

01;04;12

Численные исследования интеграла удельного действия тока при электрическом взрыве проводников

© В.И. Орешкин,¹ С.А. Баренгольц,² С.А. Чайковский³¹ Институт сильноточной электроники СО РАН,
634055 Томск, Россия² Институт общей физики РАН,
119333 Москва, Россия³ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
119991 Москва, Россия
e-mail: oreshkin@ovpe.hcei.tsc.ru

(Поступило в Редакцию 2 августа 2006 г.)

С помощью численного моделирования в рамках магнитогидродинамического приближения исследован электрический взрыв алюминиевых проводников при плотностях тока от 10^7 до 10^{10} А/см² и времени взрыва $\sim 10^{-6}$ – 10^{-10} с. Показано, что при плотностях тока 10^8 – 10^9 А/см² происходит переход от низкотемпературного режима взрыва к высокотемпературному, в котором определяющую роль играют силы инерции, препятствующие разлету проводника. Переход характеризуется резким изменением термодинамических параметров металла — температура и энергия, вложенная в проводник к моменту взрыва, возрастают в несколько раз. Величина интеграла удельного действия при этом переходе плавно возрастает приблизительно в три раза при изменении характеристик взрыва (плотности тока и времени взрыва) на два порядка. Момент перехода от низкотемпературного режима взрыва к высокотемпературному определяется радиальными размерами взрываемого проводника и не зависит от свойств среды, в которой происходит взрыв.

PACS: 52.80.Qj

Введение

Электрический взрыв проводников (ЭВП) долгие годы привлекает интерес исследователей [1]. С одной стороны, взрывающиеся проволоки широко используются в различных технических приложениях: в ракетной технике для детонации при поджиге ракетного топлива [2]; для обострения электрической мощности в высоковольтной импульсной технике [3]; для получения нанопорошков [4]; в качестве мощных источников мягкого рентгеновского излучения в многопроводочных лайнерах [5–7]. С другой стороны, интерес к ним связан с привлекательностью ЭВП как объекта фундаментальных исследований, поскольку в веществе взрывающегося проводника термодинамические параметры достигают экстремальных значений. ЭВП — это резкое изменение физического состояния металла в результате интенсивного выделения в нем энергии при пропускании импульсов тока большой плотности. Металл при ЭВП проходит все стадии состояния от конденсированного до газоплазменного. С точки зрения фундаментальных исследований ЭВП представляет интерес как объект, удобный для изучения теплофизических и транспортных свойств плотной неидеальной плазмы [8,9], в частности, для исследования проводимости металлов в окрестности критической точки, т. е. той точки фазовой диаграммы, в которой сходятся жидкая, газоплазменная и двухфазная области.

К исследованиям ЭВП тесно примыкают исследования по импульсному пробоям в вакууме — в процессе вакуумного пробоя происходит электрический взрыв

микроострий на поверхности катода под действием тока автоэлектронной эмиссии. Этот взрыв сопровождается переходом материала катода в плазменное состояние, что приводит к возникновению взрывной электронной эмиссии [10]. Критерием импульсного пробоя в вакууме между острым катодом и плоским анодом является соотношение [11]:

$$j^2 \tau_{br} = \text{const}, \quad (1)$$

где j — плотность автоэмиссионного тока; τ_{br} — время запаздывания взрыва автоэммиттера. Соотношение (1) тесно связано с одним из параметров ЭВП — интегралом удельного действия тока h , который используется для описания ЭВП методами теории подобия [12]. В то же время, в теории вакуумного пробоя удельное действие является важнейшим параметром модели эктона, основанной на описании функционирования эмиссионного центра с помощью методов подобия.

Интеграл удельного действия тока в условиях, когда удельная проводимость металла σ зависит только от плотности введенной в проводник энергии ε_w , имеет вид

$$h = \int_{t_0}^t j^2 dt = \int_{\varepsilon_0}^{\varepsilon_w} \sigma(\varepsilon_w) d\varepsilon_w. \quad (2)$$

При описании ЭВП принято выделять два вида интегралов удельного действия [11]: h_1 — удельное действие от комнатной температуры до плавления и h_2 — удельное действие от плавления до взрыва. Причем, если удельное действие h_1 с хорошей точностью является константой для данного вещества, то удельное действие h_2 зависит

от плотности тока через проводник. Причиной этой зависимости может являться как неоднородность нагрева проводника, так и различная динамика разлета вещества металла при разных режимах ЭВП.

Величину интеграла удельного действия тока можно найти несколькими путями [11,13], как экспериментальными, так и теоретическими. Экспериментальным способом были определены удельные действия при плотностях тока через проводник 10^7-10^8 А/см² для проводников диаметром до 10 μm. Однако с точки зрения исследования эктонных процессов в вакуумном разряде наибольший интерес представляют режимы взрыва проводников диаметром около 1 μm с плотностью тока $\sim 10^9$ А/см² и при времени взрыва $\sim 10^{-10}-10^{-9}$ с. В настоящее время исследования ЭВП в таких режимах вряд ли осуществимы экспериментально, однако они могут быть проведены с помощью численных расчетов. Для осуществления этого необходимо иметь компьютерную программу, в которой бы корректно описывались основные процессы, протекающие при ЭВП, и которая была бы апробирована на описании и интерпретации конкретных экспериментальных результатов.

Целью данной работы являются численные исследования электрического взрыва алюминиевых проводников при плотности тока $\sim 10^9$ А/см² и времени взрыва $10^{-10}-10^{-9}$ с. Выбор алюминиевых проводников в качестве объекта исследования связан с тем, что теплофизические и транспортные свойства алюминия изучены наиболее детально.

Магнитогидродинамическая модель

Для описания процессов, протекающих при ЭВП, используется магнитогидродинамическое (МГД) приближение. Численные расчеты в рамках этого приближения требуют предварительного знания уравнений состояния вещества (УРС) в широком диапазоне термодинамических параметров, а также коэффициентов переноса, наиболее важным из которых является электропроводность. Моделирование ЭВП проводилось в рамках однопериодического МГД-приближения, уравнения которого в случае цилиндрической геометрии имеют вид

$$\frac{d\rho}{dt} + \frac{\rho}{r} \frac{\partial v}{\partial r} = 0; \tag{3}$$

$$\rho \frac{dv}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial r} - j_z B_\phi; \tag{4}$$

$$\rho \frac{d\varepsilon}{dt} = -\frac{p}{r} \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{j_z^2}{\sigma} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial r} \right); \tag{5}$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial B_\phi}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial r}; \quad j_z = \frac{c}{4\pi r} \frac{\partial(rB_\phi)}{\partial r}; \tag{6}$$

$$j_z = \sigma E_z; \tag{7}$$

$$\varepsilon = f(\rho, T); \quad p = f(\rho, T), \tag{8}$$

где $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r}$ — субстанциональная производная; ρ , T — плотность и температура вещества; v —

радиальная компонента скорости; p, ε — давление и внутренняя энергия; B_ϕ — азимутальная компонента напряженности магнитного поля; E_z — аксиальная компонента напряженности электрического поля; j_z — аксиальная компонента плотности тока; κ, σ — коэффициент теплопроводности и проводимости соответственно.

Уравнения (3)–(8) решались численно с помощью одномерной МГД-программы EXWIRE [9,14], написанной в лагранжевых координатах. В этой программе при решении уравнений гидродинамики (3)–(5) использовалась явная разностная схема „крест“ [15], в которой для расчета ударных волн вводилась комбинированная псевдовязкость (линейная и квадратичная). Для решения уравнений Максвелла (6), дополненных законом Ома (7), а также для решения уравнения теплопроводности использовались неявные разностные схемы, основанные на методе потоковой прогонки [16]. Граничное условие, накладываемое на уравнения Максвелла, имело вид

$$B_\phi(R) = \frac{2I}{cr_w}, \tag{9}$$

где r_w — внешний, зависящий от времени, радиус проволоочки; I — ток, протекающий через проволоочку.

Система МГД-уравнений замыкается уравнениями состояния вещества (8). Для металла использовались широкодиапазонные полуэмпирические уравнения состояния [17], полученные на основе модели [18], в которых учитываются эффекты высокотемпературного плавления и испарения. Электропроводность алюминия определялась по таблицам [19], составленным М. Дежарли в Национальной лаборатории Сандия (США) на основе модели [20], модифицированной с учетом экспериментальных данных.

Ранее программа EXWIRE использовалась авторами для моделирования экспериментов по взрыву металлических проводников в воде [9,21]. Использование в этих расчетах УРС [17] совместно с таблицами проводимости [19] позволило добиться хорошего согласия между расчетными и экспериментальными данными во всех исследованных режимах ЭВП (как при микросекундных, так и при наносекундных временах взрыва). Это демонстрирует рис. 1, на котором представлены расчетные и экспериментальные осциллограммы тока и напряжения для одного из режимов взрыва в воде алюминиевого микропроводника диаметром 15 μm.

Целью численных экспериментов, результаты которых представлены ниже, являлось не моделирование или интерпретация каких-либо конкретных экспериментальных результатов, а исследование общих закономерностей электрического взрыва. Поэтому авторы сознательно отказались от использования в расчетах уравнений электрического контура генератора тока, что позволило значительно сократить число параметров, характеризующих ЭВП (таких как индуктивность генератора, емкость конденсаторной батареи, ее зарядное напряжение, а также длина проводника), и, в свою очередь, существенно упростило анализ результатов. В данных расчетах предполагалось, что через проволоочку протекает линейно

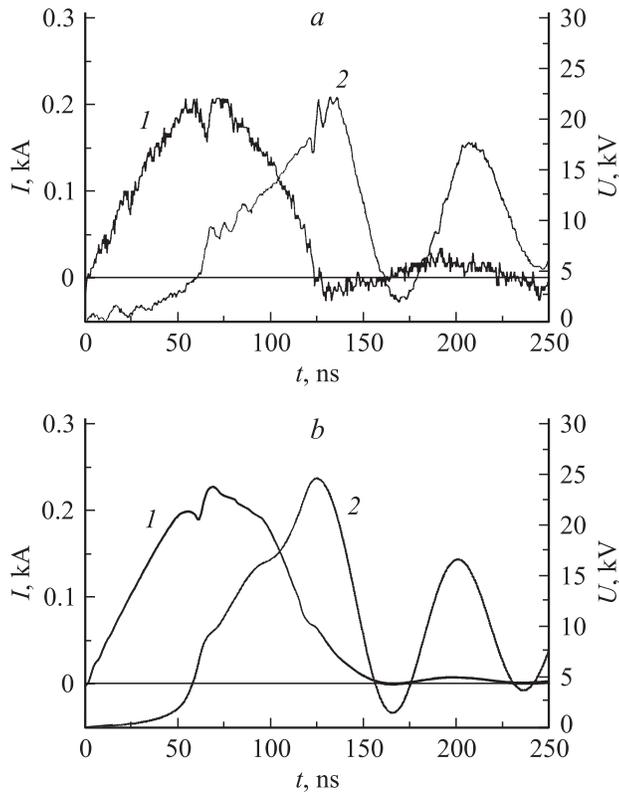


Рис. 1. Экспериментальные (а) и (б) осциллограммы тока (1) и напряжения (2) при электрическом взрыве в воде алюминиевой проволоочки диаметром $15 \mu\text{m}$ и длиной 2.6 см.

нарастающий ток

$$I(t) = \pi r_0^2 \left(\frac{dj}{dt} \right) t, \quad (10)$$

где r_0 — начальный радиус проводника; скорость роста плотности тока ($\frac{dj}{dt}$). В каждом из вариантов расчетов ($\frac{dj}{dt}$) является постоянной величиной, а варьирование ее значения от $2.5 \cdot 10^{14}$ до $10^{20} \text{ A/cm}^2 \cdot \text{s}$ позволило моделировать режимы ЭВП с временами взрыва от субмикросекундных до времени менее 100 пс.

Результаты численных расчетов

Как уже отмечалось, для определения значения интеграла удельного действия тока существует несколько различных путей [11,13], как экспериментальных, так и теоретических. В экспериментальных методах определения удельного действия [22,23], как правило, не учитывается изменение плотности металла в процессе взрыва и при подсчете интеграла действия используется первоначальное сечение проводника. При этом предполагается, что в процессе ЭВП сечение проводника изменяется незначительно, т.е. его изменением можно пренебречь. Это предположение, очевидно, выполняется при подсчете интеграла удельного действия h_1 — от комнатной температуры до плавления, но при подсчете

удельного действия h_2 — от температуры плавления до взрыва — корректность подобных способов вычисления вызывает сомнения.

В данной работе при подсчете интеграла удельного действия тока мы придерживались следующей методики. Во-первых, вычислялся суммарный интеграл действия $h = h_1 + h_2$ — от комнатной температуры до взрыва. Во-вторых, этот интеграл вычислялся двумя различными способами. Первый способ отражает экспериментальный метод, т.е. в нем не учитывалось изменение сечения в процессе ЭВП. Тогда при линейно нарастающем токе интеграл удельного действия тока равен

$$h = \frac{1}{3} \left(\frac{dj}{dt} \right)^2 \tau_{\text{ex}}^3, \quad (11)$$

где τ_{ex} — время взрыва. Во втором способе вычисления интеграла удельного действия изменение сечения проводника учитывалось. В этом случае при подсчете интеграла (2) необходимо вычислять среднюю по сечению величину j^2 . Провести усреднение этой величины можно различными путями, однако все они в итоге приводят к приблизительно одинаковым результатам. При подсчете среднеквадратичной плотности тока мы использовали усреднение по массе проводника (что более полно отражает смысл интеграла действия), т.е. усреднение проводилось в соответствии с выражением

$$h^* = \frac{2\pi}{m} \int_0^{\tau_{\text{ex}}} dt \int_0^{r_w} r \rho j^2 dr, \quad (12)$$

где m — погонная масса проводника.

Еще одну неопределенность при вычислении удельного действия тока вносит неточность при оценке верхнего предела в интеграле (2), т.е. в определении момента взрыва. На рис. 2 приведены типичные осциллограммы тока и напряжения (рис. 2, а), а также зависимости от времени интегралов действия тока, вычисленных различными способами (рис. 2, б). Как видно из этого рисунка, до плавления зависимости удельного действия тока $h(t)$ и $h^*(t)$ от времени, вычисленные в соответствии с (11) и (12) при переменном верхнем пределе интегрирования по времени, совпадают друг с другом. Расхождение между этими величинами начинается после плавления (плавление происходит между 55-й и 60-й наносекундами), когда становится существенным расширение проводника. После плавления расхождение между величинами $h(t)$ и $h^*(t)$ становится существенным, т.е. для вычисления интеграла удельного действия тока h_2 — от плавления до взрыва — необходимо учитывать изменение сечения проводника, в противном случае значение интеграла действия оказывается завышенным. Что касается верхнего предела интегрирования в (2), то рис. 2, а показывает, что при вычислении удельного действия тока в соответствии с (12), значение верхнего предела не столь критично, как при вычислении по (11). Удельное действие $h^*(t)$ изменяется незначительно от начала взрыва (в данном случае за начало

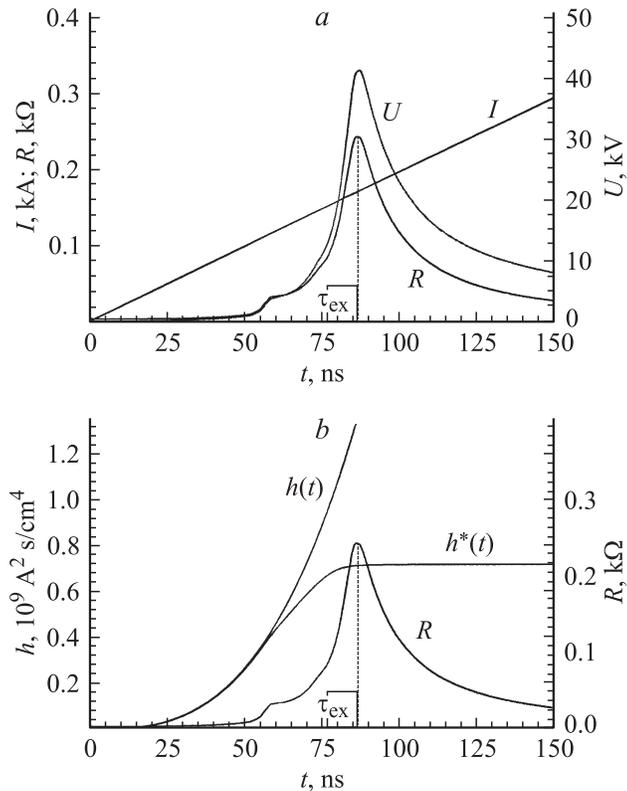


Рис. 2. Осциллограммы тока и напряжения (а), временные зависимости интегралов действия (b), вычисленных без учета ($h(t)$) и с учетом ($h^*(t)$) расширения проводника, а также зависимость от времени сопротивления проводника (R) при взрыве алюминиевой проволоки диаметром $10 \mu\text{m}$ и длиной 1 cm при $(\frac{dj}{dt}) = 2.5 \cdot 10^{15} \text{ A/cm}^2 \cdot \text{s}$.

взрыва можно принять момент времени $\sim 75 \text{ ns}$ до максимума напряжения, а после взрыва $h^*(t)$ остается практически постоянным. Во всех расчетах, результаты которых приведены ниже, в качестве верхнего предела интегрирования, т.е. в качестве момента взрыва τ_{ex} , принят момент максимального сопротивления проводника.

В ходе численных расчетов моделировался взрыв цилиндрических алюминиевых проводников (проволочек), диаметр проводников варьировался от 2 до $20 \mu\text{m}$. Проводилось моделирование ЭВП в воде и в вакууме. Для исследований вакуумного пробоя при электрическом взрыве металла на вершине микровыступа [11] наибольший интерес представляет ЭВП в вакууме, однако, в реальных экспериментах ЭВП в вакууме сопровождается развитием пробоя вдоль поверхности проводника [24]. Подобные явления, т.е. пробой вдоль поверхности, не происходят при взрыве микроострий, потому что в этом случае изменяется геометрия задачи: при ЭВП ток протекает параллельно поверхности проводника, а при взрыве микроострия ток перпендикулярен поверхности взрывающегося металла. В силу того что ЭВП в вакууме сопровождается развитием пробоя, все эксперименталь-

ные данные по значениям интеграла действия тока относятся либо к взрывам в газовой среде, либо в жидких диэлектриках. Причем характеристики ЭВП в жидких диэлектриках мало отличаются от характеристик ЭВП в газе, особенно при повышенных давлениях газа. Поэтому целью моделирования ЭВП в различных средах (воде и вакууме) являлась оценка влияния окружающей среды на значения интеграла удельного действия тока. Естественно, что в данной работе при моделировании ЭВП в вакууме явление пробоя вдоль поверхности проводника не учитывалось.

На рис. 3 представлены зависимости интегралов удельного действия тока h и h^* при ЭВП в воде в зависимости от времени взрыва, а на рис. 4 — зависимость интеграла удельного действия h^* как от времени взрыва (рис. 4, а), так и от плотности тока (рис. 4, б) при ЭВП в вакууме. В последнем случае плотность тока усреднялась как по массе проводника, так и по времени, т.е. средняя плотность тока вычислялась в соответствии

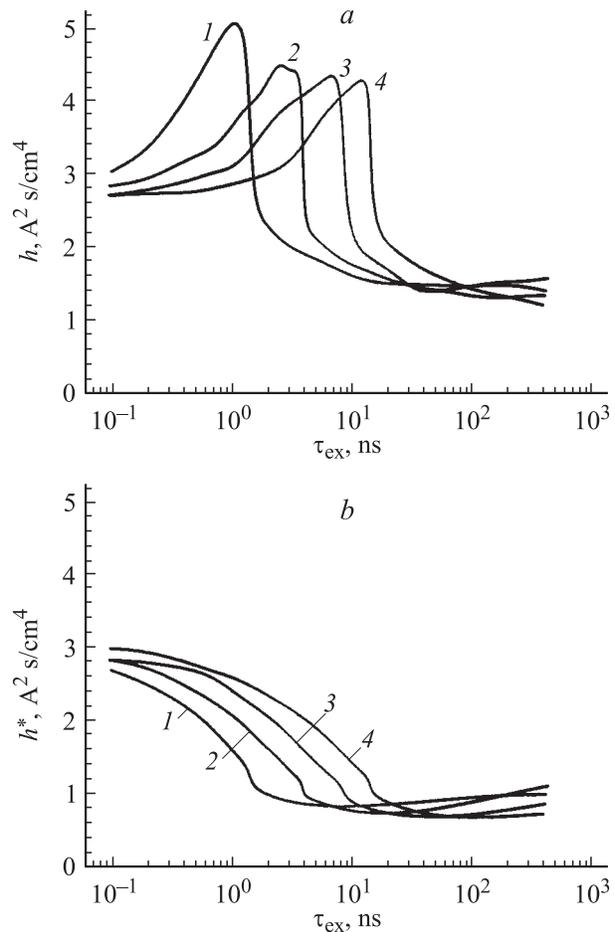


Рис. 3. Зависимости от времени взрыва интегралов удельного действия тока h — без учета расширения проводника (а) и h^* — с учетом расширения (b) — при взрыве в воде алюминиевых проводников диаметром 2 (1), 5 (2), 10 (3) и 20 (4) μm .

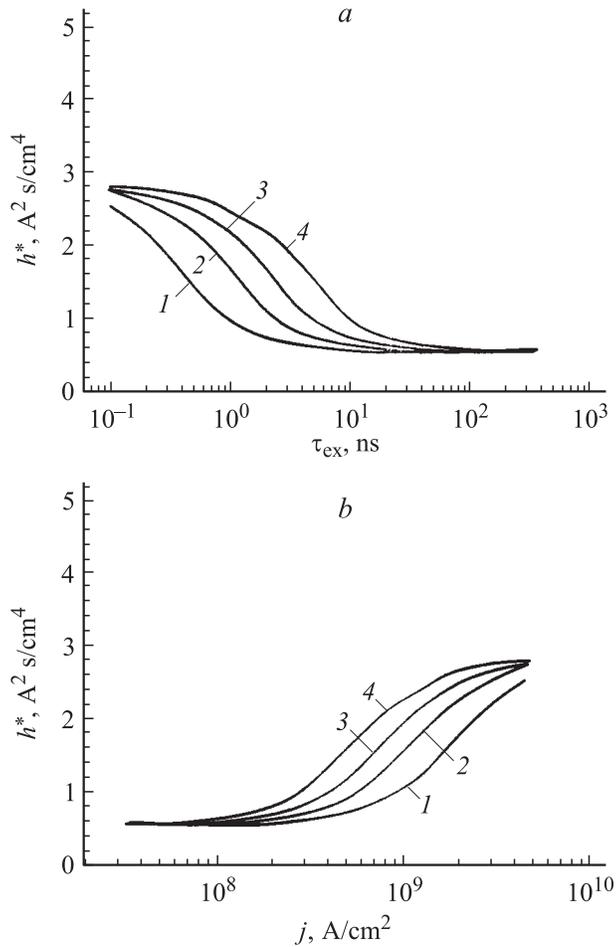


Рис. 4. Зависимости от времени взрыва (а) и плотности тока (б) интеграла удельного действия тока h^* при взрыве в вакууме алюминиевых проводников диаметром 2 (1), 5 (2), 10 (3) и 20 (4) μm .

с выражением

$$\langle j \rangle = \frac{2\pi}{m\tau_{\text{ex}}} \int_0^{\tau_{\text{ex}}} dt \int_0^{r_w} r \rho j dr. \quad (13)$$

Как видно из рис. 3, а, при времени взрыва больше 10 ns (или при плотности тока $< 10^8$ A/cm^2) интеграл действия тока h слабо зависит как от времени взрыва (или от плотности тока), так и от размеров проводника. При этом времени взрыва значение данного интеграла приблизительно соответствует экспериментально определенным значениям h , которые были вычислены для ЭВП в газе без учета изменения сечения проводника и составляли: при плотности тока $\sim 10^7$ A/cm^2 около $0.9 \cdot 10^9$ $\text{A}^2 \text{s/cm}^4$ [23], а при $\sim 10^8$ — около $1.8 \cdot 10^9$ [11]. Значения интеграла действия тока h^* , вычисленного с учетом расширения проводника, на 30–40% ниже, чем значения интеграла h (рис. 3), а при ЭВП в вакууме значения интегралов h^* на 20–30% меньше, чем при взрыве в воде (рис. 4).

Рост интегралов удельного действия начинается при плотности тока больше 10^8 – 10^9 A/cm^2 и соответственно при времени взрыва меньше 10 ns (рис. 3, 4). Причем начало роста интеграла действия зависит от радиальных размеров взрываемого проводника — для проводников с большими диаметрами рост интеграла действия начинается при меньших плотностях тока и при больших временах взрыва — и не зависит от свойств среды, в которой происходит взрыв — рост интегралов действия для проводников одинакового размера начинается при одних и тех же временах взрыва как при ЭВП в воде, так и при ЭВП в вакууме. Рост интегралов действия тока сопровождается и изменением термодинамических параметров металла в момент взрыва (энергии, вложенной в проводник; температуры; плотности), что демонстрируют рис. 5, 6. На этих рисунках для проводника диаметром 5 μm представлены зависимости термодинамических параметров металла в момент взрыва (напомним, что здесь за момент взрыва принят момент максимального сопротивления проводника): температуры T ; вложенной в проводник энергии E_w , отнесенной к энер-

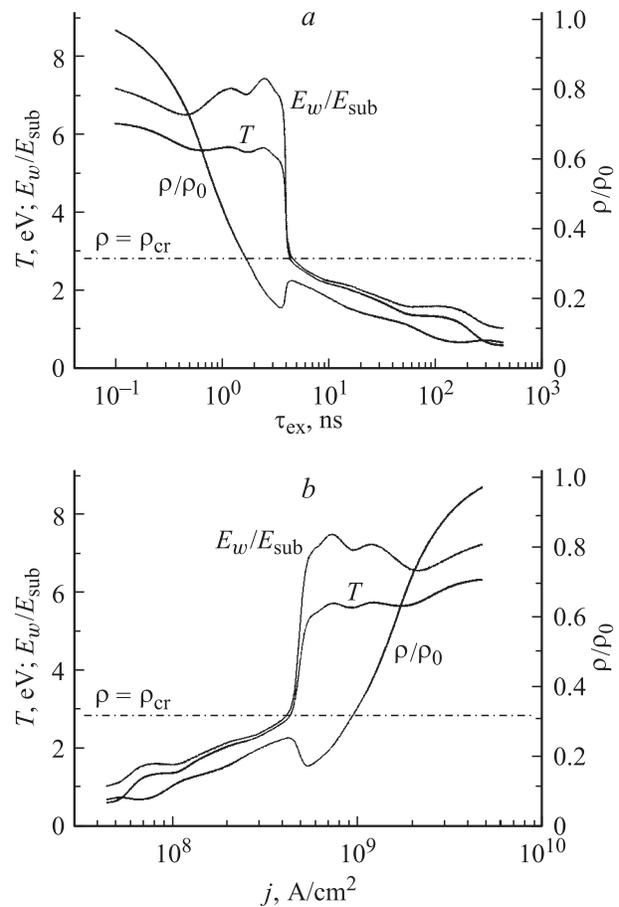


Рис. 5. Зависимости от времени взрыва (а) и плотности тока (б) термодинамических параметров металла в момент взрыва τ_{ex} . Диаметр алюминиевого проводника 5 μm , ЭВП в воде.

Обсуждение результатов

Из результатов экспериментальных исследований ЭВП хорошо известно, что с ростом скорости нарастания тока возрастает и энергия, вкладываемая в проводник в процессе ЭВП [1,24]. При больших временах нарастания тока, обеспечивающих плотность тока через проводник значительно больше 10^8 А/см², в вещество проволоки удается вложить энергию, в несколько раз превышающую энергию сублимации металла, причем не только при взрыве в газовой среде [22,23], но и при взрыве в вакууме [25]. В литературе высказывались две различные точки зрения на причины подобного поведения вещества. Первая заключается в предположении об определяющей роли магнитного давления [26], уравнивающего газокинетическое и, следовательно, сдерживающее разлет металла. Вторая причина — влияние инерционных сил, не позволяющих за малое время проводнику существенно расширяться [27]. Наиболее убедительные подтверждения, как экспериментальные [28,29], так и теоретические [30], нашла вторая точка зрения, именно ее подтвердили и наши расчеты.

Исходя из предположения об определяющей роли инерционных сил оценим размеры проводников, при которых эти силы начинают влиять на разлет проводника. Хорошо известно [3], что при умеренных плотностях тока взрыв проводника происходит при плотности металла, близкой к плотности в критической точке, т.е. той точке фазовой диаграммы металла, в которой сходятся жидкая, газоплазменная и двухфазная (пар + конденсированное вещество) области. Это можно видеть и на рис. 5, 6, где плотность в критической точке ρ_{cr} показана штрихпунктиром. Обычно критическая плотность ρ_{cr} в 3–5 раз меньше нормальной ρ_0 , поэтому к моменту взрыва проводник расширяется приблизительно в 2 раза по радиусу, т.е. время взрыва можно оценить как

$$\tau_{ex} \approx \frac{r_0}{v}, \tag{14}$$

где r_0 — начальный радиус проводника; v — скорость его расширения. Оценку последней величины можно получить из закона сохранения импульса (4), если пренебречь электромагнитными силами, а величины термодинамических параметров, входящих в (4), принять равными их значениям в критической точке

$$\rho_{cr} \frac{v}{\tau_{ex}} \approx \frac{p_{cr}}{r_0}, \tag{15}$$

где p_{cr} — давление в критической точке. Тогда из (14) и (15) можно получить условие перехода из низкотемпературного режима взрыва к высокотемпературному, которое связывает размер проводника с временем взрыва:

$$r_0 < \tau_{ex} \sqrt{\frac{p_{cr}}{\rho_{cr}}}. \tag{16}$$

Для алюминия значения параметров в критической точке равны: $p_{cr} = 4.45$ К; $\rho_{cr} = 0.855$ г/см³; $T_{cr} = 0.55$ эВ.

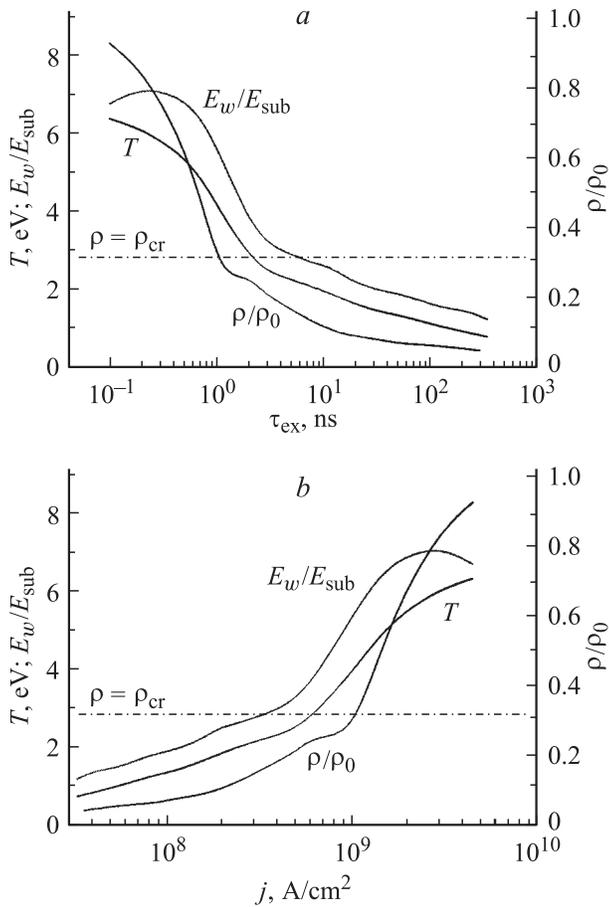


Рис. 6. То же, что на рис. 5 для ЭВП в вакууме.

гии сублимации E_{sub} , т.е. энергии, затрачиваемой для полного испарения металла; удельной плотности ρ/ρ_0 , т.е. плотности металла, отнесенной к его плотности при нормальных условиях (для алюминия $\rho_0 = 2.71$ г/см³). Как видно из этих рисунков, при учете расширения проводника рост интегралов удельного действия тока, во-первых, достаточно плавный; во-вторых, абсолютная величина интеграла действия возрастает приблизительно в три раза (как это и отмечалось в [11,13]) при изменении характеристик взрыва (плотности тока и времени взрыва) на два порядка. Рост интегралов действия сопровождается значительно более резким ростом плотности металла в момент взрыва τ_{ex} , а также ростом температуры до 5–6 эВ, и, как следствие последнего, ростом энергии, вложенной в проводник. Энергия, вложенная в проводник, вырастает при этом до нескольких энергий сублимации. Причем рост термодинамических параметров достаточно быстрый, особенно при ЭВП в воде, поэтому можно говорить, что с ростом плотности тока происходит переход от низкотемпературного режима ЭВП к высокотемпературному, в котором в вещество проводника вкладывается энергия, в несколько раз большая энергии, затрачиваемой на полное испарение металла.

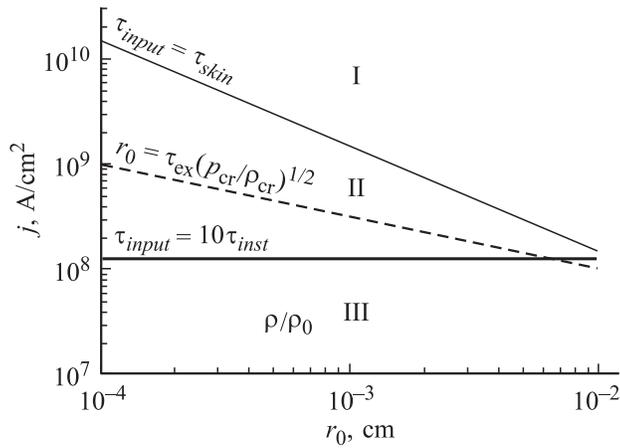


Рис. 7. Диаграмма режимов ЭВП для алюминиевых проводников. I — область скинирования тока (сверхбыстрый ЭВП), II — быстрый ЭВП, III — медленный ЭВП.

Если подставить значения p_{cr} и ρ_{cr} в (16), то получим, что для проволок диаметром 2, 5, 10 и 20 μm времена взрыва, при которых происходит переход от низкотемпературного режима ЭВП к высокотемпературному, составляют 1.4, 3.5, 7 и 14 ns соответственно, что хорошо согласуется с расчетными зависимостями, представленными на рис. 3–6.

Рассмотрим положение кривой, соответствующей выражению (16) на диаграмме режимов ЭВП (рис. 7). Это диаграмма построена в соответствии с классификацией режимов ЭВП, впервые предложенной Чейсом и Ливайном [31]. Она основана на соотношении характерных времен развития различных процессов, протекающих при ЭВП. Основные временные масштабы, которыми можно характеризовать ЭВП, следующие: время потери металлической проводимости вещества (τ_{input}), время развития МГД неустойчивостей (τ_{inst}) и время скинирования тока (τ_{skin}).

Характерное время потери металлической проводимости определяется отношением энергии сублимации, т. е. энергии, требуемой для перевода металла из твердого в газообразное состояние, к мощности вклада энергии за счет джоулева нагрева

$$\tau_{input} = \frac{\rho \Lambda_i \sigma}{m_i j^2}, \quad (17)$$

где Λ_i — энергия сублимации, приходящаяся на один атом; ρ — плотность металла; m_i — масса атома; σ — проводимость металла.

Характерное время развития МГД неустойчивости типа перетяжка (мода $m = 0$) [32] зависит от радиуса проволоки и скорости распространения в веществе проводника МГД возмущений

$$\tau_{inst} = \frac{r_0}{c_A} = \frac{r_0 \sqrt{4\pi\rho}}{B_\phi} = \frac{c\sqrt{\rho}}{\sqrt{\pi}j}, \quad (18)$$

где B_ϕ — напряженность магнитного поля; $c_A = \frac{B_\phi}{\sqrt{4\pi\rho}}$ — альфвеновская скорость [33]; c — скорость

света в вакууме. При записи последнего соотношения в (18) значения напряженности магнитного поля принималось равным его значению на поверхности проволоки в соответствии с (9).

Время скинирования определяется диффузией магнитного поля и зависит от размера проволоки и ее проводимости. Оно определяется выражением [33]:

$$\tau_{skin} = \frac{4\pi r_0^2 \sigma}{c^2}. \quad (19)$$

Если при электрическом взрыве характерное время развития МГД-неустойчивостей много меньше времени потери металлической проводимости ($\tau_{inst} \ll \tau_{input}$), то реализуется медленный режим, в обратном случае — быстрый режим ЭВП. Из выражений (17) и (18), при 10-кратном различии времен, получим, что для реализации быстрого режима величина плотности тока должна удовлетворять условию

$$j > \frac{\sqrt{\pi\rho}\Lambda_i\sigma}{10m_i c}. \quad (20)$$

Кроме медленного и быстрого режимов ЭВП принято выделять сверхбыстрый режим, когда магнитное поле не успевает проникать во внутренние слои проводника, т. е. происходит скинирование тока, и нагреваются преимущественно поверхностные слои проводника. Этот режим осуществляется, если характерное время скинирования превышает характерное время потери металлической проводимости ($\tau_{skin} > \tau_{input}$). В этом случае из выражений (17) и (19) для плотности тока получим следующее условие:

$$j > \frac{c}{2r_0} \sqrt{\frac{\rho\Lambda_i}{\pi m_i}}. \quad (21)$$

Как видно из рис. 7, режим быстрого ЭВП для алюминия реализуется при плотности тока больше $\sim 10^8$ A/cm², сверхбыстрый режим для проводников микронных размеров реализуется при плотности тока выше $\sim 10^{10}$ A/cm².

Далее, связав через интеграл удельного действия тока время взрыва τ_{ex} с плотностью тока через проводник

$$h \approx j^2 \tau_{ex}, \quad (22)$$

и подставив в (16), получим

$$j < \sqrt{\frac{h}{r_0} \left(\frac{p_{cr}}{\rho_{cr}} \right)^{1/2}}. \quad (23)$$

При выполнении соотношения (23) силы инерции не влияют на разлет проводника при ЭВП и реализуется низкотемпературный режим взрыва. В обратном случае при ЭВП определяющую роль играют силы инерции, препятствующие разлету проводника, и в процессе взрыва в вещество вкладывается энергия, достаточная для нагрева до температур в несколько eV.

Положение кривой, соответствующей выражению (23), показано на рис. 7 штрихпунктиром. Как видно из рис. 7, эта линия разбивает область быстрого режима ЭВП на две подобласти, в одной из которых реализуется низкотемпературный взрыв, а в другой — высокотемпературный.

В заключение данного раздела обсудим полученные результаты с точки зрения эктонной модели катодного пятна вакуумного разряда [11]. В основе этой модели лежит эмиссионно-резистивный механизм эрозии катода, согласно которому унос массы катода происходит за счет интенсивного выделения джоулева тепла под действием собственного эмиссионного тока. Большие плотности тока эмиссии, в свою очередь, обусловлены наличием высокой температуры в зоне эмиссии. Так, в начальной стадии функционирования эмиссионного центра при плотностях тока $\sim 10^9 - 10^{10}$ А/см² температура, согласно расчетам, достигала нескольких десятков тысяч градусов, а вещество катода вследствие инерционности процесса разрушения находилось при плотности конденсированного состояния [34]. Данное положение подвергалось критике, поскольку считалось, что такой энерговыход и соответственно разогрев катода до таких температур при твердотельной плотности принципиально невозможен. Полученные нами результаты свидетельствуют о том, что в этих условиях реализуется режим высокотемпературного взрыва, поэтому в начальной стадии функционирования эмиссионного центра энергия, вложенная в вещество катода, может приводить к росту температуры до нескольких десятков тысяч градусов, а этот рост температуры, в свою очередь, обеспечивает высокую плотность эмиссионного тока.

Переход к высокотемпературному режиму взрыва проводника сопровождается ростом интеграла удельного действия, тогда как в простейшей модели эктона, основанной на методе подобия, эта величина предполагалась постоянной в течение эктонного процесса. Однако, учитывая, что время взрыва проводника микронных размеров в высокотемпературном режиме составляет единицы наносекунд (рис. 4, а), а длительность эктонного процесса на порядок больше, предположение о постоянстве интеграла действия можно считать оправданным. Особенности электрического взрыва проводников, связанные с переходом в высокотемпературный режим, оказывают влияние на эктонные процессы только в стадии их инициирования.

Заключение

В результате численного моделирования электрического взрыва алюминиевых проводников показано, что при плотностях тока через проводник $10^8 - 10^9$ А/см² происходит переход от низкотемпературного режима взрыва к высокотемпературному, в котором определяющую роль играют силы инерции, препятствующие разлету проводника. Переход характеризуется резким изменением термодинамических параметров металла —

энергия, вложенная в проводник к моменту взрыва, возрастает до нескольких энергий сублимации, а температура плазмы достигает 6–8 эВ. При этом переходе величина интеграла удельного действия, вычисленного с учетом расширения проводника в процессе взрыва, плавно возрастает приблизительно в три раза при изменении характеристик взрыва (плотности тока и времени взрыва) на два порядка. Момент перехода от низкотемпературного режима взрыва к высокотемпературному определяется радиальными размерами взрывающегося проводника и не зависит от свойств среды, в которой происходит взрыв. Полученные результаты находятся в согласии с основными положениями эктонной модели вакуумного разряда и могут быть использованы при изучении физических процессов, сопровождающих иницирование и развитие электрического разряда в вакууме.

Авторы благодарны академику РАН Г.А. Месяцу за постановку задачи и интерес к работе. Авторы выражают признательность К.В. Хищенко и П.Р. Левашову за предоставление таблиц уравнений состояния, а также М. Дежарли — за предоставление таблиц проводимости алюминия.

Работа выполнена при поддержке грантами Российского фонда фундаментальных исследований № 05-02-08351, 05-02-16845 и 05-02-08240-офи_а, Программы фундаментальных исследований РАН „Фундаментальные проблемы пико- и наносекундной электроники большой мощности“. Авторы выражают благодарность Фонду содействия отечественной науки за поддержку работы Орешкина В.И.

Список литературы

- [1] Взрывающиеся проволочки / Под ред. А.А. Рухадзе. М.: ИЛ, 1959. 358 с.
- [2] Чейс У. // УФН. 1965. Т. 85. Вып. 2. С. 381–386.
- [3] Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. М.: Энергоиздат, 1990. 289 с.
- [4] Котов Ю.А., Яворский Н.А. // Физика и химия обработки материалов. 1978. № 4. С. 24–29.
- [5] Грабовский В.Е., Воробьев О.Ю., Дябилин К.С. и др. // ЖЭТФ. 1996. Т. 109. С. 1.
- [6] Pikuz S.A., Shelkovenko T.A., Greenly J.B. et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 83. P. 4313–4316.
- [7] Spielman R.B., Deeney C., Chandler G.A. et al. // Phys. Plasmas. 1998. Vol. 5. P. 2105–2112.
- [8] DeSilva A.M., Katsourous J.D. // Phys. Rev. 1998. E 57. P. 6557.
- [9] Орешкин В.И., Бакуит Р.Б., Лабецкий А.Ю. и др. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 7. С. 38–43.
- [10] Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 13. Вып. 1. С. 7–10.
- [11] Месяц Г.А. // Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. М.: Наука, 2000. 424 с.
- [12] Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1965. 447 с.

- [13] *Месяц Г.А.* // Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004. 704 с.
- [14] *Орешкин В.И., Седой В.С., Чemezova Л.И.* // Прикладная физика. 2001. № 3. С. 94–102.
- [15] *Калиткин Н.Н.* Численные методы. М.: Наука, 1978. 511 с.
- [16] *Самарский А.А., Попов Ю.П.* Разностные схемы газовой динамики. М.: Наука, 1975. 351 с.
- [17] *Ткаченко С.И., Хищенко К.В., Воробьев В.С.* и др. // ТВТ. 2001. Т. 39. С. 728.
- [18] *Bushman A.V., Fortov V.E.* // Sov. Tech. Rev. B: Therm. Phys. 1987. Vol. 1. P. 219.
- [19] *Desjarlais M.P.* // Contrib. Plasma Phys. 2001. Vol. 41. N 2–3. P. 267.
- [20] *Lee Y.T., More R.M.* // Phys. Fluids. 1984. Vol. 27. P. 1273.
- [21] *Rousskikh A.G., Baksht R.B., Oreshkin V.I., Shisholov A.V.* // AIP Conf. Proc. 5th Int. Conf. on Dense Z-pinch. Melville, New York, 2002. P. 217–220.
- [22] *Chemezova L.I., Mesyats G.A., Sedoy V.S.* et al. // Proc. XVIII ISDEIV. Eindhoven, 1998. P. 48–51.
- [23] *Sedoy V.S., Mesyats G.A., Oreshkin V.I.* et al. // IEEE Transact. on Plasma Sci. 1999. Vol. 27. N 4. P. 845–850.
- [24] *Русских А.Г., Бакут Р.Б., Лабеецкий А.Ю.* и др. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. № 10. С. 1–10.
- [25] *Sarkisov G.S., Rosental S.E., Cochrane K.R.* et al. // Phys. Rev. E. 2005. P. 046404.
- [26] *Петросян В.И., Дагман Э.И.* // ЖТФ. 1969. Т. 34. Вып. 11. С. 2064–2091.
- [27] *Лебедев С.В., Савватимский А.И.* // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 8. С. 1794–1796.
- [28] *Иванов В.В.* // ТВТ. 1983. Т. 21. № 1. Стр. 154–176.
- [29] *Седой В.С.* Дисс. . . докт. техн. наук. Томск, 2003. 235 с.
- [30] *Kotov Yu.A., Samatov O.M., Sedoy V.S.* et al. // Megagauss Field and Pulsed Power Systems, MG-V. NY: Nova Science Publishers, 1990. P. 497–502.
- [31] *Chase W.G., Levine M.A.* // J. Appl. Phys. 1960. Vol. 31. N 7. P. 1298.
- [32] *Абрамова К.Б., Златин Н.А., Перегуд Б.П.* // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. Вып. 6. С. 2007–2022.
- [33] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 532 с.
- [34] *Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Парфенов А.Г.* // ДАН СССР. 1983. Т. 274. № 4. С. 864–866.