кривые) контакта

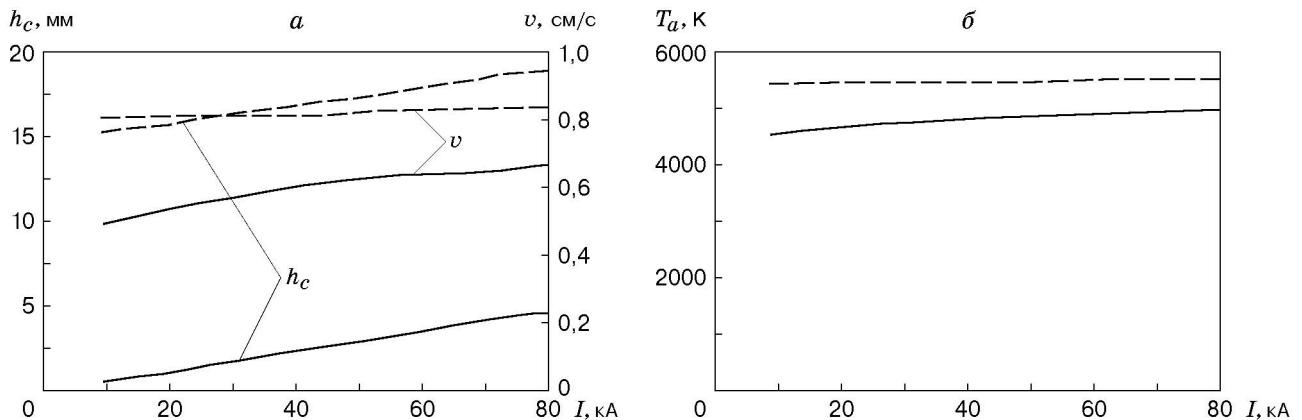


Рис. 5. Зависимости скорости движения вдоль кабеля, глубины повреждения металлического покрытия (а) и температуры контактного пятна (б) от тока дуги атмосферного давления:

сплошные кривые — $T = 10000$ К, штриховые — $T = 20000$ К

энергии в контактной области (3). Обычно температура плазмы открытой дуги атмосферного давления близка к 10000 К [9]. Однако отвод тепла из дуги внутри токопровода в окружающее пространство затруднен по сравнению с открытой дугой. Поэтому в рамках рассматриваемой модели расчеты выполнены для дуги атмосферного давления при двух значениях температуры дуговой плазмы: 10000 и 20000 К (рис. 5). При этом второе значение можно рассматривать как верхнюю оценку температуры дуги, горящей в большом объеме.

Как и в случае вакуумной дуги, скорость движения контактного пятна вдоль поверхности кабеля не превышает 1 см/с, а глубина повреждения немного меньше, чем в случае анодного контакта вакуумной дуги. Тем не менее для верхней оценки температуры плазмы (20000 К) глубина повреждения достаточна для перерезания кабеля дугой. При $T = 10000$ К расчетная глубина повреждения значительно меньше и не превышает 5 мм в диапазоне значений тока $10 \div 80$ кА. Однако скорости движения дуги в обоих случаях близки (максимальное различие составляет $0,8$ см/с). Сравнивая результаты расчетов

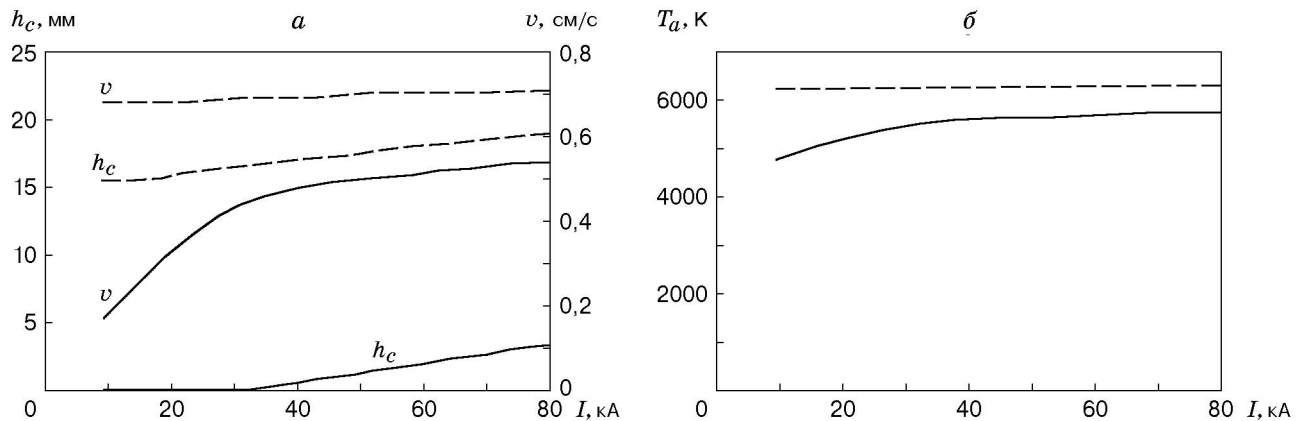


Рис. 6. Зависимости скорости движения вдоль кабеля, глубины повреждения металлического покрытия (а) и температуры контактного пятна (б) от тока дуги высокого давления:

сплошные кривые — $T = 10\,000$ К, штриховые — $T = 20\,000$ К

при $T = 10\,000$ К и $T = 20\,000$ К, можно сделать вывод, что вероятность возникновения режима перерезанного кабеля больше в случае, когда отвод тепла из дуги в окружающее пространство затруднен. Такая ситуация имеет место при ограниченном объеме токопровода.

Дуга высокого давления. Для дуги высокого давления исследован режим, когда давление в объеме токопровода составляет 10 атм. Результаты расчета представлены на рис. 6. Для дуги высокого давления характерна сильная зависимость глубины повреждения металлического покрытия от температуры плазмы. Расчетная скорость перемещения дуги вдоль кабеля, как и в ранее рассмотренных случаях, не превышает 1 см/с. При наиболее вероятной для дуги высокого давления средней температуре плазмы 20 000 К глубина повреждения столь велика, что кабель будет перерезан, а дуга будет замыкаться между срезом кабеля и разделительной пластиной токопровода (см. рис. 2, б). Температура в области контакта дуги и поверхности кабеля, как и в предыдущих режимах, находится в интервале 5000 ÷ 6000 К.

Расчеты в рамках рассматриваемой модели показывают, что параметры процесса существенно зависят от радиуса дугового столба. В частности, увеличение диаметра столба дуги до 3 см (в предыдущих расчетах 2 см) существенно меняет режим взаимодействия дуги и кабеля: скорость перемещения дуги уменьшается до 0,48 см/с, а глубина повреждения превышает диаметр кабеля, равный 30 мм.

Влияние изменения толщины изоляционного покрытия на скорость распространения ползущего разряда вдоль кабеля незначительно: увеличение толщины изоляции до 4 мм (для условий предыдущего расчета) приводит к уменьшению скорости движения разряда вдоль кабеля на 6 %.

Таким образом, для токопровода с изолированной жилой режим ползущего дугового разряда при $I = 10 \div 80$ кА наиболее вероятен в случае вакуумной дуги при условии, что поверхность кабеля является катодом. В этом случае скорость перемещения дуги вдоль кабеля определяется абляцией изоляционного покрытия и не превышает 1 см/с. При анодном контакте вакуумной дуги и кабеля поперечные размеры разрушения соизмеримы с его радиусом, что означает перерезание кабеля дугой. Режим ползущего разряда с той же скоростью перемещения имеет место для дуги атмосферного давления с характерной температурой 10 000 К. В случае дуги высокого давления с затрудненным теплообменом,

когда температура дуговой плазмы превышает 20 000 К, режим ползущего разряда, как и при анодном контакте с вакуумной дугой, невозможен. Таким образом, скорость распространения ползущего разряда вдоль кабеля во всех режимах электрической дуги в токопроводе невелика. Поэтому авария подобного типа, очевидно, приведет либо к металлическому замыканию (при учете возможных деформаций, сопровождающих плавление материала кабеля), либо к перерезанию кабеля электрической дугой и фиксации одного из ее концов на срезе кабеля.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Iida F., Yoshida K., Stoner S., Tesini A.** ITER magnet interface system // Proc. of the 15th Intern. conf. on magnet technol. Beijing (China): S.n., 1997. Pt 1. P. 433–436.
2. **Ivanov D. P., Kolbasov B. N., Kurbatov D. K., et al.** Qualitative analysis of accidents possible in ITER magnets // Plasma Devices Operations. 1999. V. 7. P. 205–217.
3. **Теория** сварочных процессов / Под ред. В. В. Фролова. М.: Высш. шк., 1988.
4. **Кархин В. А.** Тепловые основы сварки. Л.: Ленингр. гос. техн. ун-т, 1990.
5. **Митин Р. В.** Стационарные и импульсные дуги высокого и сверхвысокого давления и методы их диагностики // Свойства низкотемпературной плазмы и методы ее диагностики. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1977. С. 105–138.
6. **Алексеев Б. В., Гришин А. М.** Физическая газодинамика реагирующих сред. М.: Высш. шк., 1985.
7. **Афанасьев Н. В., Шленский О. Ф.** Кратковременная термостойкость неметаллических материалов. СПб.: С.-Петербур. гос. техн. ун-т, 1995.
8. **Шпильрайн Э. Э., Киссельман П. М.** Основы теории теплофизических свойств веществ. М.: Энергия, 1977.
9. **Кукеков Г. А.** Выключатели переменного тока высокого напряжения. Л.: Энергия. Ленингр. отд-ние, 1972.

Поступила в редакцию 26/IV 2002 г.
