

## 4. ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ШАРОВОЙ МОЛНИИ

### 4.1. МОДЕЛИ ШАРОВОЙ МОЛНИИ

В настоящей главе предлагается и исследуется авторская модель шаровой молнии (ШМ). Прежде чем перейти к обсуждению модели, кратко рассмотрим современное состояние проблемы ШМ. Более полные обзоры можно найти, например, в [20-23, 56-58]. Со времен первого научного подхода к проблеме ШМ, осуществленного Ф. Араго в 19 веке, учеными было предложено множество моделей ШМ, однако указанная проблема до сих пор не решена, в частности, не удастся получить ШМ в лабораторных условиях. В последние годы, благодаря усилиям некоторых ученых, удалось сформировать банки данных о наблюдениях ШМ очевидцами. Один из крупнейших таких банков сформирован в Ярославском университете под руководством профессора А.И. Григорьева и насчитывает около 6000 описаний явления ШМ очевидцами. Статистическая обработка банков позволяет выработать статистический портрет явления ШМ. Например, по данным Б.М. Смирнова [56] можно указать следующие свойства ШМ:

1. Средний диаметр – 20 см
2. Среднее время жизни – 10 с
3. Шаровидная форма – 90%
4. Появление летом – 82%
5. Корреляционный коэффициент появления линейной и шаровой молний – 0,84
6. Появление внутри зданий – 50%
7. Наиболее распространенные цвета ШМ – красный, оранжевый, желтый – 62%

8. Связь с грозовым электричеством – 70% ШМ наблюдались в грозовую погоду

9. Характер возникновения ШМ

9.1. На проводниках – 57,5%

9.2. Из канала линейной молнии – 32%

10. Характер исчезновения ШМ

10.1. Взрыв – 51%

10.2. Медленное погасание – 40%

10.3. Распад на части – 40%

11. Средняя энергия – 10 кДж

Существует много моделей ШМ. На наш взгляд рабочая модель ШМ должна удовлетворять как минимум двум требованиям: во-первых, должна существовать возможность количественного расчета всех параметров модели, во-вторых, должна существовать принципиальная возможность экспериментальной проверки этой модели. Рассмотрим коротко три распространенных направления в моделировании ШМ: плазменные модели, модели ШМ с жестким каркасом и экзотические модели.

1. Плазменные модели.

Поскольку часто ШМ, светясь, свободно парит в воздухе, то естественно ее считать сгустком горячего газа, то есть плазмой. Однако плазменные модели наталкиваются, по крайней мере, на три принципиальных трудности. Во-первых, нагретой плазме воздуха нет препятствий для быстрого расширения и тем самым исчезновения; во-вторых, рекомбинация заряженных частиц в плазме, которой моделируется ШМ, происходит за доли секунды; в-третьих, плазма обычно квазинейтральна. Таким образом, заметная энергия не может быть сохранена в автономном плазменном образовании достаточно долго. Теоретики плазменных моделей придумывают различные хитроумные способы, чтобы обойти эти трудности, однако при этом модели становятся громоздкими и практически невозпроизводимыми как в теории, так и в эксперименте. Как

было отмечено, всё сказанное относится к автономным моделям, если же имеется внешний источник энергии, непрерывно ее подводящий, то ситуация изменяется. Так, например, П.Л. Капица при моделировании явления ШМ создавал в камере с гелием устойчивую светящуюся область шаровидной формы, находящуюся в газе и не соприкасающуюся со стенками [112]. Эта область представляла собой разряд сверхвысокой частоты (СВЧ-разряд, частота излучения более 1 МГц) и непрерывно снабжалась энергией от СВЧ генератора. Шаровая молния такого типа вполне может существовать, однако дальнейшие исследования показали, что реальность самостоятельного возникновения такой ШМ в атмосфере маловероятна.

## 2. Модели ШМ с жестким каркасом.

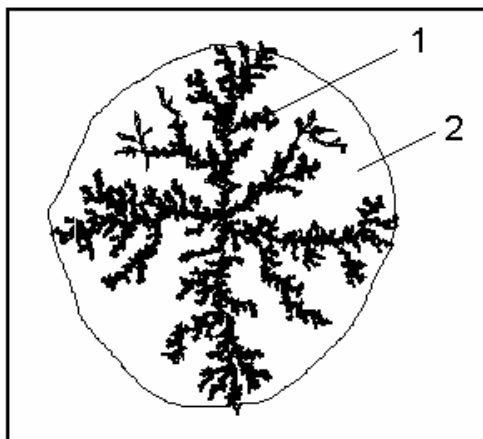


Рис. 4.1. Модель шаровой молнии с ядром типа фрактального кластера

В настоящее время многие исследователи, занимающиеся проблемой шаровой молнии, считают, что ШМ должна иметь жесткий каркас или ядро. Одна из таких моделей активно разрабатывается Б.М.Смирновым [23, 113]. Согласно его представлениям, шаровая молния – это фрактальный кластер, окруженный зоной горения (рис.4.1). Механизмы образования подобных кластеров и их состав могут быть различными [113]. Важно то, что большая пористость такого каркаса позволяет запастись большое количество химической энергии, которая высвобождается по мере протекания вокруг каркаса

химической реакции типа горения. Твердое вещество каркаса может гореть аналогично тому, как горят пиротехнические составы, содержащие Mg, окислы K, Na и другие вещества. Одним из окислителей в химической реакции предполагается озон, который образуется во время грозы. Учитывая пористость каркаса – фрактального кластера и то, что вокруг него формируется зона горения, то есть относительно теплая область, можно предположить, что вся система способна плавать в воздухе. Приведем пример описания одного из наблюдений явления ШМ, взятой из [22]. Наблюдение было сделано Я.В.Березовским весной 1945 г. в Германии. Примерно в 24 часа он лег отдыхать и поставил свой карабин у изголовья прикладом на пол. Проснулся он от сильного треска около головы («...Показалось, что выстрелил карабин...») и открыв глаза, увидел светящийся шар, который плавно летел вдоль стены параллельно полу. Обогнув печку, клубок вылетел в открытое окно. Утром при осмотре карабина выяснилось, что верхняя головка шомпола оплавлена, причем часть металла просто исчезла, оставив на шомполе лунку диаметром 5мм и глубиной 3мм. Исходя из этого описания можно предположить, что металл действительно испарился в результате индукционных токов при возможном предыдущем близком ударе линейной молнии. Затем произошла конденсация металла и образование нитевидной фрактальной структуры. Заметим, что существуют экспериментальные попытки пронаблюдать фрактальные кластеры в экспериментах по созданию шаровой молнии [114]. Описанный пример наблюдения ШМ позволяет определить объем и массу испарившегося металла. Считая лунку цилиндрической, а металл сталью, получим:

$$m_k = \rho V = \frac{1}{4} \pi d^2 h \rho \approx 0,46 \text{ г.}$$

А теперь сделаем следующую оценку. Определим,

каков должен быть радиус нагретого до  $T_1 \approx 900 \text{ K}$  (зона горения) шара, помещенного в окружающий воздух с температурой  $T_0 \approx 300 \text{ K}$ , чтобы архимедова сила была бы способной удержать этот шар вместе с каркасом в состоянии нейтральной плавучести. Имеем условие равновесия:

$m_k g + \rho_1 g V = \rho_0 g V_a$ ,  $\rho_{0,1}$  – плотности воздуха при температурах  $T_0 = 300K$  и  $T_1 = 900K$  соответственно. Из уравнения состояния воздуха получаем

$$\rho_0 = \frac{Mp_a}{RT_0}, \quad \rho_1 = \frac{Mp_a}{RT_1} \quad (p_a = 10^5 \text{ Па}). \quad \text{Учитывая, что } V = (4/3)\pi R^3, \quad \text{после}$$

несложных преобразований находим радиус пузыря:  $R = \left(\frac{9m_k}{8\pi\rho_0}\right)^{1/3} \approx 5 \text{ см.}$

Видим, что полученная оценка не расходится с наблюдательными данными о ШМ. Однако модель ШМ с ядром типа фрактального кластера обладает, на наш взгляд, рядом недостатков. Основной из них – это труднообъяснимый в рамках этой модели взрыв ШМ.

Авторскую модель, о которой речь пойдет ниже, также можно отнести к типу моделей с жестким каркасом

### 3. Экзотические модели.

К ним можно отнести представление ШМ в виде кусочков антивещества, маленьких черных дыр и т.д. Как правило, параметры этих моделей трудно рассчитать, тем более воспроизвести в эксперименте. Приятное исключение составляет модель ШМ, как магнитного монополя Дирака, предложенная В.К. Коршуновым [115]. Автор этой модели провел количественные расчеты последствий прохождения монополя Дирака (в предположении, что таковой существует) через атмосферу Земли. Результаты расчетов по ряду параметров согласуются с наблюдательными данными по ШМ.

Перейдем к изложению и исследованию авторской модели шаровой молнии [162, 163, 168, 169].

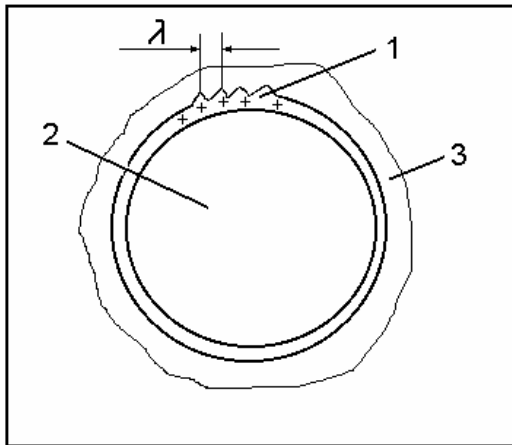


Рис. 4.2. Модель шаровой молнии с пузырьковым ядром, окруженным зоной горения

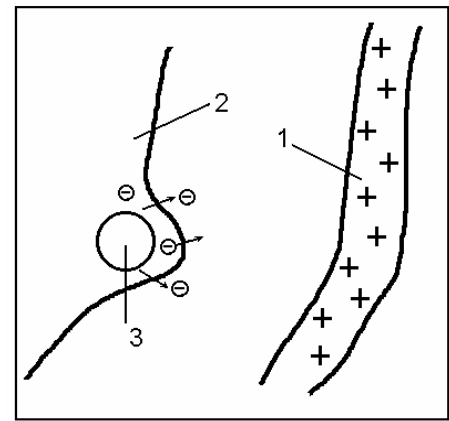


Рис. 4.3. Схема возникновения заряженного пузыря - шаровой молнии

Суть ее заключается в том, что ядро ШМ представляется в виде пузыря с электрически заряженной оболочкой из расплавленного или затвердевшего металла или силиката (рис. 4.2, 1 - оболочка, 2 - полость). В процессе возникновения такого объекта вокруг него формируется зона горения - 3, которая обеспечивает светимость ШМ. Химия реакции горения может быть такой же, как и в модели Б.М.Смирнова, поэтому не будем на ней подробно останавливаться. Подробней рассмотрим электрогидромеханические аспекты модели. Прежде всего, заметим, что механизм образования пузыря может быть следующим. При близком ударе линейной молнии 1 (рис. 4.3) в металле - 2 текут индукционные токи. В результате часть металла, содержащая газовый зародыш - 3, может оплавиться, и под действием избыточного заряда маленький пузырек вырастает в большой. (Именно по такому сценарию могли развиваться события в вышеописанном случае с шомполом). Полость внутри пузыря может содержать мало паров и газа и поэтому, по сути, может являться вакуумированной. Схлопывание такой полости аналогично небольшому взрыву. Нетрудно показать, что сила Архимеда, действующая на такой пузырь радиусом  $R \approx 5$  см, способна удерживать в состоянии нейтральной плавучести

массу  $m_k \approx 0,5г$ . Оценка энергии, необходимой для нагрева и плавления например железа такой массы, дает

$$W = m(c_T(T_f - T_0) + \chi) \approx 0,5(0,46 \cdot 10^3(1800 - 300) + 0,27 \cdot 10^6) \approx 0,5 \text{ кДж.} \quad (4.1)$$

Если жидкий пузырь полностью вакуумирован, то для поддержания его равновесного состояния в атмосфере требуется заряд на его поверхности. Действительно, условие равновесия сферического пузыря можно записать в виде

$$p_a + \frac{4\alpha}{R} = p_z + \frac{kq^2}{8\pi R^4}.$$

Здесь  $p_a$  – атмосферное давление,  $\alpha$  – коэффициент поверхностного натяжения жидкой оболочки,  $p_z$  – давление газа внутри пузыря. Считая давление газа пренебрежимо малым и выполненным условие  $4\alpha / p_a R \ll 1$ , из условия равновесия получим для заряда пузыря оценку

$$q = R^2(8\pi p_a / k)^{1/2} \approx 4,2 \cdot 10^{-5} \text{ Кл.}$$

Как показано в разделе 2.3 при таких зарядах равновесие поверхности вакуумированного пузыря неустойчиво по отношению к ее рифлению. При этом номер наиболее опасной сферической гармоники определяется соотношением

$$n_m = (6p_a R / \alpha)^{1/3}.$$

Так как длина волны рифления  $\lambda \approx 2\pi R / n_m$  (рис.4.2), то при  $\alpha \approx 10^3$  мН/м (металл) и  $R = 5$  см получаем оценку

$$\lambda = 2\pi R \left( \frac{\alpha}{6p_a R} \right)^{1/3} \approx 2 \text{ мм.}$$

Дальнейшая эволюция неустойчивых возмущений, в принципе, может привести к вытягиванию нитей из вершин выступов и формированию образования типа фрактала. Тем самым здесь пузырьковая модель и фрактальная модель ШМ могут иметь точку соприкосновения.

## 4.2. ГИДРОДИНАМИКА И ТЕПЛООБМЕН РАСТУЩЕГО ГОРЯЧЕГО ПУЗЫРЯ (ШМ) [167]

Рассмотрим динамику роста пузыря (ШМ), пользуясь результатами главы 2 и методом, изложенным в [94]. Пусть в начальный момент времени имеется сферический зародыш пузыря, у которого заданы радиус внутренней полости  $R_{10}$ , масса жидкой оболочки  $m$ , давление газа внутри пузыря  $p_{10}$  и электрический заряд на поверхности  $q$ . Будем считать, что рост пузыря происходит при постоянном заряде и неизменной массе оболочки, в процессе роста пузырь сохраняет сферическую форму. Внешнее давление обозначим  $p_0$ , а текущие радиусы оболочки  $R_1$  и  $R_2$ . Будем считать, что давление газа внутри пузыря по мере его роста изменяется по адиабатическому закону. В этих предположениях потенциальная энергия пузыря равна

$$W = \int 4\pi p_0 R_2^2 dR_2 - \int 4\pi p R_1^2 dR_1 + 4\pi\alpha(R_1^2 + R_2^2) + \frac{kq^2}{2R_2}, \quad p = p_0(R_{10}/R_1)^{3\gamma}. \quad (4.2)$$

После интегрирования, с учетом начального состояния, находим

$$W = \frac{4}{3}\pi p_0 R_2^3 + \frac{4\pi p_{10} R_{10}^{3\gamma}}{3(\gamma-1)} R_1^{-3(\gamma-1)} + 4\pi\alpha(R_1^2 + R_2^2) + \frac{kq^2}{2R_2}. \quad (4.3)$$

Пусть  $r$  – радиус произвольной сферы концентрической с  $R_1$  и  $R_2$  причем  $R_1 \leq r \leq R_2$ . Тогда в силу предположения о сферической симметрии роста пузыря имеем

$$\frac{4}{3}\pi(r^3 - R_1^3) = const, \quad r^2 \left( \frac{dr}{dt} \right) = R_1^2 \left( \frac{dR_1}{dt} \right). \quad (4.4)$$

В соответствии с этим кинетическую энергию можно записать в виде

$$K = \frac{1}{2} \int_{R_1}^{R_2} \left( \frac{dr}{dt} \right)^2 \rho 4\pi r^2 dr = 2\pi\rho \int_{R_1}^{R_2} \left( \frac{R_1^2}{r^2} \cdot \frac{dR_1}{dt} \right)^2 r^2 dr = 2\pi\rho R_1^4 \left( \frac{dR_1}{dt} \right)^2 \cdot \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right). \quad (4.5)$$

Согласно закону сохранения механической энергии имеем

$$K + W = W_0 = const,$$

$W_0$  – начальное значение потенциальной энергии пузыря



$$W_0 = \frac{4\pi}{3(\gamma-1)} R_{10}^3 p_{10} + 4\pi\alpha(R_{10}^2 + R_{20}^2) + \frac{kq^2}{2R_{20}} + 4\pi p_0 R_{20}^3. \quad (4.6)$$

Таким образом, для определения  $R(t)$  имеем следующее нелинейное дифференциальное уравнение:

$$\frac{2\pi\rho R_1^3(R_2 - R_1)}{R_2} \left( \frac{dR_1}{dt} \right)^2 = W_0 - W(R_1, R_2), \quad (4.7)$$

где  $W$  и  $W_0$  определены по (4.3) и (4.6) соответственно. Уравнение (4.7) нужно проинтегрировать, учитывая, что в силу постоянства массы оболочки

$$R_2 = \left( \frac{3m}{4\pi\rho} + R_1^3 \right)^{1/3}. \quad (4.8)$$

Система (4.7), (4.8) интегрировалась численно. В программе предусматривалось вычисление скорости роста  $v$ , внутреннего радиуса  $R_1$ , толщины оболочки  $h = R_2 - R_1$  и времени роста  $t_m$ . Счет прекращался в момент, когда начинало выполняться условие

$$v = \left( \frac{dR_1}{dt} \right)_{t=t_m} \leq 0.$$

Было сделано несколько вариантов расчета. В первом варианте задавался заряд оболочки равный  $1,6 * 10^{-6}$  Кл. Остальные параметры выбирались следующими:

$$p_{02} = p_0 = 10^5 \text{ Па}, \alpha = 0,9 \text{ Дж} / \text{м}^2, \rho = 8 * 10^3 \text{ кг} / \text{м}^3,$$

$$R_{10} = 0,5 \text{ мм}, \quad m = 0,5 \text{ г}.$$

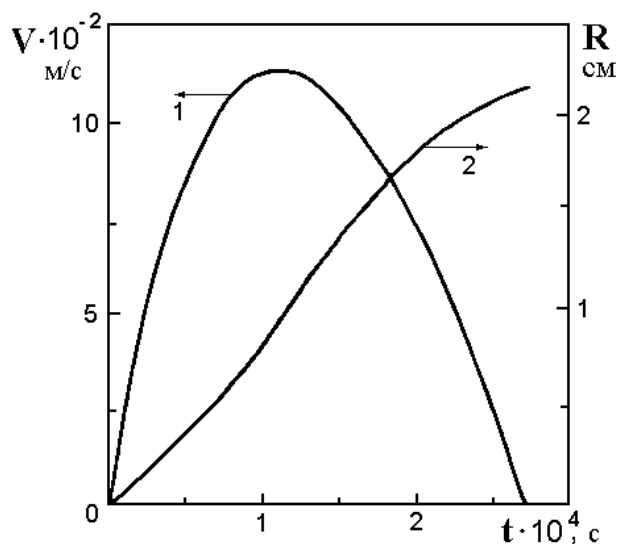


Рис. 4.4. Зависимости скорости роста и радиуса пузыря от времени

Шаг по времени выбирался равным  $\Delta t = 10^{-8} \text{ с}$ . Результаты расчетов представлены на рис.4.4. Видно, что за время  $t_{\text{max}} = 2,7 * 10^{-4} \text{ с}$  пузырь вырастает до радиуса 2,14 см (толщина оболочки при этом  $h = 10^{-3} \text{ см}$ ). Во втором варианте расчетов полагалось:  $p_{10} = 10^{10} \text{ Па}$ ,  $q = 0$  (электрический заряд отсутствует), остальные параметры имели прежние значения. Характер роста при этом оставался подобным, представленному на рис.4.4 с той разницей, что начальный участок носил ещё более выраженный взрывообразный характер. За время  $t \approx 1 \text{ мкс}$  скорость роста достигала максимального значения 500 м/с. За время  $t_{\text{max}} = 1,9 * 10^{-4} \text{ с}$  пузырь вырастает до  $R_1 = 3,14 \text{ см}$  (толщина оболочки  $h = 0,5 * 10^{-5} \text{ м}$ ). Отметим, что давление  $10^{10} \text{ Па}$ , вообще говоря, не является экзотикой. В [116] отмечается, что при взрывной электронной эмиссии с высоковольтного катода при испарении металла давление в образующейся плазме достигает значений  $10^9 \text{ Па}$ . (Напряжение на катоде около 10 кВ, длительность импульса напряжения около  $10^{-7} \text{ с}$ ).

Перейдём к рассмотрению процесса охлаждения пузыря. При этом будем пока считать, что горение не возникает и пузырь может только охлаждаться за счёт радиационного и молекулярного теплообмена с окружающей средой. Сначала

отдельно рассмотрим охлаждение за счёт излучения. Если излучение считать близким к равновесному для абсолютно чёрного тела, то изменение внутренней энергии оболочки за единицу времени

$$\frac{dW_T}{dt} = -\sigma T^4 4\pi R_2^2, \quad (4.9)$$

$\sigma$  – постоянная Стефана-Больцмана,  $dW_T = cmdT$ ,  $c$  – удельная теплоёмкость,  $m$  – масса оболочки. Интегрируя (4.9), получаем выражение для температуры как функции времени в виде

$$T(t) = T_{00} \left[ 1 + \frac{12\pi\sigma}{cm} T_{00}^3 J(t) \right]^{-1/3}, \quad J(t) = \int_0^t R_2^2(t) dt, \quad (4.10)$$

$T_{00}$  – начальная температура оболочки. В программе предусматривалось вычисление интеграла  $J(t)$ . Оказалось, что его значение для приведенных выше параметров не превышает  $10^{-7} \text{ м}^2 \text{ с}$ . При таких значениях  $J$  и  $T_{00} = 2 * 10^3 \text{ K}$  с высокой степенью точности  $T(t) \approx T_{00}$  вплоть до  $t = t_{\max}$ , то есть температура оболочки за счёт излучения в процессе роста пузыря практически не изменяется.

Проанализируем теперь процесс охлаждения пузыря за счёт теплопроводности. Запишем уравнение теплопроводности в сферических координатах, считая, что температура оболочки зависит только от радиальной координаты

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial T}{\partial r} r^2 \right), \quad R_1 \leq r \leq R_2. \quad (4.11)$$

В качестве граничных условий выберем

$$\left( \frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=R_1} = 0, \quad T(r = R_2) = 300 \text{ K}, \quad (4.12)$$

что означает отсутствие теплового потока внутрь оболочки и изотермичность верхней границы оболочки, 300 K температура окружающей среды. Начальную температуру оболочки выберем равной:  $T(t = 0) = 2 * 10^3 \text{ K}$ . Краевая задача

(4.11)-(4.12) решалась численно, совместно с вычислением  $R_1(t)$ . Для уравнения (4.11) использовалась простая явная схема [117]. В конечноразностной форме уравнение (4.11) имеет вид

$$T_i^{(n+1)} = T_i^{(n)} + \frac{\chi \Delta t}{r \Delta h^2} [(r + \Delta h) T_{i+1}^{(n)} - 2r T_i^{(n)} + (r - \Delta h) T_{i-1}^{(n)}], \quad r = R_1 + i \Delta h. \quad (4.13)$$

Коэффициент температуропроводности выбирался равным  $\chi = 10^{-5} \text{ м}^2 / \text{с}$  (железо, сталь). Вся толщина оболочки разбивалась на 16 отрезков. Тем самым шаг по координате составлял  $\Delta h = \frac{1}{16}(R_2 - R_1)$ . Так как  $(R_2 - R_1)$  уменьшается со временем, то для выполнения условия устойчивости численной схемы шаг по времени так же приходилось уменьшать. Результаты расчета температуры в центре оболочки  $T(r = h/2)$  в зависимости от времени представлены на рис.4.5. Параметры те же, что и для рис.4.4. Видно, что оболочка остывает гораздо раньше (за время порядка  $2 \cdot 10^{-4} \text{ с}$ ), чем прекратится рост пузыря. Тем самым оболочка может сохраниться жидкой, а пузырь вырасти до наблюдаемых размеров, только в том случае, если на определённом этапе роста возникает выделение тепла в результате горения, что и предполагается в предлагаемой модели шаровой молнии.

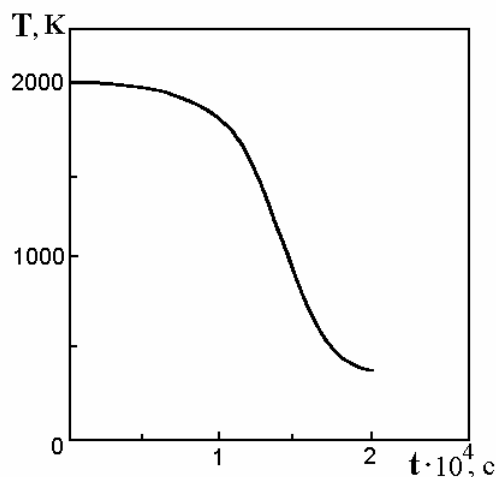


Рис. 4.5. Зависимость температуры середины оболочки пузыря от времени

#### **4.3. К ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОТЕПЛОВОГО ВЗРЫВА, ПРОИЗВОДИМОГО МОЛНИЕЙ. ВЗРЫВНОЙ РЕЛАКСАЦИОННЫЙ ПРОЦЕСС**

В одном из опубликованных наблюдений шаровой молнии очевидцами [118], говорится, что шаровая молния, диаметром примерно 40 см, опустилась из грозовой тучи и коснулась деревянной опоры телеграфно-телефонной линии. В результате раздался взрыв, тот столб, которого коснулась молния, был разбит до основания на щепки разных размеров. Всего, в той или иной степени, вдоль линии было повреждено 12 столбов. Характер повреждений - расщепления дерева. Это событие произошло в июле 1952 г. в Волгоградской области. Автору настоящей работы удалось наблюдать аналогичные разрушения (уже после того как они случились) в июле 1994 года в Глазовском районе Удмуртии и Кудымкарском районе Пермской области в августе 1996 г.



Рис. 4.6. Наиболее сильно разрушенная молнией (до бандаж) опора линии электропередачи в Глазовском районе (фото Ешметьева А.С.)



Рис. 4.7. Опора, соседняя с изображенной на рис. 4.6 (фото Ешметьева А.С.)

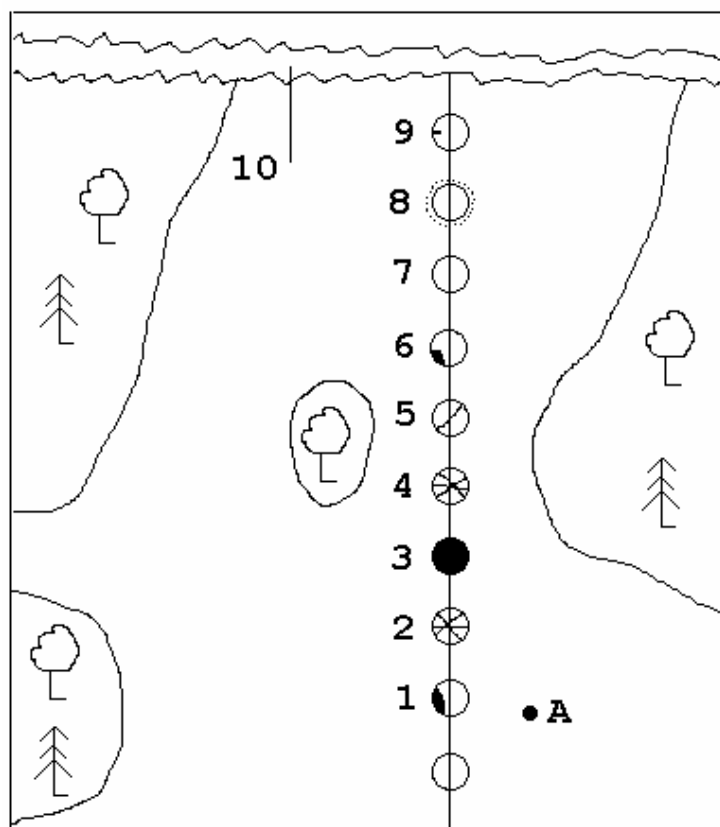


Рис. 4.8. План местности Глазовского района, где молнией повредило 8 опор линии электропередач

В Глазовском районе от молнии пострадала линия электропередач 10 кВ. Одна из опор (назовем ее эпицентральной) была разрушена до бандаж (рис.4.6, фото А.С. Ешметьева). Соседние опоры сильно расщеплены (рис.4.7). Всего вдоль линии было повреждено 8 опор. Все провода были целыми (просто лежали на земле), нигде не было обнаружено следов ожогов. Местность, где проходит линия, холмистая и глинистая. План местности изображен на рис.4.8. Самая высокая точка холма обозначена буквой А. Числом 10 отмечен небольшой овраг. Эпицентральный столб отмечен цифрой 3. Все, так или иначе отмеченные на рис.3 опоры, имеют разрушения, опора 7 не повреждена. Опора 8 распухла от увеличения размера трещин, у опоры 9 сколота щепы. Все сколы дерева начинались с металлических крючьев, на которых крепятся изоляторы.

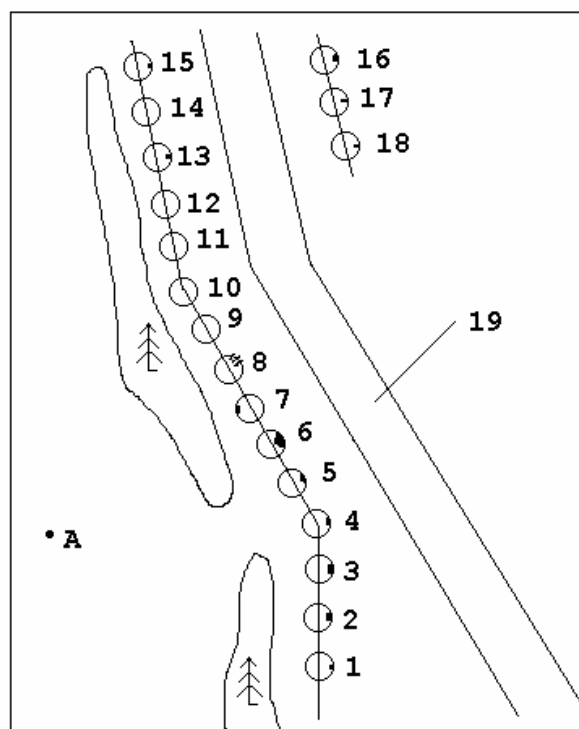


Рис. 4.9. План местности в Пермской области, где молнией повреждено 18 деревянных опор радиотрансляционной (телефонной) линии



Рис. 4.10. От наиболее сильно пострадавшей опоры N 6 (рис.4.9) отколота щепа



Рис. 4.11. Характерные сколы щеп от металлических аксессуаров опоры N 4 (рис.4.9)



В Кудымкарском районе аналогичным разрушениям подверглась двухпроводная линия (по-видимому, телефонная или радиотрансляционная). Масштаб разрушений отдельных опор здесь меньше, чем в случае линии электропередач, но количество поврежденных опор больше. Местность также возвышенная, ее план изображен на рис.4.9. Самая высокая точка также отмечена буквой А. Числом 19 отмечено шоссе. Из пятнадцати опор, отмеченных на левой от шоссе линии, повреждено 10. Самое большое повреждение имела опора 6, у нее была сколота щепы размерами примерно  $0,10 \times 0,10 \times 4 \text{ м}^3$  (рис.4.10, фото автора). Все остальные повреждения - это тоже сколы или трещины, без каких либо следов ожогов, начало сколов идет от металлических крюков на опорах, либо от металлических частей бандажа. Характерные сколы показаны на рис.4.11 (1 - скол от крюка, 2 - скол от верхнего бандажа, 3 - скол от нижнего бандажа). Интересно отметить, что ширина и глубина скола пропорциональна его длине. Заметим также, что небольшие повреждения, типа расщепления вершин, имелись и на трех опорах 16, 17, 18 другой линии, идущей справа от шоссе. Причем у автора сложилось впечатление, что эти повреждения произошли раньше, чем на левой линии (дерево на сколах потемнело).

Из результатов наблюдений можно сделать следующие выводы.

1. Вероятнее всего разрушения опор есть следствие высоковольтного разряда в столбиках воды, находящейся в трещинах столбов. При разряде вода быстро вскипает и давление пара разрывает древесину. Такая гипотеза высказывалась в литературе и ранее (см., например, [119]), однако без каких-либо серьезных расчетов. Ниже будет предложена теория электротеплового взрыва деревянных опор [177].

2. Электрическое напряжение от молнии передается проводам и другим металлическим аксессуарам опор и уже с них идет разряд на землю. Покажем, что в этом случае, в соответствии с рис.4.11, локальный масштаб разрушений пропорционален длине разрядного промежутка. Пусть напряженность пробоя,

характерная для данных условий, равна  $E_p$ . Тогда напряжение пробоя  $U_p = E_p l$ ,  $l$  - длина разрядного промежутка. Энергия, запасенная в конденсаторе, обкладками которого являются металлический аксессуар опоры и земля, равна

$$W = \frac{CU^2}{2} = \frac{\epsilon_0 S E_p^2 l}{2}$$

Видно, что выделяющаяся при разряде энергия, а следовательно и объем разрушений, пропорциональны длине разрядного промежутка.

3. Взрывным вскипанием воды в микротрещинах можно объяснить и другие эффекты, описанные очевидцами шаровой молнии, такие как образование канавки в стволе сосны при прохождении вдоль него шаровой молнии [120], разрушение камня-валуна ШМ [118].

4. Взрывное вскипание воды не обязательно должно быть следствием квазистационарного электрического разряда, оно может быть и следствием достаточно мощного СВЧ-разряда (вспомним как иногда в бытовых микроволновых печах происходят маленькие взрывы).

5. Возможно, что описанные выше разрушения деревянных опор связаны исключительно с ударом линейной молнии.

На основе наблюдаемых фактов разрушений деревянных опор линии электропередач молнией предложим следующую теорию их электротеплового взрыва [177].

В качестве одной из рабочих гипотез механизма разрушения деревянных опор рассмотрим следующую. Во время дождя микротрещины столба, за счет капиллярного эффекта, впитывают в себя воду и удерживают ее там определенное время. Если теперь на столб подается достаточно высокое напряжение, то через воду идет электрический ток, который может нагреть ее до температуры кипения и испарить. При этом давление пара может оказаться настолько большим, а вскипание настолько быстрым, что весь процесс будет носить взрывной характер и столб разорвет. Предложенное гипотетическое

описание процесса взрыва столба очень напоминает известное явление электрического взрыва проводников, наблюдающееся в лабораторных условиях [121, 122]. Поэтому, для количественного описания взрыва столбов воспользуемся методами теоретического описания электрического взрыва проволочек [122].

Один пролет проводов и одну опору представим эквивалентной электрической схемой в виде колебательного контура, содержащего емкость  $C$ , сопротивление  $R$ , и индуктивность  $L$  (рис.4.12). В начальный момент времени емкость заряжается до напряжения  $U_0$  и затем разряжается через сопротивление

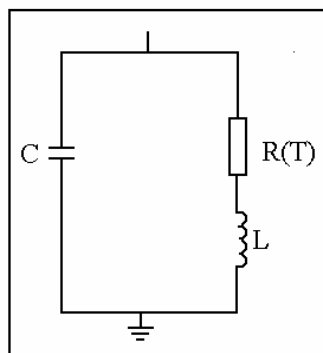


Рис. 4.12. Эквивалентная электрическая схема опоры и одного пролета проводов

и индуктивность. Так как температура проводника (воды) меняется, то изменяется и величина сопротивления. При этом, в отличие от проволочек, сразу после повышения температуры, и вплоть до вскипания, электропроводность воды растет (сопротивление падает). Аппроксимируем эту зависимость функцией

$$\rho = \rho_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^n, \quad (4.14)$$

$\rho_0$  - начальное значение удельного сопротивления воды,  $T$  - абсолютная температура. Выбрав  $T_0 = 293K$  и учитывая экспериментальные данные по электропроводности предельно чистой воды в зависимости от температуры

[101], можно положить  $n=14$ . Тогда (4.14) достаточно хорошо описывает экспериментальный участок  $\rho(T)$  и для сопротивления  $R$  имеем

$$R = R_0 \left( \frac{T_0}{T} \right)^{14}, \quad T < T_k. \quad (4.15)$$

$T_k$  - температура кипения воды. Законы Ома, Фарадея и Джоуля-Ленца дают уравнения

$$L \frac{d^2 I}{dt^2} + \frac{d}{dt}(IR) + \frac{I}{C} = 0, \quad I^2 R = c_T m_o \frac{dT}{dt}, \quad T < T_k, \quad (4.16)$$

$m_o$  - масса воды в трещине,  $c_T$  - удельная теплоемкость воды. Запишем систему уравнений (4.15)-(4.16) в безразмерном виде, выбрав в качестве единиц измерения

$$[T] = T_0, \quad [R] = R_0, \quad [t] = R_0 C, \quad [U] = U_0, \quad [I] = U_0 / R_0, \quad [L] = R_0^2 C.$$

$U$  - падение напряжения на сопротивлении  $R$ . Тогда получим

$$Z \frac{d^2 i}{d\tau^2} + \frac{d}{d\tau} \left( \frac{i}{\Theta^n} \right) + i = 0, \quad \frac{d\Theta}{d\tau} = \frac{W i^2}{\Theta^n}, \quad W = \frac{2W_e}{c_T m_o T_0}, \quad W_e = \frac{C U_0^2}{2}, \quad (4.17)$$

$$Z = L / R_0^2 C, \quad U = \frac{i}{\Theta^n}, \quad n=14, \quad \Theta < \Theta_K.$$

$i$ ,  $\Theta$ ,  $\tau$  - безразмерные ток, температура и время. В систему (4.15), (4.17) вошли следующие внешние (управляющие) параметры: -  $W$  отношение запасенной электрической энергии к тепловой в массе воды  $m_o$ .  $\Theta_K$  - безразмерная температура вскипания, определяемая давлением взрыва (напряжением разрыва дерева);  $n=14$  - показатель степени в зависимости сопротивления воды от температуры;  $Z$  - безразмерная индуктивность контура.

Из литературы известно, что прочность дерева на разрыв в различных направлениях, по отношению к направлению волокон, составляет от нескольких кПа до нескольких МПа [123]. Разрушение дерева под действием высокого давления может происходить по крайней мере двумя способами. Один из них был предложен выше. Для установления другого рассмотрим

следующие предельные случаи. Пусть нагрев воды в трещине-капилляре происходит достаточно медленно, так, что возрастающее с ростом температуры давление воды успевает сравняться с атмосферным в результате термического расширения. Тогда кипение воды произойдет как в обычном открытом сосуде и никаких разрушений не будет. В другом предельном случае пусть нагрев воды происходит настолько быстро, что расширяться она практически не успевает. В этом случае почти изохорического процесса давление в жидкости очень сильно возрастает с ростом температуры. Имеем  $\frac{dp}{dT} = -\frac{\beta_T}{\beta_p}$ . Здесь  $\beta_T$  - коэффициент термического расширения,  $\beta_p$  - коэффициент объемного сжатия. Поскольку по порядку величины [124]  $\beta_T \geq 10^{-4} \text{ К}^{-1}$ ,  $\beta_p \approx 2 \cdot 10^9 \text{ Па}^{-1}$ , то возрастание давления может составлять нескольких атмосфер при нагреве на 1К. Эту ситуацию можно охарактеризовать как гидравлический удар, который, при определенных условиях, может привести к разрыву дерева (первый способ). Качественно этот

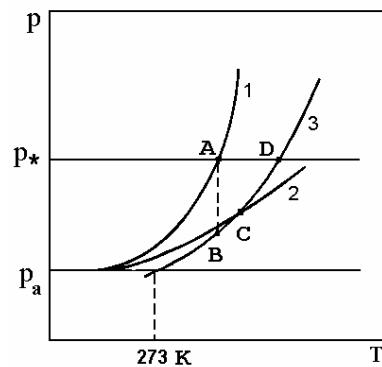


Рис. 4.13. Качественные зависимости давления в жидком столбике от температуры

рост давления показан на рис.4.13 линиями 1 и 2. Горизонтальные прямые  $p_a$  и  $p_*$  соответствуют атмосферному давлению и давлению (напряжению) разрушения древесины. Линия 3 соответствует кривой фазового равновесия Клапейрона-Клаузиуса. Если рост давления воды происходит по линии 1, то в точке A начинается разрушение древесины и последующее расширение

приводит к вскипанию жидкости в точке В. Если же рост давления происходит по линии 2, то в точке С начнется кипение воды, заканчивающееся в точке D разрушением древесины (второй способ).

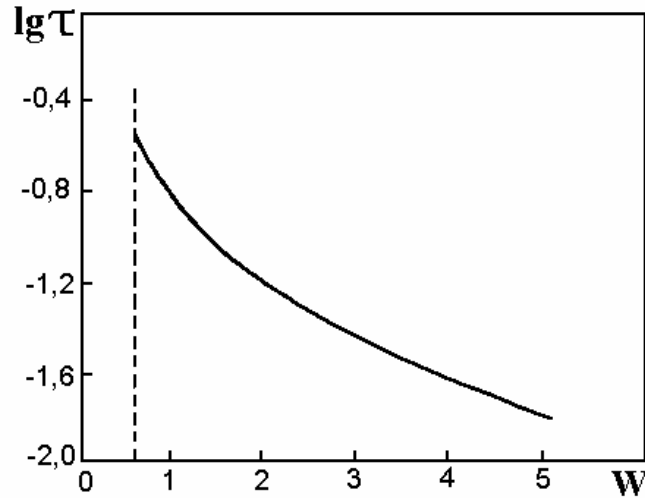


Рис. 4.14. Зависимость логарифма безразмерного времени нагрева воды в трещине от величины подведенной энергии в относительных единицах

Численное интегрирование уравнений (4.17) при  $L = 0$  и с начальными условиями  $i_0 = \Theta_0 = U_0 = 1$  дает возможность проследить как зависит время нагрева столбика воды в трещине до температуры 373К в зависимости от величины подведенной энергии  $W$ . На рис.4.14 показан график зависимости логарифма безразмерного времени нагрева воды до 373К от параметра  $W$ . Видно, что при  $W < 0,55$  вода вообще не нагревается до 373К, а время нагрева при  $W_1 = 0,55$  близко к времени релаксации контура  $\tau_0 \approx R_0 C$ . При увеличении  $W$  до значения  $W = 2$  время нагрева уменьшается уже на порядок. Таким образом, значение параметра  $W_1 = 0,55$  можно считать наименьшим критическим значением при котором возможно разрушение деревянной опоры не только по первому способу, но и вообще.

Чтобы найти критическое значение  $W$  для разрушения столба по второму способу, учтем, что на кривой фазового равновесия температура кипения зависит от давления согласно уравнению Клапейрона-Клаузиуса

$$T_k = \frac{T_{0K}}{1 - (R_T T_{0K} / \kappa \mu) \ln(p_* / p_a)} . \quad (4.18)$$

Здесь  $R_T = 8,31 \text{ Дж/К} \cdot \text{моль}$ ,  $\kappa = 2,26 \text{ МДж/кг}$ ,  $\mu = 18 \cdot 10^{-3} \text{ кг/моль}$ ,  $p_a = 10^5 \text{ Па}$ ,  $T_{0K} = 373 \text{ К}$ .

Считая, что при достижении температуры кипения все джоулево тепло идет на испарение воды, запишем закон сохранения энергии при  $\Theta = \Theta_K$  в виде

$$\kappa \frac{dm}{dt} = I^2 R , \quad \text{при } \Theta = \Theta_K , \quad (4.19)$$

$\kappa$  - удельная теплота парообразования,  $m$  - масса испарившейся воды к моменту времени  $t$ . Предположим, что при кипении столбика воды площадь его сечения уменьшается пропорционально количеству испарившейся жидкости, тогда как удельное сопротивление воды остается постоянным  $\rho = \rho(\Theta_K)$ , как и длина столбика  $l$ , а пар практически не проводит ток. Тогда, меняющееся со временем сопротивление столбика можно представить так

$$R = R(\Theta_K) \frac{m_0}{m_0 - m} . \quad (4.20)$$

Подставим это выражение в (4.19), обезразмерим полученное равенство и проинтегрируем его от начала вскипания до полного испарения всей массы воды  $m_0$ . Тогда получим следующее условие взрывного вскипания:

$$\int_{\tau_k}^{\tau_B} i^2 d\tau = \frac{\Theta_K^n \gamma}{2W} , \quad \gamma = \frac{\kappa}{c_T T_0} \approx 1,84 . \quad (4.21)$$

Здесь  $\tau_k$  и  $\tau_B$  - времена начала и конца процесса кипения.

Система уравнений (4.17), (4.21) интегрировалась численно в случаях: 1) индуктивность контура точно равна нулю, 2) индуктивность контура конечна. Необходимость в таком отдельном рассмотрении связана с тем, что в первом случае имеем дифференциальное уравнение первого порядка, а во втором - второго. Тем самым, при численном решении уравнения второго порядка могут возникнуть трудности, связанные с малостью коэффициента

при старшей производной. При  $h=0$  интегрирование проводилось с начальными условиями:  $i_0 = \Theta_0 = U_0 = 1$  при различных значениях параметра  $W$ . Счет прекращался при выполнении одного из условий: либо достигается  $i < 0,001$  и тогда взрыва не происходит, либо в некоторый момент времени оказывается выполненным условие взрыва (4.21). При этом для давления разрыва дерева брались два крайних значения  $p=1\text{кПа}$  и  $w = \frac{2W_\epsilon}{c_p m_0 T_0}$  МПа. Оказалось, что вода нагревается до температуры кипения и превращается в пар, то есть происходит взрыв, начиная с  $W_2 = 2,45$ , если  $p=1\text{кПа}$  и с  $W_3 = 2,88$ , если  $p=1\text{МПа}$ . Такая слабая чувствительность критического значения  $W$  к изменению давления разрыва связана, очевидно, с логарифмическим характером зависимости (4.18).

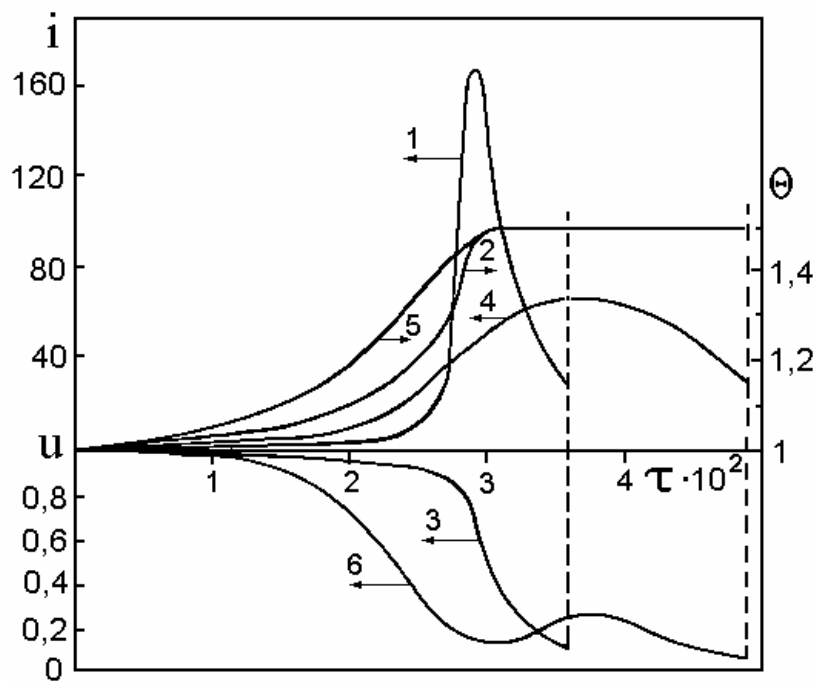


Рис. 4.15. Зависимости силы тока, температуры воды и падения напряжения от времени (все величины безразмерные). Вертикальные прерывистые прямые соответствуют моментам взрывного вскипания всей воды в трещине

Характерные зависимости силы тока, температуры воды и падения напряжения от времени для случая  $L=0$ ,  $W=2,9$  и  $p_*=1\text{МПа}$  показаны на рис.4.15 (кривые 1, 2, 3 соответственно). Вертикальная штриховая линия соответствует моменту испарения (вскипания) всей нагретой до температуры



кипения воды, то есть взрыву. Видно, что процесс имеет именно взрывной характер: его длительность составляет  $\sim 3,6 \cdot 10^{-2}$  времени релаксации и за короткий промежуток времени сила тока возрастает более чем в 160 раз.

Перейдем к обсуждению результатов численного интегрирования полной системы уравнений (4.17)-(4.21) при  $L \neq 0$ . В качестве начальных условий теперь выбирались следующие:

$$i_0 = 0, \quad \Theta_0 = U_0 = 1, \quad \left( \frac{di}{d\tau} \right)_{\tau=0} = \frac{1}{Z}. \quad (4.22)$$

На рис.4.15 показаны характерные зависимости силы тока, температуры и падения напряжения от времени при  $Z = 10^{-4}$  и  $W = 3,9$  (кривые 4, 5, 6 соответственно). Вертикальная прерывистая линия соответствует моменту взрыва. Как и следовало ожидать, наличие индуктивности уменьшает максимальную величину силы тока и увеличивает длительность процесса. Возрастает при этом и минимальная величина параметра  $W_m$ , необходимого для взрыва. Графики зависимости  $W_m$  от логарифма безразмерной индуктивности

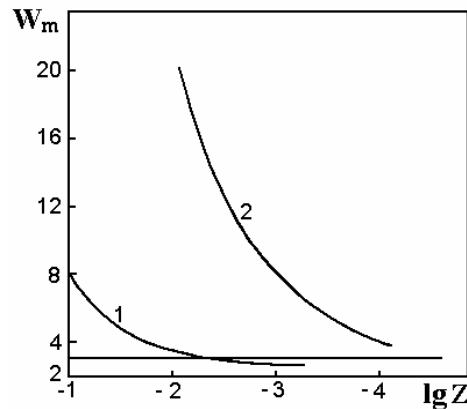


Рис. 4.16. Зависимости безразмерной энергии, необходимой для взрыва, от логарифма безразмерной индуктивности

показаны на рис.4.16. Кривая 1 соответствует  $p=1$  кПа, а кривая 2 -  $p=1$  МПа. Видно, что с уменьшением  $L$  минимальный параметр взрыва асимптотически стремится к значениям, получающимся при  $L = 0$ .

Так как параметр  $W$  зависит от отношения двух внешних параметров:  $W_e$  - запасенной электрической энергии и  $m_0$  -массы испарившейся жидкости, то ясно, что при выполнении условия взрыва количество испарившейся воды, а следовательно и масштаб разрушений, будет тем больше, чем больше величина подведенной энергии  $W_e$ .

Сделаем некоторые оценки размерных величин. Предположим, что вдоль деревянного столба длиной  $l=6$  м имеется трещина, в которой собрался столбик воды со средним сечением  $S=1$  мм<sup>2</sup>. Найдём массу этой воды:  $m = \gamma l S = 6 \cdot 10^{-3}$  кг.

Используя условие взрыва по минимальным значениям  $W_1 = 0,55$  и  $W_2 = 2,45$  при  $L = 0$ , вычислим электрическую энергию, необходимую для разрушения столба по первому и второму способам

$$W_{e1} = \frac{W_1 c_T m_0 T_0}{2} \approx 2,0 \text{ кДж}, \quad W_{e2} = 8,9 \text{ кДж}. \quad (4.23)$$

Выполненные оценки электрической энергии, необходимой для взрыва, можно отнести к оценке энергии шаровой молнии. Тогда видно, что найденный диапазон значений близок к среднестатистической энергии шаровой молнии, которая, по данным [56], составляет  $\sim 10$  кДж.

Оценим начальное сопротивление столбика воды, считая при этом, что вода чистая, перегнанная в присутствии воздуха и ее удельная электропроводность равна [101]:  $\sigma_0 = 4 \cdot 10^{-4}$  Ом<sup>-1</sup> м<sup>-1</sup>. Тогда

$$R_0 = \frac{l}{\sigma_0 S} \approx 1,5 \cdot 10^{10} \text{ Ом}.$$

Оценим, также, ёмкость системы, полагая, что в качестве таковой служит провод воздушной линии длиной  $l_1$  и земля. Тогда имеем

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0 l_1}{\ln(2h/r)},$$

$h$  - высота провода над землей,  $r$  - его радиус. Если принять  $h = 6$  м,  $r = 2$  мм, то  $C \approx 10^{-9}$  Ф. Такие оценки приводят к следующему значению времени релаксации системы:

$$\tau_0 = R_0 C \approx 15 \text{ с.}$$

В этом случае время развития взрыва при  $W = 2,5$  равно

$$t_* \approx 3,6 \cdot 10^{-2} \cdot \tau_0 = 0,54 \text{ с.}$$

Средняя мощность взрыва оказывается равной

$$P_e = \frac{W_e}{t_*} \approx 16 \text{ кВт.}$$

Отметим, что если ток идет по нескольким параллельным трещинам, то увеличится масса нагреваемой воды  $m_0$ , увеличится количество необходимой энергии, уменьшится сопротивление  $R_0$  и, следовательно, резко возрастет мощность взрыва, а с нею и степень разрушений. При тех же условиях начальное напряжение на емкости

$$U_0 = \sqrt{\frac{2W_{e2}}{C}} \approx 130 \text{ кВ.}$$

Если всю выделившуюся при взрыве энергию отнести к электрической энергии, которой первоначально обладала шаровая молния радиусом  $r_0 = 20$  см, то можно также оценить величину электрического заряда на ней

$$q = \sqrt{8\pi\epsilon_0 W_{e2} r_0} \approx 6,3 \cdot 10^{-4} \text{ Кл.}$$

По поводу полученной оценки сделаем следующие замечания. Во-первых, в разделе 4.1 для заряда ШМ была получена оценка  $4,2 \cdot 10^{-5}$  Кл, что не слишком сильно отличается от обсуждаемой оценки. Во-вторых, такой величины заряды ШМ может приобрести в результате неоднородного горения во внешнем электрическом поле по схеме, аналогичной зарядке неоднородно испаряющихся капель (см. главу 3).

В заключение еще раз отметим, что, во-первых, все вычисления остаются справедливыми и для линейной молнии, которая также может быть

ответственна за описанные разрушения, во-вторых, механизм разрушения камня-валуна, о котором сообщается в [118], можно принять таким же, как и для деревянных опор. То есть к его разрушению приводит электротепловой взрыв столбиков воды в микротрещинах камня, который происходит в результате молниевых разрядов.

Основываясь на полученных результатах, введем понятие **взрывного релаксационного процесса**. Для этого рассмотрим сферический конденсатор с радиусами обкладок  $R_1$  и  $R_2$ , заполненный проводящей жидкостью с удельным сопротивлением  $\rho_0$  и температурой  $T_0$ . Пусть в начальный момент времени внутреннему электроду мгновенно сообщают заряд  $q_0$  (внешний электрод заземлен), а затем отключают от источника напряжения. Тогда по закону сохранения заряда для заряда на электроде в произвольный момент времени имеем очевидные равенства

$$\frac{dq}{dt} = -\oint j_n dS = -\oint \frac{E_n}{\rho} dS = -\frac{q}{\epsilon_0 \epsilon \rho}. \quad (4.24)$$

Если температура жидкости изменяется слабо так, что удельное сопротивление жидкости можно считать постоянным  $\rho = \rho_0$ , то уравнение (4.24) имеет хорошо известное релаксационное решение для заряда и тока

$$q = q_0 e^{-t/\tau}, \quad I = I_0 e^{-t/\tau}. \quad (4.25)$$

$\tau = \epsilon_0 \epsilon \rho_0$  - время релаксации (разрядки конденсатора).

Ситуация существенно меняется, если джоулево тепло настолько велико, что им уже невозможно пренебречь и следует учитывать изменение удельного сопротивления с температурой. Пусть зависимость удельного сопротивления от температуры имеет вид (4.14). Распределение температуры в жидкости подчиняется уравнению теплопроводности, которое запишем в виде

$$c_T \gamma \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \Delta T + \frac{E^2}{\rho}. \quad (4.26)$$

Предположим, что эффекты теплопроводности малы в смысле

$$E^2 / \rho \gg \lambda \Delta T. \quad (4.27)$$

В рассматриваемом сферически симметричном случае вместо (4.27) можно получить

$$U_0 \gg (\lambda \delta T \rho_0)^{1/2}, \quad U_0 = \frac{k q_0}{R_1}. \quad (4.28)$$

$U_0$  - начальное напряжение,  $\delta T$  - характерная разность температур, которую для оценок можно принять равной температуре кипения жидкости в градусах Цельсия. Тогда укороченное уравнение теплопроводности становится таким

$$c_T \gamma \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{k^2 q^2}{\epsilon^2 r^4 \rho}. \quad (4.29)$$

Обезразмерим это уравнение, выбрав в качестве единиц измерения следующие:

$[r] = R_1, [T] = T_0, [q] = q_0, \rho = \rho_0, [t] = \epsilon_0 \epsilon \rho, [I] = [q] / [t]$ . Тогда вместо (4.24), (4.14) и (4.29) получим систему

$$\frac{dZ}{dt} = -\frac{Z}{\rho} = -i, \quad \frac{\partial \Theta}{\partial t} = W \frac{Z^2}{r^4 \rho}, \quad \rho = \Theta^{-n}, \quad W = \frac{\epsilon_0 \epsilon U_0^2}{c_T \gamma T_0 R_1^2}. \quad (4.30)$$

Условием развития взрывного процесса будем считать условие малости времени процесса по сравнению с временем релаксации в (4.25). Очевидно, что это возможно при достаточно больших токах, а точнее когда зависимость тока от времени будет проходить через максимум, как на рис.4.15. Для этого необходимо, чтобы в начальный момент времени, хотя бы для  $r = 1$ , выполнялось условие

$$\left( \frac{di}{dt} \right)_{t=0} > 0. \quad (4.31)$$

С учетом соотношений (4.30) последнее неравенство можно привести к виду

$$\beta_p W > 1, \quad \beta_p \equiv -\frac{1}{\rho_0} \left( \frac{\partial \rho}{\partial \Theta} \right)_{t=0}. \quad (4.32)$$

Полученное условие и есть необходимое условие взрывного релаксационного процесса. Физически оно означает, что, во-первых, удельное

сопротивление жидкости должно достаточно сильно уменьшаться с ростом температуры, во-вторых, энергия, вводимая в жидкость, должна быть достаточно большой. Отметим также, что при выполнении условия (4.32) джоулев разогрев жидкости в процессе релаксации заряда принципиально нельзя не учитывать.