

05; 12

РАЗРУШЕНИЕ МЕДНЫХ ПРОВОДНИКОВ ПРИ ПРОТЕКАНИИ ПО НИМ ТОКА ПЛОТНОСТЬЮ, БОЛЬШЕЙ 10^7 А/см²

С. Н. Колгатин, М. Л. Лев, Б. П. Перегуд,
А. М. Степанов, Т. А. Федорова, А. С. Фурман,
А. В. Хачатурьянц

Экспериментально и теоретически исследуется разрушение медных проводников при протекании по ним электрического тока плотностью, большей 10^7 А/см². Показано, что при плотности тока, большей $3 \cdot 10^7$ А/см², происходит изменение механизма разрушения проводника, который определяется теперь не развитием перетяжной магнитогидродинамической неустойчивости, а выделившейся в нем джоулевой теплотой. Измерена скорость расширения границы проводника при больших плотностях тока. Численными расчетами показано, что фазовые траектории вещества при его нагреве обходят критическую точку.

Главным физическим обстоятельством, определяющим поведение проводника при прохождении по нему тока плотностью 10^5 — 10^6 А/см², является развитие в нем магнитогидродинамических (МГД) неустойчивостей, заканчивающееся разрушением проводника [1]. Этот процесс хорошо изучен, что позволяет описывать поведение проводников при указанных плотностях тока, а также прогнозировать роль МГД неустойчивости в разрушении проводников при увеличении плотности тока. Из того, что инкременты неустойчивостей зависят от плотности тока линейно, а энергия, вводимая в проводник, квадратично, можно заключить, что роль МГД неустойчивостей с ростом плотности тока будет уменьшаться и в конце концов главным обстоятельством, определяющим поведение проводника, станут тепловые процессы. Плотность тока, при достижении которой такое изменение должно проявиться, нетрудно оценить, приняв, что энергия, необходимая для полного испарения проводника, вводится за время развития неустойчивости τ

$$E_{\text{исп}} = \int_0^{\tau} j^2 \rho dt. \quad (1)$$

Полагая для оценки плотность тока постоянной j_0 , удельное сопротивление металла также постоянным и равным удельному сопротивлению жидкого проводника при температуре плавления ρ_0 , получим $E_{\text{исп}} = j_0^2 \rho_0 \tau$. Для перетяжной неустойчивости, которая является причиной разрушения жидкого проводника, $\tau \approx 4\sqrt{\gamma}/j_0$ (γ в г/см³ — плотность металла, j_0 в А/см²) [2]. Таким образом, оценка дает

$$j_0 = \frac{1}{4} \frac{E_{\text{исп}}}{\rho_0 \sqrt{\gamma}}, \quad (2)$$

а для медного проводника $j_0 \approx 2.5 \cdot 10^7$ А/см².

В первой части настоящей работы описаны опыты по наблюдению изменения характера разрушения медных проводников при постепенном увеличении плотности тока в области величин, соответствующих приведенной выше оценке. Затем на основе экспериментальных результатов рассматривается вопрос о том, в каком состоянии находится вещество проводника, если его разрушение не связано с МГД неустойчивостью, а определяется выделившейся в нем энергией.

Опыты проводились с медными проводниками (длина 7 см, диаметр 0.5 мм) на батарее конденсаторов емкостью 6 мкФ с собственной частотой 125 кГц [3]. Для наблюдения за проводниками во время и после протекания по ним тока производилось импульсное теневое фотографирование. Длительность рентгеновского импульса не превышала 100, лазерного — 30 нс. Задержка рентгеновского и лазерного импульсов относительно начала тока могла произвольно регулироваться.

При получении теневой картины в свете лазера необходимо устранить собственное излучение нагретого до высокой температуры проводника. Для этого проводилась двойная фильтрация света перед регистрирующей пленкой: спектральная и пространственная. Спектральный фильтр состоял из набора цветных

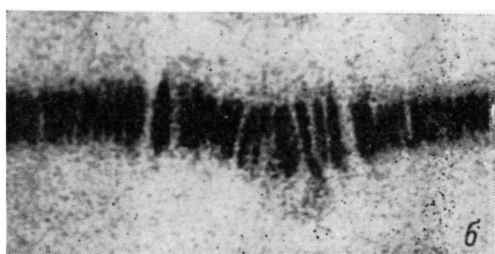
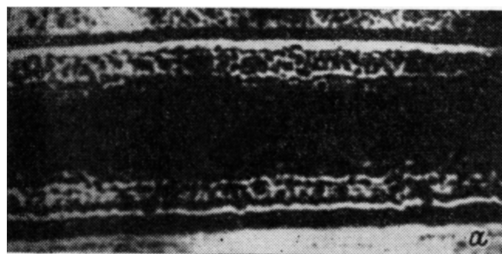
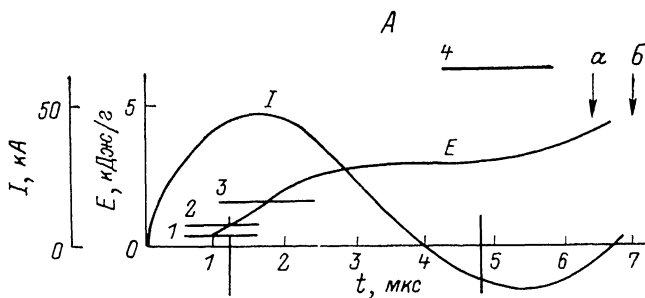


Рис. 1.

А — $U_0=15$ кВ: а — теневая лазерная, б — теневая рентгеновская фотографии.

стекло, пропускающих сравнительно узкую полосу вблизи линии излучения рубинового лазера. Пространственная фильтрация заключалась в том, что в фокальной плоскости линзы, сводящей пучки света для получения изображения и плоскости фотопленки, была установлена диафрагма, пропускающая только лучи света, параллельные лазерному пучку. Таким образом, собственное излучение проводника ослаблялось настолько, что оно не проявлялось на фотопленке в контрольных опытах без лазерного света.

Сочетание рентгеновского и лазерного теневого фотографирования позволяет получить разрешенную во времени картину разрушения и испарения проводника.

Изменение характера разрушения проводника наблюдалось при увеличении начального напряжения на батарее конденсаторов от 15 до 20 кВ. Это соответствует изменению плотности тока от $2.4 \cdot 10^7$ до $3.9 \cdot 10^7$ А/см² (в максимуме). Осциллограммы токов для двух режимов ($U_0=15$ кВ, $U_0=20$ кВ) представлены на рис. 1, А, 2, А. Там же приведены зависимости удельной энергии, вложенной в проводник, от времени, рассчитанные по осциллограммам тока. Горизонтальными линиями обозначены величины удельной энергии, необходимой для нагрева до температуры кипения (при нормальном давлении) и для полного испарения меди. Вертикальными линиями обозначены времена развития перетяжечной неустойчивости в жидком медном проводнике, соответствующие обоим режимам, рассчитанные по средней за эти промежутки времени плотности тока. На рис. 1, а приведена теневая лазерная фотография, на рис. 1, б — те-

невая рентгеновская для режима с начальным напряжением на конденсаторах ($U_0=15$ кВ).

На рис. 2, *a*—*в* приведены аналогичные фотографии для режима с $U_0=20$ кВ. Фотографии относятся к моментам времени, показанным стрелками на осциллограммах.

Энергия, введенная в проводник, для первого режима составляет приблизительно половину энергии, необходимой для полного испарения. Энергия, введенная в проводник во втором режиме, превышает эту энергию на величину 30 %. В первом режиме рентгеновские фотографии показывают типичное развитие перетяжек и механическое разрушение жидкого проводника. Структура изображения на теневых лазерных фотографиях неоднородна и в сравнении с рентгеновской фотографией, которая дает тень от конденсированного вещества,

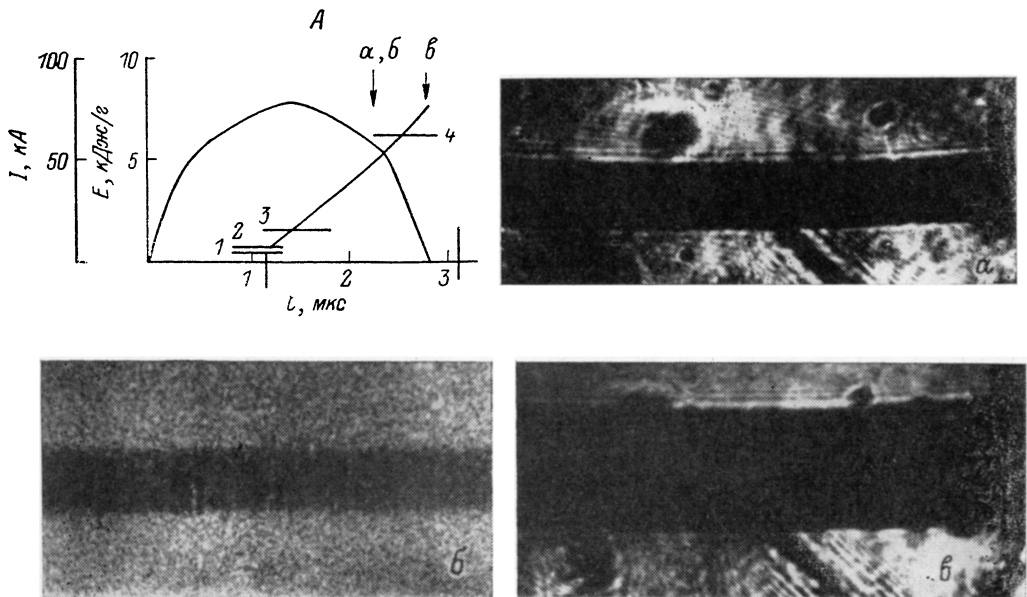


Рис. 2.

A — $U_0=20$ кВ; *a*, *в* — теневая лазерная, *б* — теневая рентгеновская фотографии.

свидетельствует о наличии некоторого количества испаренного металла. Плотность вещества неравномерна и местами допускает прохождение лазерного света. На рис. 2, *б* представлена рентгеновская фотография в режиме с $U_0=20$ кВ. В этом режиме на теневых рентгеновских фотографиях не наблюдается столь отчетливого развития перетяжек, разрушающих проводник на жидкие частицы.¹ В более поздние времена проводник на рентгеновских фотографиях, не теряя сплошности и симметрии, расширяется более чем в 10 раз. При дальнейшем расширении изображения тень в рентгеновских лучах пропадает.

На рис. 2, *в*, *г* приведены лазерные теневые фотографии в режиме с начальным напряжением $U_0=20$ кВ, которые также отличаются от фотографий в режиме с $U_0=15$ кВ. Никакой структуры изображения на фоне расширяющегося цилиндра не удастся наблюдать. Граница цилиндра представляет собой ровную

¹ Мелкомасштабная слоистая структура проводника на рентгеновских фотографиях наблюдается. Ее происхождение может быть связано либо с самым началом развития перетяжечной неустойчивости, либо просто с начальной неоднородностью проводника, вызывающей локализацию вводимой энергии — перегревную неустойчивость [2, 4]. Аргументом в пользу этого объяснения является совпадение масштаба слоистой структуры с критической длиной волны, начиная с которой перегревная неустойчивость может развиваться (для $j_0=3 \times 10^8$ А/см² $\lambda_{кр}=0.01$ мм). Хотя оценка локальных перегревов в предположении линейного роста удельного сопротивления показывает, что неоднородность температуры должна быть не очень велика [2], эта неоднородность может проявляться при газодинамическом процессе расширения вещества.

линию и совпадает с границей тени в рентгеновском излучении, но в лазерном свете она остается видимой в течение всего промежутка времени наблюдения — пока не выходит за кадр фотопленки. Это соответствует расширению радиуса цилиндра приблизительно в 30 раз.

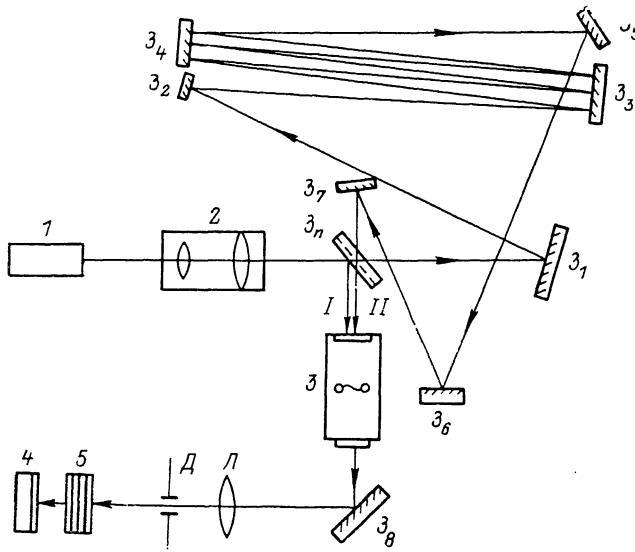


Рис. 3.

3_n — полупрозрачное зеркало, 3_1 — 3_8 — глухие зеркала, 1 — рубиновый лазер, 2 — телескоп, 3 — камера с проводниками, 4 — фотопленка, 5 — цветовой фильтр.

Таким образом, во втором режиме разрушение проводника связано с его более или менее однородным расширением, т. е. перетяжечная неустойчивость в механизме разрушения не участвует. Переход от одного режима к другому определяется скоростью ввода энергии в проводник, что связано с величиной

тока. Оценка по лазерным фотографиям скорости движения границы дала величину $v=3$ км/с. Если принять, что движение происходит в результате теплового расширения идеального газа, то это соответствует температуре $T=4000$ °С.

На следующем этапе работы было проведено более тщательное измерение скорости видимой границы разлетающегося цилиндра в режимах с однородным расширением при последовательном увеличении начального напряжения на батарее конденсаторов. Для измерения скорости применялась методика теневой

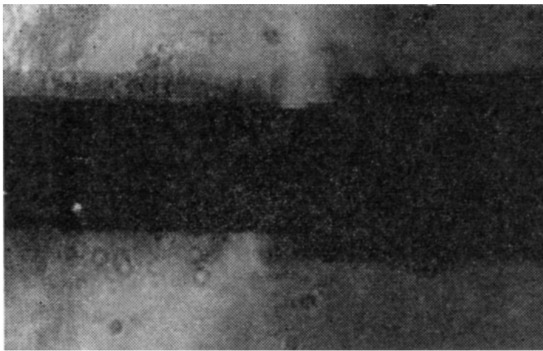


Рис. 4.

двухэкспозиционной лазерной фотографии. Оптическая схема показана на рис. 3. Пучок рубинового лазера с модулированной добротностью, расширенный телескопической системой, разделялся на два пучка. Первый пучок (I) сразу направлялся на исследуемый проводник. Второй (II) пропускался через линию оптической задержки, представляющую собой ряд разнесенных на достаточно большое расстояние зеркал, между которыми свет проходил многократно, после чего направлялся на исследуемый проводник почти параллельно первому пучку. Дополнительная длина пути второго пучка составляла 80 м, что при учете скорости света давало задержку второго пучка на 0.26 мкс. На фотопленке получались две различные по времени теневые фотографии. Первый и

второй лазерные пучки были повернуты относительно друг друга на очень малый угол в горизонтальной плоскости, поэтому теневые картины в кадре немного сдвинуты по горизонтали. Пример получаемой двухэкспозиционной теневой лазерной фотографии приведен на рис. 4.

Были исследованы три режима с начальными напряжениями на батарее конденсаторов $U_0=20, 22, 24$ кВ. На рис. 5 показаны осциллограммы токов и зависимость удельной вложенной энергии от времени. Вложенная энергия превышает энергию, необходимую для полного испарения проводника, на 30, 70 и 100 %. Горизонтальными линиями показаны величины удельной энергии, необходимые для начала плавления, полного расплавления, достижения тем-

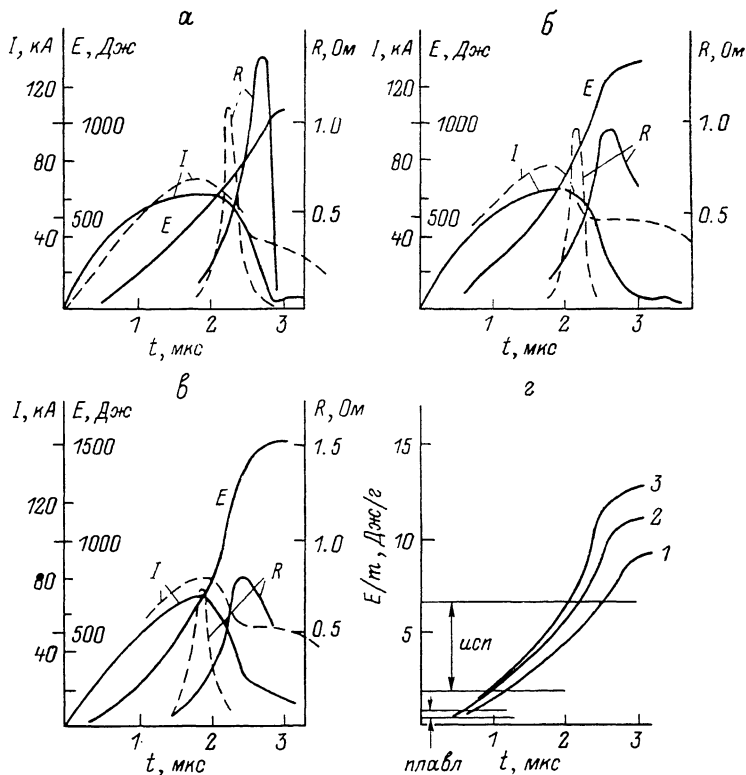


Рис. 5.

а, б, в — $U_0=20, 22, 24$ кВ соответственно; г — зависимости от времени удельной энергии, вложенной в проводник при U_0 , кВ: 1 — 20, 2 — 22, 3 — 24.

пературы кипения и полного испарения проводника. Из рисунка видно, что крутой спад тока и максимальная мощность тепловыделения начинаются приблизительно в момент вклада в проводник энергии, необходимой для полного испарения.

На рис. 6 представлены зависимости радиуса видимого расширяющегося цилиндра от времени, а на рис. 7 — зависимости скорости расширения границы от времени. Видно, что радиус проводника увеличивается к моменту окончания тока приблизительно в 6—10 раз (при начальных напряжениях на батарее конденсаторов $U_0=20-24$ кВ). После окончания тока расширение продолжается, в целом радиус проводника увеличивается по сравнению с начальным радиусом приблизительно в 30 раз за время наблюдения. Скорость расширения быстро растет вместе с вводом энергии в проводник и достигает максимальной в момент окончания тока. После достижения этого максимума скорость расширения цилиндра в течение исследуемого интервала времени изменяется незначительно.

Таким образом, скорость разлета вещества, достигающая величины нескольких километров в секунду, больше чем на порядок отличается от типичной скорости разлета вещества при разрушении проводника, связанном с развитием

МГД неустойчивости. Другим отличием является однородность границы разлетающегося цилиндра. Это факты аргументируют вывод о том, что разрушение в исследованных режимах не связано с развитием МГД неустойчивости. Результаты эксперимента не дают возможности прямым образом что-либо сказать о состоянии, в котором находится вещество. Считать, что расширяющееся вещество представляет собой однородный горячий пар, по-видимому, нельзя, особенно на поздних этапах расширения, так как цилиндр все время остается непрозрачным для лазерного излучения. Представляется интересным обсудить причины, которые могли бы привести к непрозрачности разлетающегося проводника.

Как уже говорилось, расширение диаметра проводника наблюдается до величины, в 30 раз превосходящей начальный диаметр. Если на начальной стадии расширения плотность вещества близка к плотности конденсированной меди (концентрация атомов $N_0 \approx 10^{23} \text{ см}^{-3}$), то в конце наблюдения она должна уменьшаться в 1000 раз (в расчете на однородное расширение вещества). Оценки эффектов, которые могли бы привести к непрозрачности однородного газа, показывают их малость.

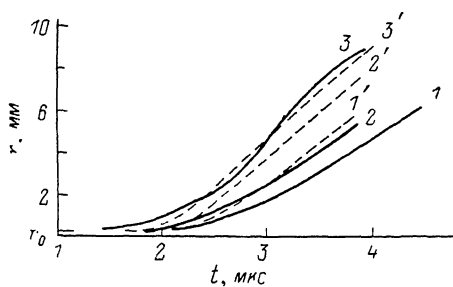


Рис. 6. Зависимости радиуса проводника от времени.

1, 2, 3 — эксперимент, 1', 2', 3' — расчет. U_0 , кВ: 1, 1' — 20; 2, 2' — 22, 3, 3' — 24.

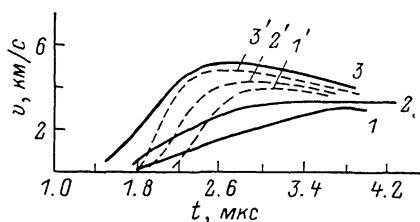


Рис. 7. Зависимости скорости границы проводника от времени.

1, 2, 3 — эксперимент; 1', 2', 3' — расчет. U_0 , кВ: 1, 1' — 20; 2, 2' — 22; 3, 3' — 24.

Эффект отражения света в однородном газе определяется величиной $\epsilon - 1 = -4\pi N\beta$, где ϵ — диэлектрическая проницаемость [5], N — концентрация атомов меди, β — поляризуемость атома. Вдали от резонансных частот β имеет порядок куба боровского радиуса $\beta \sim 10^{-24} \text{ см}^3$. Уже при уменьшении концентрации газа до значений $N = 10^{22} \text{ 1/см}^3$, соответствующей увеличению диаметра цилиндра в 3 раза, значение $\epsilon - 1 \leq 0.1$. Таким образом, если при относительно малом расширении можно предполагать отражение лазерного пучка очень плотным газом, то при увеличении диаметра больше чем в 3 раза однородный газ должен стать прозрачным.

Оценим теперь возможность отражения лазерного света свободными электронами, образовавшимися в результате ионизации газа. Плазменная частота, определяемая формулой Ленгмюра $\omega_{пл}^2 = 4\pi N_e e^2 / m$ (N_e — концентрация свободных электронов), должна быть при этом больше частоты падающего света $\omega \approx 10^{15} \text{ с}^{-1}$. Условие $\omega \leq \omega_{пл}$ приводит к требованию $N_e \geq m \omega^2 / 4\pi e^2 = 10^{20} \text{ см}^{-3}$. В предположении разумной температуры степень ионизации газа во всяком случае не превышает 1%. Допустив указанную степень ионизации, получим, что необходимая концентрация атомов меди должна быть 10^{22} см^{-3} , что соответствует расширению диаметра в 3 раза. Таким образом, плазменное отражение не может объяснить непрозрачность вещества на всем интервале наблюдаемого в эксперименте расширения цилиндра.

К аналогичному результату приводит оценка рассеяния света на равновесных флуктуациях плотности газа. Коэффициент экстинкции h , обусловленный этим рассеянием, определяется формулой Рэлея

$$h = \frac{4}{3} \frac{(2\pi)^3}{\lambda^4} \frac{(\sqrt{\epsilon} - 1)^2}{N}, \quad (3)$$

где λ — длина волны падающего света.

Учитывая, что $N_\beta \ll 1$, получим для показателя преломления $n = \sqrt{\epsilon} \simeq 1 + 2\pi N\beta$. Концентрация атомов газа определяется увеличением диаметра цилиндра $N = N_0 (d_0/d)^2$. Для величины hd , определяющей долю рассеянного света, получаем оценку

$$hd = \frac{4}{3} (2\pi)^5 \frac{\beta^2 N_0 d_0^2}{3! 4d} \sim 10^{-5} \left(\frac{d_0}{d}\right)^2 \ll 1. \quad (4)$$

Таким образом, рассеяние света на флуктуациях плотности газа, находящегося в равновесии, пренебрежимо мало.

Более значительный эффект дает оценка поглощения света свободными электронами. Эта величина определяется параметром αd , где α — коэффициент поглощения

$$\alpha = \left(\frac{\omega_{пл}}{\omega}\right)^2 \frac{1}{nc\tau} \quad (\omega\tau \gg 1).$$

Здесь n — показатель преломления ($n \sim 1$), $\tau = 1/NSv$ — среднее время между столкновениями электронов с атомами, S — сечение столкновения ($S \sim 10^{-17}$ см²), v — тепловая скорость ($v \sim 10^7$ см/с). Считая $N = N_0 (d/d_0)^2$ и полагая степень ионизации 1 %, находим

$$\alpha d = \frac{4\pi e^2 N_e N_0}{m\omega^2} \frac{Svd_0}{c} \left(\frac{d_0}{d}\right)^3 \approx 10^2 (d_0/d)^3.$$

При $d_0/d \sim 30$ имеем $\alpha d \sim 10^{-2}$, т. е. на поздней стадии разлета поглощение мало. При $d_0/d \sim 10$ поглощение может быть ~ 10 %. Видно, что указанный механизм должен приниматься во внимание, однако полного объяснения поглощения на всей стадии наблюдаемого расширения не дает.

Покажем теперь, что оценки, предполагающие неоднородность газа, позволяют удовлетворительно объяснить его непрозрачность. Оценим рассеяние света, предполагая наличие в газе капель конденсированной меди с характерным размером $a \ll \lambda$, где λ — длина волны падающего света. Сечение рассеяния σ_0 на такой капле определяется выражением

$$\sigma_0 \sim \frac{4}{3} (2\pi)^5 \frac{a^5}{\lambda^4}. \quad (5)$$

Число капель в единице объема n имеет порядок величины $n \approx 3d_0^2/4\pi d^2 a^3$. Коэффициент экстинкции h оценивается $h \sim n\sigma_0 \sim 2(2\pi)^4 (a^3/\lambda^4) (d_0/d)^2$. Доля рассеянного света определяется величиной

$$hd \sim 2(2\pi)^4 d_0 \frac{a^3}{\lambda^4} \left(\frac{d_0}{d}\right)^2 \sim 10^6 \left(\frac{d_0}{d}\right)^2, \quad (6)$$

которая показывает, что рассеяние света может быть значительным. Укажем, что капли меди могут образовываться, в частности, в результате конденсации первоначально испаренной меди в процессе расширения газа (см. ниже).

Наряду с рассмотренной ситуацией представляется возможным, что расширяющийся цилиндр состоит из газа, находящегося в существенно неравновесном состоянии и имеющего вследствие неоднородной кинетики испарения неоднородную плотность. Оценим рассеяние света на таких неравновесных неоднородностях, по-прежнему считая, что области с повышенной и с пониженной неоднородностями имеют характерный размер $a \ll \lambda$, а также, что перепад концентрации ΔN — величина порядка равновесной концентрации N . В этом случае сечение рассеяния σ_0 на неоднородности оценивается как

$$\sigma_0 \sim \frac{(2\pi)^5 a^6}{\lambda^4} (2\pi\beta\Delta N)^2 \sim (2\pi)^7 \frac{a^6}{\lambda^4} \beta^2 N_0^2 \left(\frac{d_0}{d}\right)^4. \quad (7)$$

Число неоднородностей в единице объема $n \sim a^{-3}$. Для величины hd получаем

$$hd \sim (2\pi)^7 (\beta N_0)^2 \frac{da^3}{i^4} \left(\frac{d_0}{d}\right)^4 \sim 10^6 \left(\frac{d_0}{d}\right)^4 \sim 1. \quad (8)$$

Отсюда видно, что, хотя рассеяние меньше, чем на конденсированных каплях, неравновесный газ может быть также непрозрачным. Отметим, что в двух рассмотренных случаях величина рассеяния по-разному зависит от диаметра расширяющегося цилиндра, поэтому более тщательное экспериментальное исследование этой зависимости могло бы уточнить характер состояния вещества.

На следующем этапе работы были проведены численные расчеты математической модели, описывающей нагрев проводника током, газодинамику его разлета и изменение фазового состояния вещества; проводник считался однородным вдоль оси. Сравнение результатов эксперимента и численных расчетов позволило также скорректировать некоторые элементы модели (уравнение состояния вещества, формулу его проводимости).

Численное моделирование электрического взрыва проводника проводилось на ЭВМ по полностью консервативной, неявной схеме. В одномерном осесимметричном приближении разлет проводника описывается системой уравнений

газовой динамики, которая в лагранжевых массовых переменных $s = \int_0^r \xi \rho(\xi) d\xi$

(ρ — плотность вещества, r — радиус, ξ — переменная интегрирования) выглядит так:

$$\frac{\partial (1/\rho)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial s} (rv), \quad (9)$$

$$\frac{\partial r}{\partial t} = v, \quad (10)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -r \frac{\partial g}{\partial t} + F, \quad (11)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -g \frac{\partial (rv)}{\partial s} + q. \quad (12)$$

Здесь t — время; ε — внутренняя энергия; F — массовая амперовская сила; q — удельное джоулево тепло; $g = p + p_w$, где p — газокINETическое давление; $p_w = \Omega \rho (\partial v / \partial s)$ при $(\partial v / \partial s) < 0$ или $p_w = 0$ при $(\partial v / \partial s) > 0$ — псевдовязкая поправка к давлению, позволяющая осуществлять расчет ударных волн без явного выделения их фронта [6]. Величина счетной вязкости Ω выбиралась так, чтобы размазать фронт ударной волны на несколько интервалов разностной сетки.

Система газодинамических уравнений была дополнена уравнениями состояния вещества

$$p = f_p(\rho, T) \quad \text{и} \quad \varepsilon = f_\varepsilon(\rho, T). \quad (13)$$

В качестве последних использовались интерполяционные соотношения, предложенные в [7].

На поверхности раздела металл—воздух заданы граничные условия, соответствующие сохранению импульса и энергии по обе стороны границы, а также отсутствию переноса через нее массы. Уравнения (9)—(12) справедливы и для воздушной среды, в которой находится проводник; при этом соотношения (13) заменяются идеально-газовыми уравнениями. Дальняя граница воздушного слоя ($s = s_\infty$) выбиралась на достаточном большом удалении, чтобы волна сжатия не успела дойти до нее. Таким образом, давление на границе $s = s_\infty$ соответствует начальному

$$p(t, s_\infty) = p_0. \quad (14)$$

В качестве граничного условия на оси проводника принято условие симметрии

$$v(t, s = 0) = 0. \quad (15)$$

Входящие в уравнения (11), (12) электродинамическая сила и джоулево тепло при известной плотности тока j определяются по формулам

$$F = \frac{jB}{\rho}, \quad q = \frac{j^2}{\sigma\rho}, \quad (16), (17)$$

где B — магнитная индукция, σ — удельная проводимость металла.

В пренебрежении (обычном для газодинамики) током смещения магнитная индукция B находится из теоремы о циркуляции

$$B(r) = \frac{\mu_0}{r} \int_0^r j(\xi) \xi d\xi, \quad (18)$$

где μ_0 — магнитная постоянная. Плотность тока j определяется законом Ома

$$j = \sigma E. \quad (19)$$

Для вычисления электропроводности металла $\sigma = \sigma(\rho, T)$ в широком диапазоне изменения плотности и температуры использовалась плазменная модель проводимости, предложенная в работе [8].

Полное сопротивление проводника представлялось как сопротивление параллельно соединенных цилиндрических слоев (при численном счете число слоев N соответствует количеству разностных ячеек)

$$R^{-1} = \sum_{i=1}^N R_i^{-1}. \quad (20)$$

Сопротивление каждого слоя вычислялось по формуле

$$R_i = \frac{1}{\sigma(\rho_i, T_i)} \frac{l}{\pi(r_{i+1}^2 - r_i^2)}, \quad (21)$$

где l — длина проводника, значения ρ_i и T_i получаются из решения газодинамических уравнений.

Через величину полного сопротивления задача связана с уравнением электрической цепи, в которую включен проводник. Электрическая цепь задавалась в виде контура, состоящего из конденсатора емкости C_0 и последовательно соединенных индуктивности внешней цепи L_0 , индуктивности исследуемого проводника $L_w = \mu_0 l (\ln(l/r_w) - 1)$ (r_w — внешний радиус проводника) и сопротивления R , определяемого формулами (20), (21). Соответствующее электротехническое уравнение имеет вид

$$(L_0 + L_w) \frac{dI}{dt} + U + U_R = 0, \quad (22)$$

где

$$U_R = IR, \quad \frac{dU}{dt} = -\frac{I}{C_0},$$

I — ток в цепи, U — напряжение на конденсаторе.

При заданных начальных условиях $U(0) = U_0$ и $I_0(0) = 0$ электротехническое уравнение дает возможность определить напряжения на рабочем участке U_R , что в свою очередь позволяет вычислить плотность тока в i -м цилиндрическом слое (см. (19))

$$j_i = \sigma(\rho_i, T_i) \frac{U_R}{l}. \quad (23)$$

Обсудим результаты расчетов. До начала разлета температура и плотность металла остаются практически однородными. Давление, оставаясь близким к начальному p_0 на поверхности, резко нарастает по мере продвижения к центру проволоочки. Уже на глубине $0.1 r_w$ оно равно критическому давлению для меди $p \simeq p_c = 10^4 p_0$ и в 3 раза превышает p_c на оси проводника. Начало разлета характеризуется резким увеличением скорости перемещения поверхности (до $v_w \sim 5000$ м/с), возрастанием сопротивления (в 1000 раз) и определяется превышением газокинетического давления на оси проводника над магнитным давлением $B/2\mu_0$; величина газокинетического давления на оси составляет в это время

около 40 кбар, что в 4 раза больше критического. После начала разлета и спада тока магнитное давление снижается, а газокINETическое разгружается волнами разрежения, идущими от поверхности проводника к его оси, до величины 10 бар за время ~ 2 мкс.

На рис. 5 штриховыми линиями показаны расчетные кривые тока и сопротивления. Из сравнения с экспериментальными кривыми видно, что расчетная модель позволяет с удовлетворительной точностью предсказать начало разлета и максимальные сопротивления проводника.

Зависимость внешнего радиуса проводника r_w и скорости движения границы $v_w = \dot{r}_w$ от времени приведены на рис. 6, 7. Скорость внешней границы после быстрого роста достигает максимального значения, что объясняется противодействием воздуха.

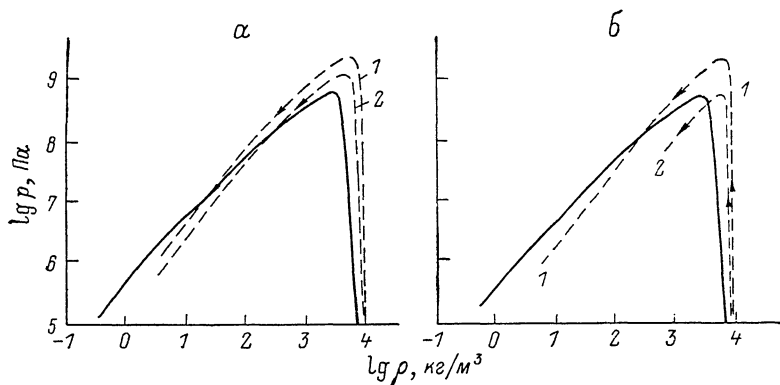


Рис. 8. Фазовые траектории.

1 — приосевой слой, 2 — поверхностный.

Интересную информацию дает анализ фазовых траекторий — последовательности термодинамических состояний слоя металла с фиксированной лагранжевой координатой. Такие фазовые траектории для режима с $U_0 = 24$ кВ приведены на рис. 8, а; сплошная кривая — бинадаль (граница двухфазной области). Показаны две фазовые траектории: для приосевого и поверхностного слоев. Отметим обход фазовой траекторией двухфазной области. Это означает, что состояние металла изменяется непрерывно от конденсированного к плазменному, т. е. без фазового перехода жидкость—пар и, следовательно, с сохранением относительно высокой электропроводности на поздних стадиях разлета. Такое запаздывание потери электропроводности дает возможность запасти в проводнике энергию, превышающую теплоту сублимации $E_{\text{исп}}$.

На поздних стадиях разлета фазовые траектории практически одновременно пересекают границу двухфазной области, но со стороны газового состояния. Это обстоятельство создает предпосылки для развития пересыщения и начала конденсации разлетающегося «пара» в мелкие капельки. Наличие таких капелек косвенно подтверждается непрозрачностью для лазерного излучения расширяющегося цилиндра вплоть до 30-кратного увеличения радиуса.

Аналогичные кривые для $U_0 = 20$ кВ приведены на рис. 8, б. Основное отличие от предыдущего — более ранний заход в двухфазную область, причем для наружной части проводника со стороны жидкого состояния. Однако для приосевой области фазовая траектория обходит критическую точку и сохраняются условия для аккумуляции в проводнике энергии, превышающей $E_{\text{исп}}$. Очевидно, что при уменьшении начального напряжения U_0 на конденсаторе условия должны соответствовать пересечению траекторий двухфазной области со стороны жидкости всем веществом, т. е. для объемного вскипания жидкости.

Таким образом, расчетная модель качественно хорошо описывает поведение проводника при различной плотности тока. Лучшее количественное совпадение получается при наибольшей плотности тока в опытах. Представляется, что это связано с большей однородностью вдоль оси проводника в этом режиме и соответствующей адекватностью модели.

Авторы весьма признательны Ю. И. Островскому за содействие в постановке лазерной диагностики, а также полезные обсуждения результатов работы.

Список литературы

- [1] *Абрамова К. Б., Златин Н. А., Перегуд Б. П.* // ЖЭТФ, 1975. Т. 69. Вып. 6. С. 2007—2022.
- [2] *Лев М. Л.* Автореф. канд. дис. М., 1987.
- [3] *Лев М. Л., Мирзабеков А. М., Островский Ю. И., Перегуд Б. П.* // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 9. Вып. 17. С. 840—846.
- [4] *Лев М. Л., Перегуд Б. П.* // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 6. С. 1205—1211.
- [5] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Электродинамика сплошных сред. М., 1982. 620 с.
- [6] *Самарский А. А., Попов Ю. П.* Разностные методы решения задач газовой динамики. М.: Наука, 1980. 352 с.
- [7] *Колгатин С. Н., Хачатурьянц А. В.* // ТВТ. 1982. Т. 29. № 3. С. 447—451.
- [8] *Волков Н. Б.* // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 10. С. 2000—2002.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
20 мая 1989 г.
В окончательной редакции
18 ноября 1988 г.