РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

Физический институт имени П.Н. Лебедева

ФИАН

ПРЕПРИНТ

13

Г.В. ИВАНЕНКОВ

О ПРОЦЕССАХ «ХОЛОДНОГО СТАРТА» В ПИНЧЕВЫХ РАЗРЯДАХ ЧЕРЕЗ ПРОВОЛОЧНЫЕ НАГРУЗКИ

МОСКВА 2006

О ПРОЦЕССАХ «ХОЛОДНОГО СТАРТА» В ПИНЧЕВЫХ РАЗРЯДАХ ЧЕРЕЗ ПРОВОЛОЧНЫЕ НАГРУЗКИ

Г.В. Иваненков

АННОТАЦИЯ

Исследуются основные процессы начальной стадии электрического разряда через металлические проволочки («холодный старт»). Дается классификация типов разряда, рассматриваются задачи о нагреве металла в твердом состоянии и его плавлении, на основе их решения изучаются механизмы возникновения метастабильных фаз, приводящие к резкому расширению вещества и формированию структур типа «керн-корона». Полученные результаты используются для анализа состояния и свойств вещества продуктов взрыва проволочных нагрузок в быстрых импульсных установках типа «Z-пинч».

Мощные пинчевые разряды через электрические нагрузки из многих тонких металлических проволочек наряду с лазерными системами служат одним из основных направлений исследований импульсной плазмы, принципиально важных для инерциального термоядерного синтеза. Современное их развитие связано с генерацией мощных импульсов рентгена, используемых для сжатия мишеней. Полномасштабные работы с пинчами на крупных установках мощности > 5 ТВт, ведущиеся в США и России, не могут во всех деталях охватить комплекс физических исследований. Последние представлены в ряде научных центров, таких как Империал Колледж в Великобритании, Корнельский университет в США, ФИАН в России и др. Здесь на установках меньших масштабов (MAGPIE, COBRA, XP, БИН) на малых фрагментах сборок удается моделировать тонкие процессы сжатия проволочных сборок, а также развивать методы их диагностики. В частности, это – Х-пинч и основанная на нем диагностика в рентгеновском ангстремном диапазоне.

В результате долгих исследований в Лаборатории Сандия на установке Z (20 МА, 40 ТВт) был получен рекордный выход излучения 1.8 МДж [1], и на его основе создан мощный импульсный источник мягкого рентгеновского излучения. Далее, реализуя концепцию быстрого поджига, был осуществлен ввод > 20 кДж этого излучения в мишень и получены термоядерные нейтроны dd-реакции (первоначально до $4{\cdot}10^{10}$ [2], ныне $5{\cdot}10^{13}$). В России подобные исследования ведутся на таких установках, как Ангара-5, С-300 и др.

В ходе проведения таких экспериментов с помощью Х-пинч-диагностики было установлено [3], что, вопреки первоначальным надеждам на полное испарение металла, в начальной стадии разряда в плазму превращалась лишь малая часть вольфрамовой проволочки, а оставшийся высокоимпедансный керн долго сохранялся в исходном положении. Наличие керна, хотя и повышало стабильность образующейся плазмы (чего не хватает газовым лайнерам), влияло на последующий ее снос к оси: вместо цилиндрической оболочки отдельные проволочки формировали вытянутые к оси струи плазмы. Такая ситуация свидетельствует о важности процессов "холодного старта" разряда. Сложность проблемы заключена не только в необходимости рассмотрения фазовых переходов с участием четырех различных термодинамических состояний объекта, но, в первую очередь, в недостаточном знании физического состояния вещества керна и, в частности, его проводящих свойств. Более того, при анализе данных эксперимента существующие знания не позволяют дать однозначное заключение о механизме электрического взрыва. Настоящая работа представляет попытку анализа процессов "холодного старта" в применении к проблематике важных для инерциального синтеза проволочных нагрузок типа Z-пинч.

1. Основные процессы и типы разрядов через металлические проводники

Кульминацией "холодного старта" служит электрический взрыв проводника. Он проявляется в резком расширении вещества, интенсивно нагреваемого токовым импульсом. В электротехнической диагностике он регистрируется по резкому росту омического сопротивления, в оптике – по вспышке света. В целом это – весьма сложное физическое явление, связанное с рядом изменений физического состояния вещества. Важнейшие стадии его развития связаны с нагревом твердого металла, его плавлением, нагревом жидкого металла, приводящим к интенсивному парообразованию. Последнее идет как на поверхности, так и в объеме вещества, с ним сопряжено образование поперечных к току страт – чередование слоев вещества, различающихся плотностью. Далее происходит собственно электрический взрыв, выражающийся в резком расширении вещества и снижении электрической проводимости. После взрыва в парах продуктов развиваются ионизация и шунтирующий разряд, охватывая и возникающую внешнюю плазму короны, и долгоживущее вещество керна. Все эти тесно взаимосвязанные процессы, как правило, слабо изучены, а имеющиеся данные вряд ли позволяют надеяться на создание какой-то одной универсальной физической модели взрыва проводника.

В настоящее время существует ряд попыток как-то классифицировать типы электрического взрыва проводников. В основе их лежит отношение времен развития МГД неустойчивости и нарушения механизма электрической проводимости (см. [4]). Это отношение определяется скоростью ввода энергии, физическими и геометрическими свойствами проводника. Первая такая классификация была дана У. Чейсом [5], различавшим медленный и быстрый режимы взрыва с граничной скоростью ввода энергии 0.1 кДж/г·нс. При интенсивности > 10^2 кДж/г·нс ($\approx A$ эВ/атом·нс, где A – массовое число элемента) возникает сверхбыстрый взрыв (скиновый режим, взрывная абляция).

Подобную классификацию можно провести, определив временные масштабы τ_{MHD} и τ_{Λ}:

$\tau_{\mathrm{MHD}} = a/(c_{\mathrm{A}}^2 + c_{\mathrm{s}}^2)^{1/2}$ – МГД время для проволочки радиуса a, в пределе больших и малых отношений магнитного и термодинамического давлений равное временам магнитного сжатия a/c_{A} и движения фронта разрежения к оси a/c_{s};

$\tau_\Lambda = m\rho c_s^2\sigma/j^2$ – время, необходимое для омического ввода энергии сублимации $\Lambda_{sub} \approx mc_s^2$ (ρ – число атомов в единице объема металла, m – масса атома).
В них фигурируют: «холодная» скорость звука $c_s = (2Z\varepsilon_F / 3m)^{1/2}$, где Z – валентность металла, $\varepsilon_F = \hbar^2(3\pi^2 Z\rho)^{2/3} / 2m_e$ – энергия Ферми свободных электронов; альвеновская скорость магнитного звука на поверхности металла: $c_A = (2I/ca)/(4\pi m\rho)^{1/2}$. Далее масштаб τ_{MHD} будет браться как $\max(a/c_A, a/c_s)$.

Переход от преобладания сил магнитного поля тока к доминированию противоположных по направлению сил давления вещества связан с выполнением одновременно двух соотношений: $c_A = c_s$ и $\tau_{MHD} = \tau_\Lambda$. Им отвечают значения плотности тока и радиуса

$$j_* = (m\rho)^{1/2}c_s^2\sigma/c\,, \quad a_* = c^2/c_s\sigma\,. \qquad (1.1)$$

Это позволяет выделить такие области параметров разряда через проволочки:

1) $c_A > c_s$ и $a/c_A < \tau_\Lambda$ – преобладание магнитных сил сжатия при токах $j < j_*$ в толстых проволочках с $a > a_*$;
2) $c_A < c_s$ и $a/c_s > \tau_\Lambda$ – обратная ситуация с преобладанием термодинамического давления в тонких проволочках;
3) $c_A < c_s$ и $a/c_s < \tau_\Lambda$ эквивалентны ограничениям сверху магнитного поля $ja < (m\rho)^{1/2}c_s c$ и интенсивности джоулева нагрева $j^2/\sigma < (m\rho)^{1/2}c_s^2/ac$;
4) $c_A > c_s$ и $a/c_A > \tau_\Lambda$ – аналогичные ограничения снизу.

Взрыв отвечает первым двум случаям. В первом из них (медленный взрыв) сжатие жидкого металла обгоняет ввод в него тепла, кумулируя введенную энергию. Во втором случае (быстрый взрыв) расширение металла происходит возле поверхности, а центр может быть перегрет выше кипения, и в объеме способен начаться бурный рост зародышей пара. Из-за скорого расширения, или, наоборот, медленного сжатия, взрыв невозможен в третьем и четвертом случаях.

Вторая из формул (1.1), взятая как $a_*^2\sigma/c^2 = a_*/c_s$, представляет равенство гидродинамического времени τ_{MHD} и масштаба $\tau_s = a^2\sigma/c^2$ диффузии магнитного поля в объем проволочки. Поэтому величина a/a_* характеризует отношение этих времен. В быстром разряде имеется два способа реализации условия $a/c_s > \tau_s$: при $\tau_s < \tau_\Lambda < a/c_s$ и при $\tau_\Lambda < \tau_s < a/c_s$. В первом из них поле и ток быстро проникают в металл, и взрыв развивается по описанному сценарию с объемным выделением джоулева тепла. Во втором случае (скиновый режим), кроме локализации тепловыделения в скин-слое, требуется еще и достаточное магнитное поле $\sim I/a > (m\rho)^{1/2}cc_s$. В медленном взрыве $a/c_A < \tau_s$ также имеются аналогичные возможности $a/c_A < \tau_s < \tau_\Lambda$ и $a/c_A < \tau_\Lambda < \tau_s$, но плотность тока мала для возникновения скинового режима. Отметим связь первой из этих ситуаций с возможностью МГД сжатия твердого металла. При этом ввод энергии $\varepsilon = C_0 T$ (C_0 обозначает почти одинаковые удельные теплоемкости $C_v \approx C_p \approx 3$) ограничен нагревом ниже температуры плавления, и взамен τ_Λ следует использовать время $\tau_\varepsilon = \rho\varepsilon\sigma/j^2$. Условия такого сжатия реализуются при больших токах $I > (c^3/\sigma)(\pi m\rho)^{1/2} \approx 10$ МА и достаточно ограниченных магнитных полях $B \sim I/a < \pi c(3\rho T_m)^{1/2}$. Требуемое магнитное давление менее 100 кбар обеспечивается при радиусе проводника более 1 см.

Для инерциального синтеза, где используется быстрый взрыв в объеме металла, соответствующая цепочка процессов "холодного старта" пока не анализировалась. Существующая концепция приведена в книге [4], а эмпирическая картина представлена в обзоре [6]. Для последующего рассмотрения важную роль играет работа [7], где проведено математическое моделирование ввода энергии в проволочку. Оно охватило процессы нагрева вольфрама, его плавления и образования жидкости. Важно, что использованное в [7] уравнение состояния учитывало метастабильность: ныне место ранних представлений о волне испарения [8] заняли механизмы взрыва, связанные с кинетикой метастабильных состояний. Так, в работе [9] ведущая роль отведена перегретой жидкости, а в недавней концепции фазового взрыва [10] – фазе переохлажденного пара, возникающего на поверхности проводящей жидкости в магнитном поле тока.

2. Формулировка задачи

Рассмотрим электрический разряд через тонкую металлическую проволочку радиуса a в вакууме, служащей нагрузкой цепи, описываемой уравнением

$$c^{-2}L\dot{I} + RI = V .$$

В начале процесса, когда на конденсаторе напряжение V почти неизменно, а омическое напряжение на нагрузке $RI = V$ мало, ток растет по закону

$$I \approx \dot{I}_0 t , \qquad \dot{I}_0 = c^2 V_0 / L$$

линейного роста со временем (индексом 0 отмечены начальные значения, отвечающие нулевому давлению в металле). Типичным для лабораторных установок $c^{-2}L = 1$ мкГн и $V_0 = 20$ кВ отвечает $\dot{I}_0 = 20$ А/нс. После квазистационарного проникновения магнитного поля ток однородно, с плотностью $j = I / pa^2$, заполняет сечение проводника. Время диффузии поля в металл определяется проводимостью, подчиненной при сверхдебаевских температурах закону Блоха-Грюнайзена $\sigma \sim \rho / T$. В начале нагрева, когда он еще невелик, толщина скин-слоя $\approx c(t/4\pi\sigma_0)^{1/2}$, и время проникновения тока ~ 1 нс для проводника радиуса a_0 ~ 10 мкм (приняты: $T_0 = 0.03$ эВ, $\rho_0 = 7{\cdot}10^{22}$ см$^{-3}$, $\sigma_0 \approx 10^{17}$ 1/с). Таково же и время a_0/c_s установления термического расширения металла, причем $c_s \approx c_0$ – скорость звука в металле в нормальном и холодном состояниях. По завершении этих процессов можно построить простую модель нагрева проволочки и на основе ее решения проанализировать процессы плавления и образования метастабильных фаз металла.

Анализируя нагрев, можно пренебречь теплопроводностью: оценка по Видеману-Францу ее коэффициента $\kappa = \pi^2\sigma T/3c^2 \approx 7{\cdot}10^{22}$ см$^{-1}$с$^{-1}$ говорит о том, что за типичное время $\tau_0 \approx 10$ нс ее влияние остается локализованным в значительно меньших радиуса проводника масштабах $\approx (\kappa\tau_0/C_0\rho_0)^{1/2} \approx 1$ мкм. Еще ниже роль излучения, так что при однородно распределенном токе можно поставить следующую задачу:

$$\partial_t\rho + r^{-1}\partial_r(r\rho v) = 0, \qquad m\rho(\partial_t + v\partial_r)v = -\partial_r p - 2\pi j^2 r / c^2, \qquad (2.1)$$
$$\rho T(\partial_t + v\partial_r)s = j^2/\sigma; \qquad r = 0: \quad v = 0, \quad \partial_r p = 0; \qquad r = a: \quad v = \dot{a}, \quad p = 0$$

(s – энтропия на один атом, имеющий массу m, p – давление). Для давления можно взять модельное уравнение состояния Мю-Грюнайзена [11], представляющее его в виде суммы холодной (индекс 0 отвечает $p = T = 0$) и тепловой составляющих:

$$p = mc_0^2(\rho - \rho_0) + \Gamma C_v \rho T \ , \qquad (2.2)$$

где Γ – параметр Грюнайзена (≈ 2 в металле, в газе $\Gamma = C_p/C_v - 1$); удельная внутренняя энергия записана в виде, применимом лишь в 1-фазной области. Условию $p = 0$ на поверхности отвечает точная компенсация обеих компонент давления, что при свободном тепловом расширении в вакуум $\rho_0/\rho - 1 = \alpha T$ равносильно выполнению закона Грюнайзена, записанного в форме $\alpha m c_0^2 = \Gamma C_v$.

Определим теперь, до каких пор в полном балансе напряжений можно игнорировать вклад сопротивления нагреваемой током проволочки $R = l/\pi a^2\sigma \sim T/\rho a^2 \sim T$. К моменту начала плавления омическое напряжение достигает значения $R_m I_m \approx l T_{m0} \dot{I}_0 t_m / \pi a_0^2 \sigma_0 T_0 \approx l \dot{I}_0 t_m / \pi a_0^2 \sigma_m$, где σ_m – проводимость плавящегося металла. Наш подход верен при величине этого напряжения < $V_0/3$, что представляет собой ограничение скорости роста тока следующей комбинацией геометрических и теплофизических параметров проводника:

$$\dot{I}_0 < (V_0 / l)^3 \pi a_0^2 \sigma_m^2 / [81 C_0 \rho_0 T_{m0} \ln(T_{m0} / T_0)] .$$

Для взятых значений параметров и обычной в экспериментах длины l = 1 см правая часть = 100 А/нс. Это заведомо выполнено при $\dot{I}_0$= 20 А/нс, но критического уровня правая часть достигает уже при l = 2 см. Высокие значения $\dot{I}_0$ обычно связаны с большими напряжениями (типичные для сильноточных генераторов $c^{-2}L$ ~ 100 нГн и V_0 ~ 1÷10 МВ отвечают, в расчете на одну проволочку сборки, $\dot{I}_0$= 0.1÷1 кА/нс), и линейный рост тока описывает достаточно широкий диапазон условий.

Во всех дальнейших вычислениях будет рассматриваться линейно растущий ток $I = \dot{I}_0 t$, однородно протекающий по сечению проводника. Это весьма важно при рассмотрении процессов образовании жидких метастабильных состояний: расчеты [7] показали, что именно так ведет себя ток при учете метастабильности в уравнении состояния: без ее учета ток в плавящемся металле распределяется неоднородно.

3. Нагрев металла в твердом состоянии

Поведение решения (2.1) на стадии нагрева грубо характеризуют зависимости вида

$$\rho = \overline{\rho}(t) = \rho_0 (a_0 / a)^2, \quad v = \dot{a} r / a , \quad p = p_* (1 - r^2 / a^2), \quad T = \overline{T}(t) ;$$

$$p_* = \overline{\rho} m \ddot{a} a / 2 + \pi j^2 a^2 / c^2 , \quad C_0 \overline{\rho} \dot{\overline{T}} = (\rho_0 / T_0 \sigma_0) j^2 \overline{T} / \overline{\rho} .$$

При этом их пространственные распределения находятся в противоречии друг другу. Причина кроется в неучете конечности скорости распространения звуковых возмущений, связанных с неоднородным расширением нагреваемой проволочки. Далее эти эффекты разложения по параметру $(a_0/c_0\tau_0)^2 \alpha T$ (вместо сечения a_0^2 взято его изменение при тепловом расширении металла, где α – термический коэффициент расширения, T_m – температура плавления) рассматриваются в первом порядке.

Известные в термодинамике связи

$$dp / \rho = m c_s^2 (d\rho / \rho + \alpha T ds / C_p) , \qquad T ds = C_p dT - \alpha T dp / \rho$$

позволяют преобразовать уравнения (2.1). Если к тому же отбросить в уравнении нагрева малый эффект ~ α^2, учесть закон Грюнайзена и использовать уравнение состояния (2.2) в уравнении движения, можно получить систему

$$(\partial_t + v\partial_r)\ln\rho_0/\rho = r^{-1}\partial_r(rv)\ ,$$
$$(\partial_t + v\partial_r)v = c_0^2\partial_r[\ln\rho_0/\rho - \alpha(T-T_0)] - 2\pi r j^2/(mc^2\rho)\ , \qquad (3.1)$$
$$(\partial_t + v\partial_r)\ln T/T_0 = (\rho_0/\rho)^2 j^2/(C_0\rho_0 T_0\sigma_0) - \Gamma(\partial_t + v\partial_r)\ln\rho_0/\rho\ .$$

Второе из этих уравнений, описывающее движение вещества, представляет динамическое обобщение закона термического расширения, который выполнен точно лишь на поверхности.

Решение системы (3.1) в первом порядке разложения можно искать в виде

$$\ln\frac{\rho_0}{\rho} \approx \frac{\rho_0}{\rho} - 1 = \frac{\rho_0}{\rho_*}\left(1 + \delta\frac{r^2}{a^2}\right) - 1\ , \qquad v = \dot a\frac{r}{a}\ , \qquad \frac{T}{T_*} = 1 + \theta\frac{r^2}{a^2} \qquad (3.2)$$

(звездочка отмечает значения параметров на оси). Из первой пары уравнений найдем, что

$$\frac{\rho_0}{\rho_*} = \frac{a^2}{a_0^2}\left(1 - \frac{\delta}{2}\right)\ , \qquad \delta = \frac{a_0}{2c_0^2}\left[\ddot a + 2\pi a_0\frac{(I/\pi a_0^2)^2}{\rho_0 mc^2}\right] = \mathrm{const}\ ,$$

а последнее из уравнений (3.1) определит температуру металла на оси проволочки:

$$\dot T_*/T_* = [(I/\pi a_0^2)^2/\rho_0 C_0 T_0\sigma_0](\rho_0 a_0^2/\rho_* a^2)^2 + \Gamma\dot\rho_*/\rho_*.$$

Нетрудно написать интеграл этого уравнения

$$\ln T_*/T_0 = (1-\delta)\int_0^t [I/(\pi a_0^2)]^2 dt/\rho_0 C T_0\sigma_0 - \Gamma(a^2/a_0^2 - 1)\ .$$

Слабость, на фоне быстрого нагрева, изменения объема $\alpha T_m \le$ 1–2% позволяет пренебречь последним членом. В итоге, используя линейный рост тока, найдем

$$T_*(1 + \Gamma\theta\alpha T_*) = T_0\exp\{(t/\tau_{h0})^3\}, \qquad \tau_{h0} = [3\rho_0 C_0\sigma_0 T_0/(\dot I_0/\pi a_0^2)^2]^{1/3}.$$

Время τ_{h0} ($\approx$ 20 нс для принятых параметров) служит мерой темпа нагрева твердого металла. Доля малого замедления темпа из-за расширения составляет лишь $\approx \delta/3$. Температура существенно растет, и вскоре по прошествии такого времени металл начинает плавиться.

Пространственное изменение температуры, согласно (3.2), определяется параметром θ. Подстановка в (3.1) показывает для него

$$\dot\theta = \delta\dot T_*/T_*\ , \qquad \theta = \delta\ln(T_*/T_0) \approx \delta(t/\tau_{h0})^3.$$

Согласно (3.2), из-за конечного времени распространения, постепенное снижение плотности твердого металла в ходе нагрева на поверхности идет быстрее, чем на оси. В результате плотность оказывается немного выше средней $\overline{\rho}$ на оси и ниже нее – на поверхности. Давление монотонно спадает до нуля на поверхности, но температура из-за эффекта усиления джоулева нагрева расширением, наоборот, немного растет вдоль радиуса проволочки. Это позволяет вычислить значение δ.

Нуль давления на поверхности отвечает равновесному тепловому расширению металла $\rho_0/\rho_* - 1 + \delta = \theta\alpha T_*$. Иначе, $(a/a_0)^2 - 1 \approx \alpha(T_* - \delta/2\alpha)$. Постоянный сдвиг температуры, связанный с δ, означает справедливость решения (3.2) лишь по окончании некоторой переходной стадии начала нагрева. Он не влияет на вычисления скорости и ускорения. Отсюда, спустя достаточное время, имеем

$$\dot{a} = \frac{\alpha \dot{T}_* a_0}{2}, \quad \ddot{a} = \frac{\alpha \ddot{T}_* a_0}{2}, \quad \ddot{T}_* = \dot{T}_* \left(\frac{\dot{T}_*}{T_*} + 2\frac{\dot{I}}{I} \right) \approx \left(\frac{\dot{T}_*}{T_*} \right)^2 T_*, \quad \frac{\dot{T}_*}{T_*} \approx \frac{(I / \pi a_0^2)^2}{\rho_0 C_0 T_0 \sigma_0}.$$

Фигурирующее здесь ускорение, равное

$$\ddot{a} \approx [(I / \pi a_0^2)^2 / (\rho_0 C_0 T_0 \sigma_0)]^2 \alpha T_* a_0 / 2 ,$$

позволяет вычислить параметр δ, определяющий пространственное изменение плотности и температуры. На стадии интенсивного нагрева, когда ток достигает плотности $I / \pi a_0^2 > C T_0 \sigma_0 [4\pi \rho_0 / (\alpha m c^2 T_*)]^{1/2}$, инерционный вклад в δ превалирует над магнитным, и расширение становится равноускоренным:

$$\delta = \ddot{a} a_0 / 2c_0^2 = \alpha \ddot{T}_* (a_0 / 2c_0)^2.$$

Поэтому спустя некоторое время t_0 нагрев металла можно описать зависимостью вида

$$T_* = T_*(t_0)\{1 + 6t_0(t - t_0) / \tau_{h0}^2 + 18[t_0(t - t_0) / \tau_{h0}^2]^2\}.$$

Проиллюстрируем эту ситуацию на примере самого тугоплавкого из металлов – вольфрама. В этом случае температура T_* достигает значения, необходимого для начала плавления, в момент $t_m = \tau_{h0} (\ln T_{m0}/T_0)^{1/3} \approx 30$ нс; соответствующий ток $I_m = 600$ А имеет плотность $j_m = 2 \cdot 10^8$ А/см^2. Магнитный вклад в давление становится ниже инерционного в середине стадии нагрева при плотности тока > 10^8 А/см^2, или, иначе, при напряженности электрического поля в металле > 1 кВ/см (типичная длина проволочки равна 1 см). Выбрав t_0 после этого момента, всегда можно сделать магнитное давление малосущественным. В нашем примере его величина ≈ 1 кбар отвечает магнитному полю на поверхности 120 кГс. Инерционное давление в момент t_m оказывается на порядок выше. Ему отвечают ускорение 10^{12} см/с^2 и скорость расширения ≈ 10^3 см/с. Буквенные выражения последних оценок $\alpha T_m a_0/2\tau_{h0}^2$ и $\alpha T_m a_0/\tau_{h0}$ содержат время

$$\tau_{hm} = T_{m0} / \dot{T}_*(t_m) = \tau_{h0}(\ln T_{m0} / T_0)^{-2/3} / 3$$

($\approx$ 3 нс), характеризующее скорость нагрева на данном этапе. Нагрев наиболее интересен вблизи и в период плавления. Взяв $t_0 = t_m - \tau_{hm} = t_m\,[1 - 1/(3 \ln T_{m0}/T_0)]$, получим оценку меры пространственной неоднородности распределений плотности и температуры

$$\delta \approx (a_0 / 2c_0\tau_{hm})^2 \alpha T_{m0} \ .$$

В нашем случае $\delta \approx 10^{-2}$ мало, но, несмотря на это, имеет место важная далее неоднородность температуры.

4. Смена нагрева твердого металла плавлением

Температура плавления, зависящая от давления, оказывается монотонно спадающей от оси до поверхности проволочки. Используя уравнение Клапейрона-Клаузиуса, для нее напишем

$$T_m(p) = T_{m0} + T'_m p \ , \quad T'_m = \Delta\rho_m / (\rho_{s0}\rho_{l0}\Delta s_m) \qquad (4.1).$$

Здесь индексы s и l характеризуют твердую и жидкую фазы плавящегося металла, ρ_{s0} и ρ_{l0} – плотности фаз при $p = 0$, а $\Delta\rho_m \approx 0.1\rho_0$ и $\Delta s_m \approx 1$ – скачки соответствующих величин при переходе (скачок энтропии связан с удельной теплотой плавления $T_m\Delta s_m$). Подставив сюда найденное выше выражение для давления, выраженное по (2.2), напишем условие достижения температуры плавления. Монотонность изменения ее профиля и кривизна, противоположная радиальной зависимости температуры металла, определяют закон движения границы $r_m(t)$ области плавления металла от поверхности к оси проволочки

$$T(r_m, t) = T_m(p(r_m, t)) \ . \qquad (4.2)$$

Заметим отличие такого распространения от известной задачи Стефана: в данном случае джоулево выделение тепла идет во всем объеме проводника, и наличие такого фронта вызвано лишь неоднородностью распределения входящих в условие (4.2) температур. Поэтому скорость фронта, как нематериальная по ее сути фазовая скорость волны, может иметь любые значения. Что же касается собственно процесса плавления, то он, начинаясь в областях, пограничных между соседними кристаллическими зернами, связан с обычным дозвуковым распространением многочисленных локальных фронтов фазового перехода.

Подставив зависимости (3.2) в (4.2), найдем закон движения переднего фронта плавления

$$\theta(1 - \Pi)[1 - (r/a)^2] = 1 + \theta - T_{m0}/T_* \approx \tau / \tau_{h0}$$

Постоянный параметр $\Pi = T'_m p_* / T_* \theta \approx \Gamma C_0 \rho_0 \Delta\rho_m / \rho_{s0}\rho_{l0}\Delta s_m$, определяющий изменение температуры плавления в сечении проводника, меньше 1 для всех металлов. Скорость фронта определяется из выражения

$$2(1-\Pi)\frac{r_m}{a}\left(-\dot{r}_m + \dot{a}\,\frac{r_m}{a}\right) \approx \frac{a T_{m0} \dot{T}_*}{T_*^2 \theta}$$

и зависит от введенного выше времени нагрева. В силу того, что $T_* \approx T_{m0}$ и $\theta \approx \theta_m = \delta \ln T_{m0}/T_0$, она оказывается $\sim a_0/\tau_{m*}$, где $\tau_{m*} \approx \delta\, \tau_{hm} \ln T_{m0}/T_0$ служит временем распространения фронта плавления по проводнику. При высоком значении параметра $\dot{I}_0 / a_0^2$ она легко становится гораздо выше скорости звука.

Таким образом, по истечении времени $t_m = \tau_{h0}\, (\ln\, T_{m0}/T_0)^{1/3}$ сечение проводника делится движущимся фронтом плавления на две части: внутренняя область незавершившегося нагрева твердого металла $0 < r < r_m$, где остается справедливым найденное выше решение, и область начавшегося образования жидкости $r_m < r < a$. Полное время распространения фронта плавления очень коротко: $\tau_{hm} \approx 0.1$ нс гораздо меньше времен любых процессов, включая ввод энергии в ходе плавления и распространение звука.

Плавление в нашем случае специфично тем, что жидкая фаза, образующаяся с объемной долей $X = (\rho_s - \rho)/\Delta\rho_m$, не имеет возможности расширяться внутри проволочки. Реально это означает необходимость компенсации расширения внутреннего расплава дополнительным сжатием как твердой, так и жидкой фаз металла. На поверхности же, где давление постоянно равно нулю, идет обычное изобарическое плавление. Переход от одного типа плавления к другому постепенно происходит во внешней части $r_f < r < a$ области расплава $r_m < r < a$. Разделяющий их фронт расширения $r = r_f$, возникнув с началом плавления на границе металл–вакуум, будет распространяться в глубь проводника. Его природа родственна слабому разрыву газодинамической волны разрежения, движущемуся со скоростью звука, но затраты тепла на плавление замедляют его.

Анализ, проведенный в разделе 3, свидетельствует о малом проявлении неоднородности плотности в процессе нагрева проводника. В первом приближении параметры металла, быстро плавящегося изохорически в области $r_m < r < r_f$, распределены однородно: плотность $\rho = \rho_m$, достигнутая к началу плавления металла, постоянна, а температура $T = T_m(\rho_s)$ возрастает. Учет их слабого радиального изменения нужен лишь для определения направления распространения фронта плавления от поверхности к оси. Существенно сильнее плотность меняется в ходе самого плавления в зоне за фронтом расширения. Но и здесь оно не столь велико: параметр $\delta_m = \Delta\rho_m/\rho_m \approx 0.1$. В той же мере по сравнению со звуком мала и скорость движения вещества. Это позволяет в уравнениях (3.1) для любой области плавления металла не учитывать конвективные инерционные члены. Также, в них можно опустить магнитные силы и принять, что вдоль кривой плавления $dp = c_m^2 d\rho_s, \quad \rho_s = \rho + X\Delta\rho_m$. Кроме того, уравнение баланса энтропии требует усреднения проводимости расплава: $\sigma = \sigma_s - X\Delta\sigma_m$. В силу того, что $\sigma_s \sim \rho_s/T_m$ и $\Delta\sigma_m \sim \Delta\rho_m/T_m$, имеет место поведение $\sigma \sim \rho/T_m$. В итоге система (3.1) перепишется как

$$\partial_t\rho + \rho_m\partial_r v = 0, \quad \rho_m\partial_t v = -c_m^2\partial_r(\rho + X\Delta\rho_m), \quad \rho\partial_t s = \frac{j_m^2}{T_m\sigma_m}\left(1 + \delta_m X\right). \quad (4.3)$$

Здесь, в пределах точности модели, взята постоянная плотность тока $I/\pi a^2 = j_m$ и учтена слабость, в начале плавления, влияния цилиндрической геометрии. Параметр $c_m \approx 10^5$ см/с служит скоростью звука, вычисленной вдоль кривой фазового перехода, а T_m и σ_m – фиксированные значения температуры $T_m(\rho_m)$ и проводимости $\sigma_m \sim \rho_m/T_m(\rho_m)$.

Вычислим теперь изменение энтропии в левой части последнего из уравнений (4.3). Примем допущение, что в ходе движения вдоль кривой фазового перехода скачки $\Delta\rho_m$ и Δs_m не меняются. Тогда в обеих областях плавления

$$d\rho = d\rho_s - \Delta\rho_m dX, \quad ds = ds_s + \Delta s_m dX. \quad (4.4)$$

Для связи ρ_s и T_m воспользуемся правилом Линдемана $T_m \sim \omega_D^2\rho_s^{-2/3}$. Выразим в нем дебаевскую частоту $\omega_D \sim c_s\rho_s^{1/3}$ и скорость звука $c_s \sim \rho_s^{1/3}$ (запись по формуле Бома-Стайвера через энергию Ферми). Итог этих преобразований $T_m \sim \varepsilon_F \sim \rho_s^{2/3}$ позволяет записать изменение энтропии твердой фазы, содержащееся во втором из уравнений (4.4), в виде

$$ds_s = \left(C_0 - \alpha_s T_m / \rho_s T_m'\right) dT_m / T_m \approx 2C_0 d\rho_s / 3\rho_s$$

(для упрощения использована малость поправки к теплоемкости, вытекающая из ее оценки $\approx (\rho_{s0}\rho_{l0}\Delta s_m / \rho_s\Delta\rho_m)\alpha_s T_m \approx \alpha_s T_m / \delta_m \approx 0.1 \ll C_0 = 3$ на основе (4.1)). Подставляя это выражение в (4.4), получим следующую форму уравнения баланса энтропии:

$$\partial_t\rho + \left(\Delta\rho_m + \frac{3(\rho + X\Delta\rho_m)\Delta s_m}{2C_0}\right)\partial_t X = \frac{3j_m^2}{2C_0 T_m\sigma_m\rho}\left(1 + \frac{\Delta\rho_m}{\rho}X\right).$$

Малый параметр δ_m позволяет линеаризовать его, после чего уравнения (4.3) примут вид

$$\partial_\tau \tilde{\rho} + \partial_r v = 0, \quad \partial_\tau v = -c_m^2 \partial_r (\tilde{\rho} + \delta_m X), \quad \partial_\tau (\tilde{\rho} + \eta X) = \Omega(1 + \delta_m X - \tilde{\rho}),$$

где $\tau = t - t_m$ и

$$\tilde{\rho} = \rho / \rho_m - 1 , \quad \eta = \delta_m + 3\Delta s_m / 2C_0 , \quad \Omega = 3j_m^2 / 2C_0 \rho_m T_m \sigma_m .$$

Рассмотрим теперь область квазиизохорического фазового перехода $r_m < r < r_f$. Строго полагая здесь процесс плавления изохорическим, а выделение тепла – однородным, имеем

$$\tilde{\rho} = v = 0 , \quad \eta \partial_\tau X = \Omega .$$

Отсюда находим закон образования жидкой фазы

$$X = \Omega\tau / \eta = 3j_m^2 \tau / [(2C_0 \delta_m + 3\Delta s_m) \rho_m T_m \sigma_m] \approx \tau / \tau_{VM} ,$$

куда вошло время полного плавления металла в изохорическом режиме

$$\tau_{VM} = \eta / \Omega \approx \rho_m T_m \sigma_m \Delta s_m / j_m^2 . \tag{4.5}$$

К моменту же выхода фронта плавления на ось содержание жидкой фазы X в расплаве не превышает величину $\approx$ 10%. Отброшенные эффекты неоднородности температуры и плотности твердой фазы оказывается еще меньше ($\approx$ 1%).

Перейдем теперь к исследованию области $r_f < r < a$, где плавление идет с расширением металла. Выделим часть полного решения, описывающую найденное однородное распределение параметров в области изохорического плавления: $\rho = \rho_m + \tilde{\rho}(r,\tau)$, $X = \bar{X}(\tau) + \tilde{X}(r,\tau)$. Поиск остальной части решения в виде стационарной волны, бегущей к оси, ведет к обыкновенным дифференциальным уравнениям с независимой переменной $\xi = r + u\tau - a_m$:

$$u\partial_\xi \tilde{\rho} + \partial_\xi v = 0 , \quad u\partial_\xi v = -c_m^2 \partial_\xi (\tilde{\rho} + \delta_m \tilde{X}) , \quad u\partial_\xi (\tilde{\rho} + \eta \tilde{X}) = -2\tilde{\rho} .$$

В первом приближении в нем можно пренебречь влиянием расширения на джоулев нагрев металла. Тогда, пользуясь тем, что $\tilde{\rho} = v = \tilde{X} = 0$ на фронте $\xi = 0$, получим однородную алгебраическую систему

$$\tilde{\rho} u + v = 0 , \qquad (u^2 - c_m^2)\tilde{\rho} = c_m^2 \delta_m \tilde{X} , \qquad \tilde{\rho} + \eta \tilde{X} = 0 ,$$

которая разрешима при

$$u = c_m \sqrt{1 - \delta_m / \eta} . \tag{4.6}$$

Учитывая значения параметров $\eta \approx 1$ и $\delta_m \approx 0.1$, обнаруживаем околозвуковой тип распространения такого фронта. Это позволяет связать такой фронт смены режимов плавления с бегущей внутрь металла волной разгрузки, сопровождающейся расширением вещества до равновесной на поверхности плотности. Действительно, дополнительное сжатие, создаваемое в ходе изохорического плавления перед фронтом, реализуется через холодную (упругую) часть давления, иначе говоря, здесь возникает напряженное состояние металла.

Конкретный вид зависимости $\tilde{X}(\xi)$, определяющей распределения плотности и скорости плавящегося металла, найдем из граничного условия $v\,|_{r=a} = \dot{a}$. Подставив в него $a(\tau) = a_m + \dot{a}_m\tau + \ddot{a}_m\tau^2 / 2 + \cdots$, заметим, что начальная скорость расширения поверхности металла может считаться пренебрежимо малой для последующего процесса: если за весь предшествующий нагрев расширение составило всего $\approx$ 1%, то в коротком фазовом переходе оно выросло на порядок. Поэтому имеет смысл рассмотреть равномерно ускоренное движение поверхности $a(\tau) = a_m + g\tau^2/2$, когда оказывается

$$v(\xi) = -u\tilde{\rho}(\xi) = \eta u\tilde{X}(\xi) = g\xi / u \ .$$

В этом случае полная доля жидкой фазы в расплаве равна

$$X = \overline{X}(\tau) + \tilde{X}(\xi) = (\Omega\tau + g\xi / u^2) / \eta \ ,$$

а длительность полного плавления металла на расстоянии r от оси составляет

$$\tau_{PM}(r) = \tau_{PMa}[1 + g(a_0 - r) / u^2], \qquad \tau_{PMa} = \eta / (\Omega + g / u) \ .$$

На поверхности это время τ_{PMa} всегда оказывается несколько короче времени $\eta/\Omega \approx \tau_{hm}$ ввода тепла в проводник.

Фронт окончания процесса плавления $X(r_M) = 1$ перемещается со скоростью

$$-\dot{r}_M = u^2 / g\tau_{PM} = \eta\tilde{X}(\xi) = u(1 + \Omega u / g) / \eta \ .$$

Скорость расширения поверхности к моменту завершения плавления равна

$$\dot{a}(\tau_{PMa}) = g\tau_{PM} = \delta_m u \ .$$

Отсюда находим значение ускорения

$$g = \frac{u\delta_m}{\tau_{PMa}} = \frac{\Delta_m \Omega c_m}{\eta\sqrt{1 - \delta_m / \eta}} \approx \frac{\delta_m}{\eta}\Omega c_m \ , \qquad \tau_{PMa} \approx \eta / \Omega \ .$$

Численно оно оказывается $\approx 10^{13}$ см/с^2, отвечая скоростям расширения поверхности $\approx 10^4$ см/с. В итоге получается, что время плавления равно

$$\tau_{PM}(r) \approx \tau_{PMa}[1 + \delta_m \Omega(a_0 - r) / \eta c_m] \; . \qquad (4.7)$$

Обращает на себя внимание близость его и времени квазиизохорического плавления (4.5). В нашем примере оба времени (4.5) и (4.7) меньше 2 нс.

5. Плавление металла и образование метастабильных фаз

После выхода к оси фронта плавления объем проводника делится уже лишь на две области, различающиеся типом плавления. Температура, а с нею и давление, в каждой из этих областей имеют вид монотонных функций радиуса, медленно возрастающих при $0 < r < r_f$ и быстро спадающих при $r_f < r < a$. Время плавления металла (4.5) $\approx \sigma_m \rho_m T_m \mathrm{D} s_m / j_m^2$, почти одинаковое с (4.6), надо сравнить с временем движения фронта a_0/u. Подставив в первое из времен плотность тока $j_m \approx \dot{I}_0 t_m / \pi a_0^2$ и время нагрева

$$t_m = \tau_{h0}(3 \ln T_{m0} / T_0)^{1/3} = [(3 \ln T_{m0} / T_0)\rho_0 C_0 \sigma_0 T_0 (\pi a_0^2 / \dot{I}_0)^2]^{1/3},$$

получим, что оба времени совпадают при условии, что

$$a_0^3 (\rho_m T_m \sigma_m \Delta s_m u) \approx (\dot{I}_0 \tau_{hm} \ln T_{m0} / T_0)^2.$$

Подставив сюда $\rho_m \approx \rho_0$ и $T_0 \sigma_0 \approx T_m \sigma_m$, найдем критическое значение радиуса

$$a_1 \approx (C_0 \dot{I}_0 \ln T_{m0} / T_0)^2 / [\rho_m T_m \sigma_m (u \Delta s_m)^3]. \qquad (5.1)$$

При радиусе $a > a_1$ фронт расширения приходит на ось раньше окончания плавления, в противном случае интенсивный удельный ввод энергии оказывается достаточен для опережающего плавления металла на оси. При найденной выше скорости фронта $u \approx c_m$ и выбранных параметрах нагрузки и цепи тока границе отвечает a_1 » 70 мкм.

Эта оценка, однако, получена на основе решения, справедливого лишь в начале плавления. В дальнейшем возможно ускорение фронта разгрузки по мере приближения к оси. Оно вызвано неустойчивостью фронта: локальное понижение давления, возникающее перед фронтом, ведет к процессу разгрузки окружающего вещества, сжатого ранее в ходе изохорического плавления. Этому же содействует эффект повышения плотности джоулевых потерь в расширяющемся металле. Физически допустимы значения скорости фронта расширения (4.6) , ограниченные изэнтропической скоростью звука $c_s \approx c_0$. Это позволяет снизить в $(c_0/c_m)^3 \approx 10$ раз данную выше оценку критического радиуса a_1 до ≈ 10 мкм.

Радиус a_1 определяется параметром скорости роста тока, характеризующим данную установку, и физическими свойствами проводника. Он оказывается тем выше, чем хуже проводимость и ниже плотность металла, так что лишь достаточно толстые плохие проводники могут быть взорваны тем же способом, что и хорошо проводящие металлы. В случае тугоплавких металлов отсюда следует возможность более раннего, чем взрыв, пробоя окружающих паров, наблюдающегося во многих экспериментах [4,6]. Поэтому этот радиус важен, прежде всего, для установок с низкими, типа нашего примера, значениями $\dot{I}_0$, для разрядов же в диодах высоковольтных диодах ($\dot{I}_0 \sim 1$ кА/нс) он обычно слишком велик.

Выход на ось волны разгрузки существенно меняет характер процесса: расширение охватывает все сечение проволочки. Происходит отражение волны расширения от оси, вблизи оси формируется область слабого пространственного изменения параметров, граница которого бежит в сторону поверхности проводника. В том случае, когда радиус $a_0 > a_1$, в плоскости термодинамических состояний возможен такой процесс эволюции, когда траектория, двигаясь вдоль кривой плавления в направлении бинодали (минуя, в противоположность процессу изохорического плавления, область нормальной жидкости) постепенно достигает кривой равновесия фаз. Такой ход фазового превращения делает возможным непрерывный переход плавящегося металла в область метастабильной жидкости. Напротив, при докритических значениях радиуса $a_0 < a_1$ имеет место раннее образование нормальной жидкости. Динамика взрыва проводника резко различается в этих двух случаях.

Напомним здесь еще раз связь предположения об однородности распределения по сечению тока с возникновением метастабильных состояний жидкости. Ниже дается попытка единообразного рассмотрения этих процессов в связи со структурой фазовой области, прилегающей к бинодали.

В случае проволочки сверхкритического радиуса $a_0 > a_1$ волна разгрузки успевает отразиться от оси до завершения плавления. Сжатие твердой фазы, идущее вдоль кривой перехода, составляет величину $\rho_s - \rho_0 < \Delta\rho_m \approx 0.1\rho_0$, а соответствующие максимумы температуры и давления, согласно используемым уравнениям Ми-Грюнайзена (2.2) для состояния вещества и Клапейрона-Клаузиуса (4.2) для кривой фазового перехода, равны $T(\rho_s) = T_{m0} + mc_0^2 T'_m \Delta\rho_m$ и $p_{\max} = mc_0^2(\rho_s - \rho_0) + \Gamma C_v \rho_s T(\rho_s)$. В итоге давление, в случае тугоплавкого металла, может превысить 100 кбар. С отражением волны разгрузки от оси начинается его понижение. В ходе него фазовая точка движется вдоль кривой плавления в сторону бинодали, попадая с окончанием плавления в метастабильную область растянутой жидкости. В области наибольшего растяжения жидкости отрицательное давление можно оценить из условия его равновесия с поверхностным натяжением на границе пор. Минимально возможные радиус пор $b_{\min} \approx \gamma / p_{sub} \sim 1$ Å и отрицательное давление оценим по параметрам сублимации $p_{sub} \approx \rho_{sub}\Lambda_{sub}$. Это дает $p_{\min} \approx \gamma / 2b_{\min} \geq 10$ кбар. Далее возникают колебания давления и других параметров состояния, впервые полученные в расчетах [7] (в примере с вольфрамовой проволочкой диаметра 15 мкм там найдены перепады давления от 120 до –40 кбар). Их период отвечает времени распространения звука $2a / c_s$. Максимальная скорость, достигаемая в ходе развития пор, определяется величиной $(p_{\max} / m\rho)^{1/2} \sim 10^5$ см/с, а радиус $b_{\max} \approx (a/c_s)(p_{\max} / m\rho)^{1/2} \sim 1$ мкм. Рост пор увеличивает радиус керна, давление снижается, а размах колебаний затухает.

Плотность в состоянии наибольшего растяжения жидкости $\rho > \rho_{sub} \approx 0.1\rho_{l0}$ отвечает почти вдвое большему среднему межатомному расстоянию, нежели в нормальной среде. Однако равномерное разрыхление жидкости не столь выгодно энергетически. В условиях обилия дефектов слияние двух соседних вакансий создает пору с объемом в 2, а поверхностью в $2^{2/3}$, раза больше. Это ослабляет капиллярное давление в $2^{1/3}$ раза, ведя к слиянию и укрупнению малых пор. В итоге возникает пористая среда типа растянутой жидкости. Ее можно представлять как нормальную жидкость с полостями, релаксационные свойства которой можно моделировать уравнением Рэлея

$$m\rho(b\ddot{b} + 3\dot{b}^2 / 2) + 2\gamma / b - nT = -p, \tag{5.2}$$

где nT представляет давление пара, постепенно накапливающегося в полости, что ослабляет капиллярный эффект. Плотность пара определяется кинетическим уравнением

$$\dot{n} = (\rho e^{-U/T} - n) / \tau_{ev}, \tag{5.3}$$

куда входят энергия активации U и время τ_{ev} процессов испарения и конденсации. В интенсивных процессах испарения время $\tau_{ev} \sim 10$ нс оказывается в случае взрыва тонкой проволочки сравнимо с периодом вынуждающих колебаний давления $\sim a/c_s$.

Такая запись уравнений предполагает усреднение свойств растянутой жидкости в масштабах среднего расстояния и времени распространения звука между порами. Используемое здесь представление о метастабильной жидкости как о непрерывной среде, содержащей полости, отвечает современной концепции метастабильных состояний [12]: по мере движения к спинодали появляются фрактальные свойства, подобные возникающим вблизи критической точки.

Масштаб среднего расстояния $\sim n_b^{-1/3}$ связан с плотностью пор через долю объема $X = \rho / \rho_l$, занимаемую плотной фазой: $1 - X = (4\pi b^3/3)n_b$. В меньших масштабах на движение пор успевает реагировать лишь непосредственно окружающая их плотная жидкость, и в уравнения (5.2), (5.3) вместо ρ и p должны войти параметры на границе областей плавления и испарения: плотность ρ_l и давление $p_l = mc_0^2(\rho_l - \rho_0) + \Gamma C_v \rho_l T$. Эти процессы, важные лишь сразу по завершении плавления, когда $n = 0$, препятствуют развитию пор. Вследствие быстротечности ими можно в дальнейшем пренебречь. Затем по инерции продолжающегося расширения жидкость попадает в область небольших растяжений. Здесь уравнение состояния (2.2) можно представить как результат 2-фазного усреднения $p = p_l X + mc_0^2 \rho_0(1 - X)$, где коллективное влияние пор описывается отрицательной (упругой) второй частью. В процессе роста пор за время $\sim a/c_s$ в их объем поступает вещество, испаренное со стенок. Давление nT , малое в первых циклах колебаний, позже, с выходом за время $> \tau_{ev}$ на насыщение $n = \rho \exp(-U/T)$, сравнивается с капиллярным. Здесь процесс переходит в область перегретой жидкости с всегда положительным давлением, и поры превращаются в пузыри пара, подобные тем, что образуются в объемно вскипающем металле. Интересна также возможность резонансных явлений в области размеров пор $b \approx (a/c_s)^{2/3}(\gamma / m\rho)^{1/3}$.

Перейдем к проволочкам докритического радиуса $a_0 < a_1$. Это – случай более высокой интенсивности джоулева нагрева: с ростом $\dot{I}_0$ увеличивается критический радиус, и все более тонкие проволочки взрываются в этом режиме. С приходом фронта волны расширения на ось здесь в зависимости от радиуса возможны две различные ситуации: 1) при весьма высокой интенсивности нагрева очень тонких проволочек $a_0 < a_2 < a_1$ фазовая траектория жидкости на оси попадает в область выше критической температуры, минуя область 2-фазных состояний; 2) при $a_2 < a_0 < a_1$ нагрев более умерен, и фазовая траектория достигает бинодали. В этом, последнем, случае из-за сдерживания расширения внешними слоями образуется перегретая жидкость, и возникают условия объемного вскипания и вызванного им резкого расширения. Динамика возникающих паровых пузырей вновь описывается уравнением (5.2), а кинетическое уравнение (5.3) можно свести к условию насыщения. Это сближает между собой случаи $a_0 > a_1$ и $a_2 < a_0 < a_1$.

Оценка a_2 получается подобно a_1 сравнением времени нагрева жидкости до критической температуры T_C со временем расширения:

$$a_2 \approx (\rho_0 C_0 T_0 \sigma_0 \dot{I}_0 \ln T_{m0}/T_0)^2/[C_v \rho_l T_C \sigma_l c_s]^3 \approx a_1[(\rho_0 T_0 \sigma_0)/(C_v \rho_l T_C \sigma_l)]^3. \quad (5.4)$$

В первую очередь здесь сказывается отношение температур $(T_0/T_C)^3$, обычно составляющее $\sim 10^{-6}$. Поэтому данный радиус интересен только для разрядов в диодах высоковольтных генераторов. В общем случае область значений входящих параметров нагретой до критической температуры жидкости весьма велика, а также есть опасность выйти, из-за роста импеданса нагрузки, за рамки заданного изменения тока.

Все это касается процессов во внутренней области проволочки. Конкуренцию им способны составить процессы, связанные с поверхностным испарением, усиливающимся по окончании плавления. Здесь определяющую роль играет метастабильная фаза типа непроводящего переохлажденного пара – механизм фазового взрыва [10]. Разлет продуктов такого взрыва сопровождается диспергированием жидкости, вследствие чего скорость процесса оказывается ниже скорости звука, и течение такого процесса оказывается несколько дольше, чем перегрев или сверхкритический нагрев жидкости вблизи оси. Поэтому, в случаях $a_0 > a_1$ и $a_2 < a_0 < a_1$ возможно комбинирование идущего извне фазового взрыва и процессов внутри жидкости. В результате возникает неоднородная структура разряда в виде внешней короны вокруг плотного керна. В случае же наиболее интенсивного ввода энергии в проволочки радиуса $a_0 < a_2 < a_1$ фазовый взрыв оказывается медленным процессом, и возникает плавное распределение плотности продуктов взрыва.

6. Следствия для пинчевых экспериментов с проволочками

Данных о состоянии и свойствах вещества керна, возникающего наряду с короной в случае взрыва проволочки $a_0 > a_2$, сегодня крайне мало. В частности, проведение расчетов затрудняет полная неясность путей протекания в нем тока. Из экспериментов с применением Х-пинч-диагностики известно [13], что керн представляет собой смесь пара и жидкости, имеющую пенообразную структуру. Снимки области взрыва, полученные тем же методом после окончания тока, показывают наличие вытянутых вдоль оси разряда структур, состоящих из малых капель. Эти структуры напоминают картину фрактальных нитей [14], полученную с помощью техники электронной микроскопии. Анизотропия структур здесь объясняется действием электрического поля. Заметим, что позднее состояние фрактальных кластеров в продуктах взрыва проволочек, впервые полученных в работе [15], хотя и не соответствует интересующей нас стадии взрыва, все же может рассматриваться как память о сложной кинетике в процессе расширения паров металла.

Эти представления позволяют предложить представления о путях протекания тока в веществе керна. В ходе формирования керна по любому из двух указанных выше механизмов взрыва возникает состояние вещества в виде смеси жидкости и пара. Пузыри пара, растущие в ходе джоулева нагрева жидкости, постепенно заполняют большую часть объема керна, увеличивая его размеры поперек оси. Это ведет к ячеистой структуре керна: пленки несущей ток жидкости разделяют области почти непроводящего пара. Повышенное энерговыделение в пленках ведет к их распаду на отдельные капли в паре, приводя к формированию коррелированной структуры. Размер капель, не превышающий 1 мкм, снизу может достигать 1 нм – радиус ~ $(e^2/\gamma)^{1/3}$, отвечающий балансу капиллярных и электрических сил в миниатюрной капле сконденсировавшегося вокруг иона пара. Единственный способ поддержания здесь тока связан с пробоем пара между ближайшими металлическими каплями. В результате возникает сложная сеть соединяющих капли токовых нитей, развивающаяся внутри керна вдоль его оси. В пределе можно считать, что она заключает в себе плазму, которая содержит все 1-кратно заряженные ионы пара, оставляя окружающий пар нейтральным. Толщина таких нитей определяется размерами b формирующих их капель, а длина l может существенно превысить длину l_0 взорванной проволочки. В итоге возникает картина, схожая с данным выше описанием фрактальных нитей.

Электрическое сопротивление керна в такой модели представляет сопротивление системы токовых нитей. Пренебрегая разветвлением нитей, рассмотрим систему в виде цепи N параллельных токов отдельных нитей. Переносимый в керне ток I_c пронизывает лишь часть его сечения πa_c^2. В газе эта часть определяется средней концентрацией 1-кратно заряженных ионов $\bar{Z}$, практически то же верно и для смеси пара и малых металлических капель высокой проводимости. Поэтому $Nb^2 = \bar{Z}a_c^2$. Сопротивление типичной нити, плазма которой имеет проводимость σ, связано с полным сопротивлением керна R_c как $R = l/\pi b^2\sigma = NR_c$. Поэтому ток нити определяется сопротивлением $R_c = l/\pi a_c^2(\bar{Z}\sigma)$, где выражение в скобках представляет среднюю проводимость вещества керна, и напряжением, общим для короны и каждой нити керна. В выражение тока, однородного в керне, I_0 вместо l войдет длина проволочки l_0. Отсюда, переносимый ток I_c

отличается от такого однородного тока фактором ослабления $f = I_c/I_0 = l_0/l$. Для спиралевидной нити из геометрических соображений можно написать оценку $f \approx b/a_c = (\bar{Z}/N)^{1/2}$. Можно также учесть изменение числа нитей по мере ионизации пара, и в частности, полное слияние в единый канал тока при полной ионизации $\bar{Z}=1$. Простейшей связью N и $\bar{Z}$ в этом случае служит степенной закон $N = 1/\bar{Z}^s$ с показателем $s > 0$, когда фактор ослабления $f \approx \bar{Z}^{(1+s)/2}$.

Таким образом, в процессе ионизации плотного пара вещества керна, содержащем мелкие капли жидкости, образуется случайная сеть плазменных нитей, связывающих отдельные капли. Оценки при $s = 1$ показывают, что при радиусе керна $a_c = 50 \div 100$ мкм фактор ослабления $f \approx \bar{Z} \approx 0.01$ при размерах капель $b \approx 1$ мкм. Этому отвечает число нитей тока $N \approx 100$. В ходе эволюции такие каналы могут ветвиться и сливаться, и в результате проводимость среды распределяется подобно плотности в пене, проявляя свойства фрактальной геометрии. Размерность геометрии такого проводника должна изменяться в связи с долей нейтрального пара $X_0 = X(1-\bar{Z})$ от $d \approx 1$ для системы тонких нитей до 3 для полной ионизации. Меньше 1 размерность стать не может, т.к. это приведет к обрыву нитей при замене плазменного участка нейтральным паром. Примером такого поведения может служить зависимость вида $d = 2 + (1 - X_0)^{1/2} - X_0^{1/2}$.

Заметим, что подобное развитие процесса ионизации, возможно, универсально. Оно может идти и в короне, где в ходе фазового взрыва металла также образуются капли и кластеры жидкости, а существенно меньшая плотность ускоряет превращение пара в плазму. Хотя все же, в короне отсутствуют специфические черты, связанные с более высокой степенью неидеальности плотной плазмы керна. Далее, рамки данной концепции можно расширить, применив ее к плавно распределенной среде взрыва проволочек радиусов $a_0 \sim a_2$. Здесь ход ионизации пара в околокритической области состояний тесно связан с возникновением заряженных электронных и ионных кластеров. Последние выступают в роли капель, участвующих в образовании тонких нитей тока. Поляризация образующих кластеры нейтральных атомов понижает потенциал ионизации, ведя к появлению металлических свойств: внутри плотных кластеров возникает зонная структура уровней валентных электронов. Заметим, что понижение порога ионизации лежит в основе перехода Мотта изолятор-проводник («ионизация давлением»). Проводимость в области параметров этого перехода обсуждается в работе [16].

Заключение

Таким образом, в ходе электрического взрыва тонких проводников в разных условиях можно реализовать несколько видов метастабильных состояний: перегретая либо расширенная жидкость внутри вещества проволочки, а вне проводника – пересыщенный пар. Механизмы их возникновения не альтернативны, а работают в сочетании друг с другом. Как следствие, возникает структура типа керн-корона. Только очень хорошие и тонкие проводники могут быть взорваны без образования такой структуры. Тем самым оказывается, что ни один из современных сценариев электрического взрыва проводников не может претендовать на исключительную роль исчерпывающего объяснения лежащих в основе взрыва процессов. Механизм фазового взрыва, наиболее универсальный среди них и полностью объясняющий поверхностные процессы формирования короны, по всей видимости, должен быть дополнен параллельно действующими внутри проводника механизмами объемного вскипания метастабильной (перегретой или расширенной) жидкости, ответственными за образование керна. Это – случай возникновения структуры типа «керн-корона». Альтернатива его – плавное распределение плотности вещества сверхкритически нагретого проводника, может быть реализована при очень интенсивном вводе энергии.

Литература

1. R.B. Spielman, C. Deeney, G.A. Chandler et all. *Phys. Plasmas.* V. 5, p. 2105 (1998); C. Deeney, C.A. Coverdale, M.R. Douglas et all. *Phys. Plasmas.* V. 6, p. 2081 (1999); T.W.L. Sanford, R.E. Olson, R.L. Bowers et all. *Phys. Rev. Lett*. V. 83, p. 551 (1999); T.J. Nash, M.S. Derzon, G.A. Chandler et all. *Phys. Plasmas.* V. 6, p. 2023 (1999).

2. T. Mehlhorn. Invited paper on 30-th EPS Conference on Controlled Fusion & Plasmas. July 10, 2003. St. Petersburg.

3. S.V. Lebedev et al. *Phys. Rev. Lett.* V. 81, p. 4152 (1998); *ibid*. V. 85, p. 98 (2000).

4. В.А. Бурцев, Н.В. Калинин, А.В. Лучинский. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. Энергоатомиздат: 1990.

5. W.G. Chace, H.K. Moor, editors. *Exploding wires.* N.Y.: Plenum press. V.1, 1959; V.2, 1964; V.3, 1965; V.4, 1968.

6. А.И. Савватимский, С.В. Лебедев. *УФН*. Т. 144, с. 215 (1984).

7. С.И. Ткаченко, К.В. Хищенко, В.С. Воробьев, П.Р. Левашов, И.В. Ломоносов, В.Е. Фортов. *Теплофиз. выс. температур.* Т. 39, с. 728 (2001).

8. F.D. Bennet. *High temperature exploding wires*. In: *Progress in high-temperuture physics and chemistry*, N.Y., Pergamon Press, 2, 1-63, 1968.

9. К.Б. Абрамова, В.П. Валицкий, Ю.В. Вандакулов, Н.А. Златин, Б.П. Перегуд. *ДАН СССР*. Т. 167, с. 778 (1966); К.Б. Абрамова, Н.А. Златин, Б.П. Перегуд. *ЖЭТФ*. Т. 69, с. 2007 (1975).

10. В.С. Воробьев, С.П. Малышенко, С.И. Ткаченко, В.Е. Фортов. Письма в ЖЭТФ, т. 75, с. 445 (2002); S.I. Tkachenko, V.S. Vorob'ev and S.P. Malyshenko. *J. Phys*. ***D****: Appl. Phys*. **37,** p. 495 (2004).

11. Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*. М.: Наука. 1966.

12. В.Г. Бойко, Ч.-Й. Могель, В.М. Сысоев, А.В. Чалый. *УФН.* Т. 161, с. 77 (1991).

13. D.H. Kalantar, and D.A. Hammer. *Phys. Rev. Lett.* V. 71, p. 3806 (1993); Г.В. Иваненков, А.Р. Мингалеев, С.А. Пикуз, В.М. Романова, В. Степневски В., Д. Хаммер, Т.А. Шелковенко. *ЖЭТФ*. Т. 114, с. 1216 (1998) [JETP **87**, 663, 1998].

14. А.А. Лушников, А.Е. Негин, А.В. Пахомов, Б.М. Смирнов. *УФН*. Т. 161, с. 113 (1991).

15. S.R. Forrest, T.A. Witten. *J. Phys.* Ser. A, v. 12, p. L109 (1979).

16. M.P. Desjarlais. *Contrib. Plasma Phys.* V. 41, No. 2-3, p. 267 (2001).