

04;12

## Нагрев и ускорение плазмы при взрыве проводника в вакууме в сильном продольном магнитном поле

© Ю.Э. Адамьян, В.М. Василевский, С.Н. Колгатин, Г.А. Шнеерсон

Санкт-Петербургский государственный технический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 2 февраля 1998 г.)

Приведены дополнительные [1–4] оценки, иллюстрирующие возможность и разъясняющие эффект ускорения и нагрева проводящей среды при ее расширении поперек заданного внешнего поля. Основная часть работы посвящена описанию экспериментов, в которых этот эффект наблюдался при расширении облака газа относительно низкой плотности, образующегося вблизи проволоки при ее электрическом взрыве в вакууме. Результаты экспериментов, полученные благодаря применению дополнительных диагностик — фотоэлектронного хронографирования и измерения диамагнитного сигнала, показали, что уже в магнитном поле с индукцией около 50 Т наблюдаются нагрев и ускорение наружных слоев плазмы электрического взрыва проводника (ЭВП) в вакууме до скоростей около 20 км/с. Численное моделирование процесса разгона использовано для интерпретации результатов.

### 1. Исходные положения и модельные задачи

Возможность ускорения проводящей среды и ее интенсивного нагрева в присутствии достаточно сильного аксиального поля была показана в работах [3,4]. Процесс идет по следующей схеме: проводящая среда (плазма или жидкий проводник) нагревается током, индуцированным в ней при движении поперек поля. Если поле является достаточно сильным, рост температуры сопровождается увеличением скорости теплового расширения, что в свою очередь ведет к росту индуцированного тока. При определенных условиях процесс имеет тенденцию к раскачке, несмотря на противодействие электромагнитных сил. При этом ускорение и нагрев среды происходят за счет энергии внешнего магнитного поля. Представляет интерес подтвердить отмеченный эффект на примере простых моделей.

Первая из них — модель стационарного течения проводящего газа поперек поля. В рамках модельной задачи будем считать, что элементы среды перемещаются вдоль оси  $x$  со скоростью  $u_x(x)$ , при этом все характерные параметры (плотность  $\rho$ , скорость  $u$ , давление  $p$ , температура  $T$ ) постоянны во времени. В точке  $x = 0$  заданы граничные значения этих параметров  $\rho_0$ ,  $u_0$ ,  $p_0$ ,  $T_0$ . Магнитное поле  $B_y$ , равное нулю левее точки  $x = 0$ , меняется скачком до значения  $B_0$  на границе области и далее остается неизменным. Стационарное течение среды с постоянной проводимостью  $\sigma$  описывается системой уравнений магнитной гидродинамики

$$\frac{d}{dx}(\rho u) = 0, \quad (1)$$

$$\rho u \frac{du}{dx} = -\frac{dp}{dx} - \delta B, \quad (2)$$

$$u \left( \frac{dp}{dx} - \frac{\gamma p}{\rho} \frac{d\rho}{dx} \right) = (\gamma - 1) \frac{\delta^2}{\sigma}, \quad (3)$$

где  $\delta \equiv \delta_z$  — плотность индуцированного тока,  $\gamma$  — показатель адиабаты.

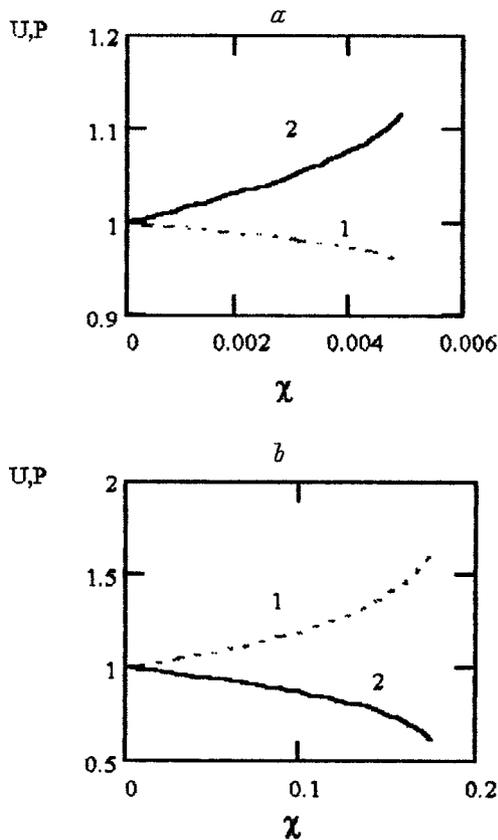
Далее можно принять, что напряженность поля в эйлеровых координатах  $E_y = 0$ , что соответствует случаю, когда плазменный поток ограничен проводящими пластинами, соединенными накоротко. Отсюда следует равенство  $\delta_z/\sigma = -[\mathbf{u}, \mathbf{B}]_z = uB_0$  или  $\delta = \sigma u B_0$ . Из уравнения (1) следует  $\rho u = \rho_0 u_0$ . Далее можно исключить плотность из уравнений (1)–(3) и привести их к следующей системе двух уравнений для безразмерной скорости  $U = u/u_0$  и безразмерного давления  $P = p/p_0$ , являющихся функцией безразмерной координаты  $\chi = x/x_0$ . Характерная длина  $x_0$  определяется выражением  $x_0 = \rho_0/B^2 \sigma u_0$ .

Уравнения для переменных  $U$  и  $P$  имеют вид

$$\frac{dU}{d\chi} = \frac{U^2}{P - \frac{\Theta U}{\gamma}}, \quad (4)$$

$$\frac{dP}{d\chi} = -\frac{U \left( \Theta U \frac{\gamma-1}{\gamma} + P \right)}{P - \frac{\Theta U}{\gamma}}. \quad (5)$$

Здесь фигурирует характерный параметр  $\Theta = \rho_0 u_0^2 / p_0$ . Численные расчеты, выполненные для граничных условий  $P(0) = U(0) = 1$ , показывают, что вид решения определяется значением параметра  $\Theta$  (рис. 1). Если начальная скорость среды меньше адиабатической скорости звука на границе (в этом случае  $\Theta > \gamma$ ), то скорость затухает при росте  $x$ , а давление растет. Более интересен случай  $\Theta < \gamma$ , когда скорость растет при росте  $x$ , достигая определенного значения на границе, где знаменатель правых частей (4) и (5) меняет свой знак. Ускорение происходит на участке, длина которого зависит от параметра  $\Theta$ , а скорость на границе участка равна локальному значению адиабатической скорости звука. Сказанное подтверждается примерами, приведенными на рис. 1, а и рис. 1, б для  $\gamma = 5/3$ . В первом (а) принято значение  $\Theta = 2.0$ , во втором (б) —  $\Theta = 0.5$ .



**Рис. 1.** Скорость частиц и их температура в плазменном потоке при его распространении поперек магнитного поля (модель стационарного течения): 1 —  $U/U_0$ , 2 —  $T/T_0$ .

В наиболее интересном случае дозвукового течения индуцированные токи, возникающие при входе плазмы в поле, приводят к ее нагреву и, как следствие, к появлению дополнительной ускоряющей силы, обусловленной градиентом давления. При дозвуковом течении эта сила превышает силу торможения, что приводит к росту скорости на участке, длина которого порядка  $x_0$ .

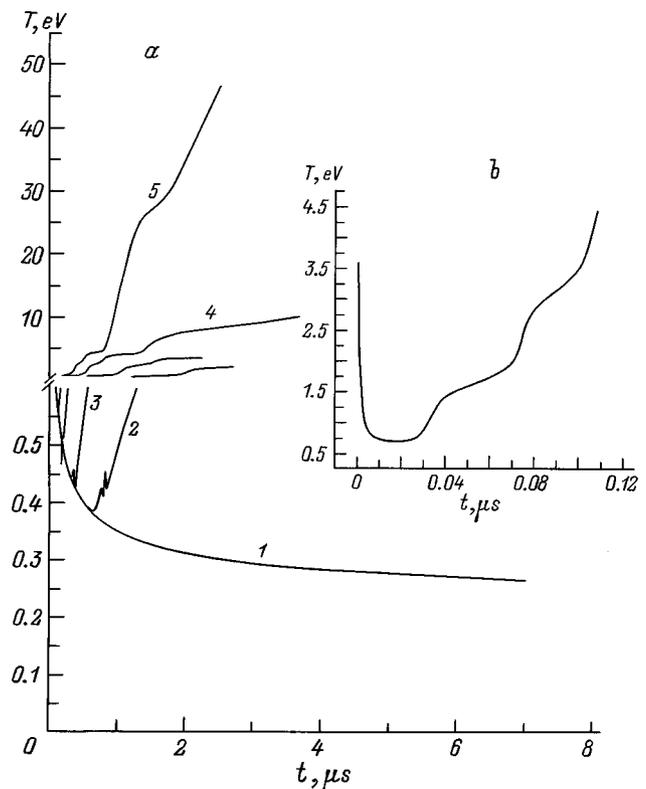
Нагрев и ускорение плазмы формируются на длине порядка  $x_0$  за время

$$\tau_0 \approx \frac{x_0}{u_0} \approx \frac{\rho_0}{B^2 \sigma \Theta}. \quad (6)$$

С точностью до множителя  $1/\Theta$  величина  $\tau_0$  есть известный в магнитной гидродинамике параметр — время индукционного торможения [i]. При  $\Theta > \gamma$  плазма действительно замедляется за время порядка  $\tau_0$ . Однако при  $\Theta < \gamma$  смысл этого параметра меняется на противоположный,  $\tau_0$  становится масштабом времени ускорения плазмы при ее движении поперек поля. При плотности паров меди порядка  $1 \text{ kg/m}^3$ , что соответствует концентрации  $10^{25} \text{ m}^{-3}$ , для ускорения плазмы с проводимостью  $10^3 (\Omega \cdot \text{m})^{-1}$  за время порядка  $10^{-6} \text{ s}$  необходимо, чтобы она расширялась поперек поля с индукцией порядка

$10^2 \text{ Т}$ . Пороговое значение индукции возрастает при росте плотности и снижении проводимости [3].

Отмеченные качественные особенности нагрева плазмы в сильном поле подтверждаются серией расчетов по полной модели нестационарного радиального магнитодинамического течения для гипотетической среды с фиксированной проводимостью. Использовался тот же компьютерный код, что и в работе [3]. В модельной задаче принималось, что плазменный цилиндр начинает расширяться в аксиальном поле  $B_0$  из начального состояния, характеризуемого радиусом  $r_0$ , температурой  $T_0$ , плотностью  $\rho_0$ . Как было сказано, проводимость принималась постоянной; в расчете использованы интерполяционные уравнения состояния, описанные в работе [6]. Как видно из серии кривых рис. 2, *a*, температура внешних слоев плазмы в отсутствие поля со временем снижается вследствие адиабатического расширения (кривая 1), однако при проводимости  $10^4 (\Omega \cdot \text{m})^{-1}$  и  $\rho = 300 \text{ kg/m}^3$  уже в поле с индукцией 5 Т температура после спада резко возрастает (кривая 2). Дальнейшее возрастание внешнего поля приводит к более интенсивному нагреву (кривая 3 — 10, кривая 4 — 20, кривая 5 — 50 Т). Нагрев в поле с индукцией 50 Т при указанной плотности отсутствует, если проводимость снижается до  $4 \cdot 10^2 (\Omega \cdot \text{m})^{-1}$  (соответствующая зависимость для температуры внешних слоев плазмы представлена кривой 1), и имеет место, если вместе со снижением



**Рис. 2.** Зависимость от времени температуры на периферии плазменного цилиндра при его расширении в продольном магнитном поле. Начальный радиус  $r_0 = 1 \text{ mm}$ ,  $T_0 = 3 \text{ eV}$ .

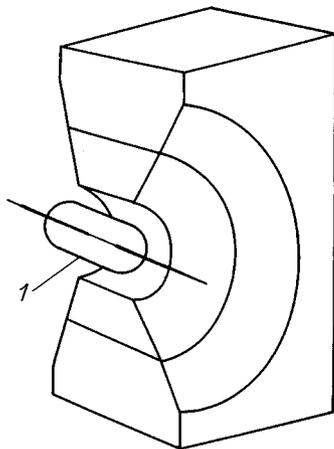
проводимости до этого значения снижается и начальная плотность до значения  $3 \text{ kb/m}^3$  (процесс нагрева в этом случае иллюстрируется рис. 2, *b*). При электрическом взрыве проволоочки процесс осложнен по сравнению с рассмотренными модельными задачами зависимостью проводимости от температуры и концентрации.

Расчеты, выполненные в работах [2,3], показали, что эффект нагрева плазмы индуцированным током и ускорение границы имеет место лишь в поле с индукцией выше  $10^2 \text{ Т}$ , если начальный нагрев проводника определяется током с плотностью порядка  $10^{10} - 10^{11} \text{ А/м}^2$ . Пороговое поле может быть существенно слабее для плазмы низкой плотности, которая обычно образуется вблизи проволоочки при ее взрыве в вакууме.

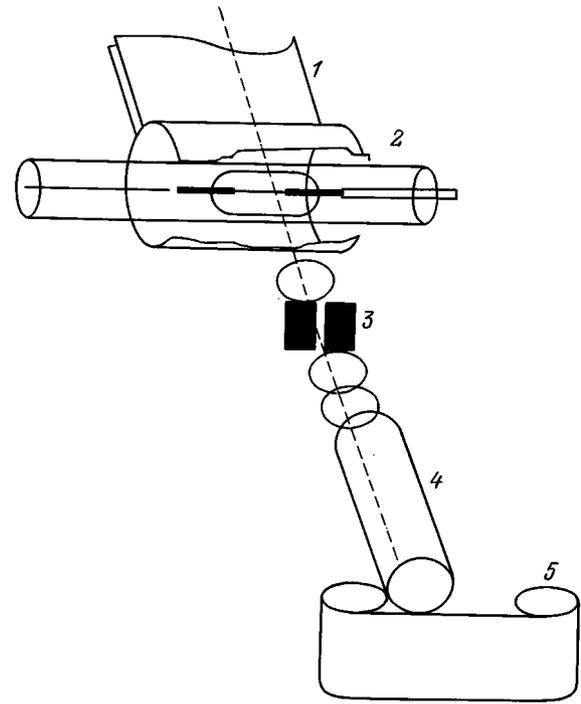
Если считать, что температура частиц в результате пробоя газа и его ионизации имеет порядок  $1 \text{ eV}$ , то этому соответствует тепловая скорость атомов меди  $\sim 10^3 \text{ м/с}$ . За время порядка  $1 \mu\text{s}$  облако газа распространяется на расстояние, примерно равное  $1 \text{ мм}$ , а концентрация частиц в этой зоне имеет порядок  $10^{24} \text{ м}^{-3}$  [7]. Согласно приведенным оценкам, при проводимости  $\sigma = 100 (\Omega \cdot \text{м})^{-1}$  можно ожидать ускорения границы плазмы в поле  $B_z = 50 \text{ Т}$ . Опысываемые ниже эксперименты подтверждают это предположение.

## Описание экспериментальной установки

В рассматриваемых экспериментах медная проволоочка диаметром  $0.2 \text{ мм}$  длиной  $15 \text{ мм}$  помещалась в откачанный стеклянный баллон 1 (рис. 3) с внутренним диаметром  $16 \text{ мм}$ . В процессе изготовления проволоочка обезгаживалась в течение суток при температуре  $400^\circ\text{C}$  и давлении  $0.1 \text{ Па}$ . Баллон размещался в полости одновиткового соленоида со сменным разрушающимся вкладышем. Для питания соленоида использовалась малоиндуктивная конденсаторная батарея емкостью  $648 \mu\text{F}$ , которая заряжалась до напряжения  $35 \text{ кV}$ . Максимальное значение индукции достигало  $70 \text{ Т}$ . Взрыв проводника происходил вблизи максимума индукции и



**Рис. 3.** Одновитковый соленоид с размещенным в нем вакуумированным баллоном с проводником.

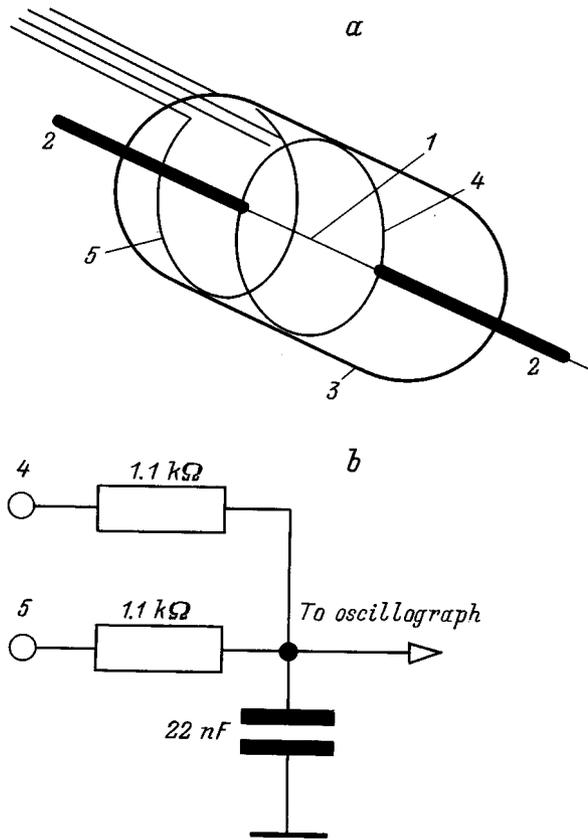


**Рис. 4.** Эскиз расположения взрывающегося проводника, соленоида и фотоэлектронного хронографа: 1 — условное изображение соленоида внешнего поля, 2 — взрывающийся проводник с токоподводами, 3 — щелевая диафрагма, 4 — электронно-оптический преобразователь, 5 — фотопленка.

осуществлялся путем разряда дополнительной батареи. Время нарастания тока в проволоочке до амплитудного значения ( $1 \mu\text{s}$ ) было существенно меньше времени нарастания поля ( $7 \mu\text{s}$ ). Магнитодинамические расчеты подтвердили, что в этих условиях продольное поле может считаться квазистационарным с точки зрения его влияния на процесс электрического взрыва проводника. Конструкция подвода тока к баллону со взрывающимся проводником была выполнена в виде "беличьей клетки" из тонких проводников с целью исключения механического воздействия продольного магнитного поля на элементы разрядного контура. Параметры контура взрывающегося проводника следующие: емкость  $3.75 \mu\text{F}$ , индуктивность  $300 \text{ нГ}$ , зарядное напряжение  $10 \text{ кV}$ .

Измерения тока в проводнике проводились с помощью пояса Роговского, напряжение на взрывающемся проводнике измерялось делителем напряжения с компенсацией индуктивной составляющей. Для выяснения характера влияния продольного магнитного поля на процесс взрыва эти методики были дополнены двумя дополнительными каналами: фотохронографированием свечения плазмы, позволявшим в каждый момент времени получить распределение свечения плазмы электрического взрыва по радиусу, и измерением диамагнитного сигнала.

Фотохронографирование свечения плазмы позволяет измерить скорость расширения ее границы. На рис. 4 приведен эскиз взаимного расположения соленоида, взрывающегося проводника и фотоэлектронного хроногра-



**Рис. 5.** *a* — схема расположения диамагнитных витков на поверхности вакуумированного баллона со взрываемым проводником; 1 — взрываемый проводник, 2 — токоподводы, 3 — стеклянный баллон, 4 — измерительный виток, 5 — компенсирующий виток; *b* — схема суммирующе-интегрирующей цепи для измерения магнитного потока, вытесненного плазмой ЭВП.

фа. Запуск развертки хронографа синхронизировался с моментом подачи запускающего импульса на разрядник контура взрываемого проводника.

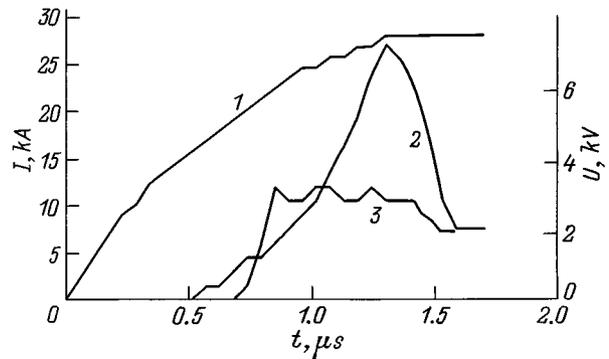
Для оценки электропроводности плазмы при известной скорости расширения проводились измерения диамагнитного сигнала магнитного потока, вытесненного плазмой. Суть метода измерения диамагнитного сигнала поясняется рис. 5, *a* и *b*. На поверхности вакуумного баллона, содержащего взрываемый проводник, расположены два витка, один из которых (измерительный) находится в плоскости, проходящей через середину проводника, а второй (компенсирующий) расположен в районе токоподвода. На начальной стадии эксперимента магнитное поле внешнего источника нарастает с характерным временем, значительно превышающим время диффузии поля во взрываемый проводник, так что к моменту взрыва, который происходит вблизи максимума  $B_z$ , внутри диамагнитного витка поле распределено по радиусу практически равномерно. При этом за счет включения компенсирующего витка с полярностью, противоположной измерительному, сигнал на выходе интегратора мал. Расширяющаяся плазма электрического взрыва вытесня-

ет магнитный поток из сечения измерительного витка за счет протекания в ней азимутального тока, вызванного радиальным перемещением проводящей силы. Как показывают проведенные оценки, составляющая азимутального тока, вызванная нестационарностью внешнего поля, в условиях эксперимента не оказывает существенного влияния на процесс взрыва.

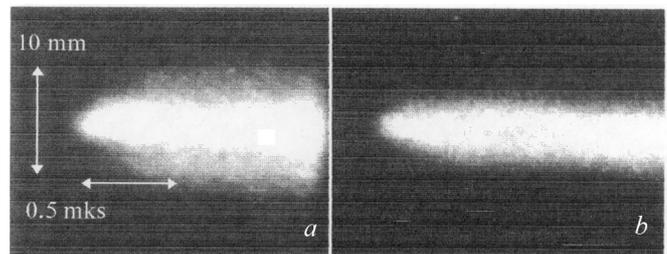
## 2. Результаты экспериментов

На рис. 6 приведены типичные осциллограммы тока и напряжения на взрываемом проводнике для случаев  $B_z = 0$  и 50 Т, полученные в опытах. При заданных параметрах контура взрыв практически не влиял на кривую тока через проводник. Влияние поля проявляется в резком уменьшении амплитуды напряжения на взрываемом проводнике, что говорит об увеличении проводимости плазмы. Взрыв проводника при наличии и отсутствии продольного магнитного поля приведены на рис. 7.

На рис. 8 приведены результаты обработки фотохронограмм взрыва, в которых выделены линии равного почернения фотопленки. Хронограмма (рис. 7, *a*), соответствующая взрыву в продольном магнитном поле, делится на две хорошо выраженные зоны, отличающиеся яркостью свечения. Внешняя зона представляет собой быстро расширяющуюся плазму низкой плотности. Разлет плазмы ограничивается стенками вакуумной камеры. Внутренняя зона отличается значительно более высокой



**Рис. 6.** Осциллограммы токов и напряжений при электрическом взрыве проводника при наличии и отсутствии продольного магнитного поля: 1 — ток, 2 — напряжение при  $B = 0$ , 3 — напряжение при  $B = 50$  Т.



**Рис. 7.** Фотохронограммы электрического взрыва проводника в продольном магнитном поле:  $B_z = 50$  Т (*a*) и без него (*b*).

яркостью свечения и малой скоростью расширения, практически такой же, как для электрического взрыва без продольного магнитного поля (рис. 7, *b*). Таким образом, из сравнения хронограмм видно, что при параметрах контура взрываемого проводника, имевших место в описываемых экспериментах, электрический взрыв в продольном магнитном поле отличается наличием быстро расширяющейся плазменной оболочки малой плотности. Сказанное подтверждается сравнением линий равной плотности почернения для режимов с полем и без него (рис. 8). Кривые, соответствующие плотности 100 и 7% (для опыта с полем), нанесены непосредственно и на фотохронограмму.

Для получения распределения относительной локальной интенсивности свечения плазмы результаты фотометрирования хронограмм были подвергнуты обработке с учетом цилиндричности светящейся области в предположении прозрачности зоны малой плотности. При обработке использовано аналитическое решение уравнения Абеля, известное как "инверсия Абеля" [7]

$$I(r) = \frac{1}{\pi} \int_r^a \frac{dJ(y)}{dy} \frac{1}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy. \quad (7)$$

Здесь  $J(y)$  — распределение плотности почернения фотопленки вдоль пространственной координаты  $y$ ;  $r$  — текущее значение радиуса точки, в которой определяется интенсивность источника  $I(r)$ ;  $a$  — внешний радиус плазменного столба в данный момент времени. При решении уравнения (1) значения  $J(y)$ , полученные из фотометрирования фотохронограмм, аппроксимировались полиномиальными функциями. При обработке из рассмотрения были исключены внутренние слои, заведомо оптически непрозрачные.

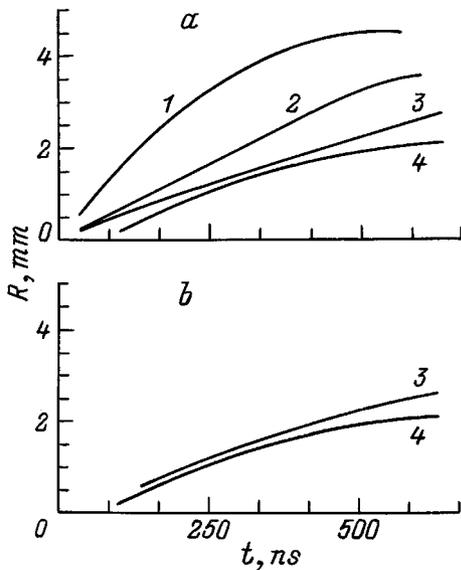


Рис. 8. Линии, соответствующие равной плотности почернения фотопленки по данным фотохронографирования: 1 — 7, 2 — 20, 3 — 35, 4 — 100; а —  $B_z = 50$  Т, б — 0.

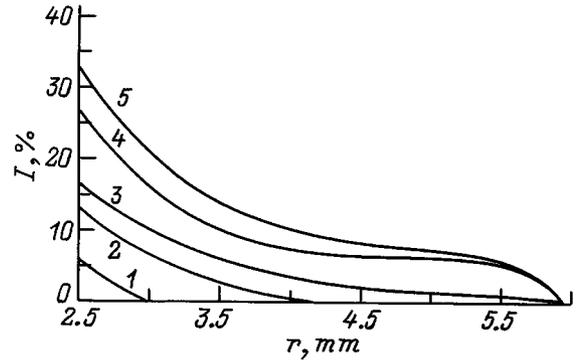


Рис. 9. Распределение по радиусу относительной локальной интенсивности свечения наружной области плазмы по результатам обработки фотохронограммы для  $B_z = 50$  Т. Значения  $I$  нормированы на интенсивность свечения центральной области. Время  $t$ , ns: 1 — 50, 2 — 150, 3 — 250, 4 — 350, 5 — 450.

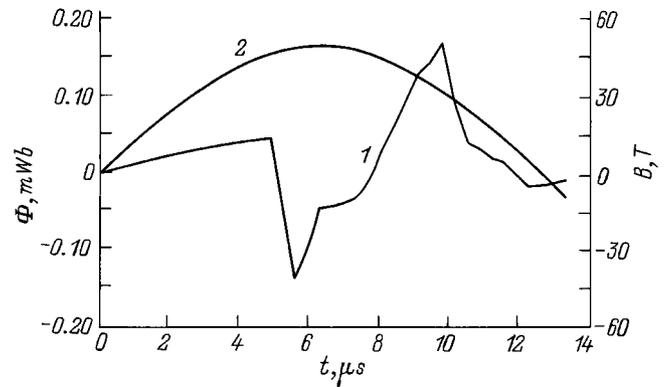


Рис. 10. Осциллограмма диамагнитного сигнала (1) и продольного магнитного поля (2).

Результаты обработки приведены на рис. 9. Из них видно, что скорость расширения границы плазмы близка к 20 km/s, что соответствует энергии ионов меди порядка 100 eV.

Осциллограмма диамагнитного сигнала при  $B_z = 50$  Т приведена на рис. 10. На ней можно выделить сигнал, пропорциональный внешнему магнитному полю, который присутствует на осциллограмме из-за неполной его компенсации, и сигнал, пропорциональный вытесненному магнитному потоку, легко выделяемый на фоне остаточного нескомпенсированного сигнала.

### Анализ результатов

На рис. 11 представлена зависимость от времени сопротивления проволоочки в экспериментах с полем. В течение промежутка времени  $t_1 < t < t_2$ , когда напряжение на проволоочке мало меняется, сопротивление меняется в пределах от 0.14 до 0.1  $\Omega$ . Для сравнения отметим, что в опыте без поля сопротивление в момент  $t_2$  близко к 0.2  $\Omega$ . Судя по хронограммам, область яркого свечения

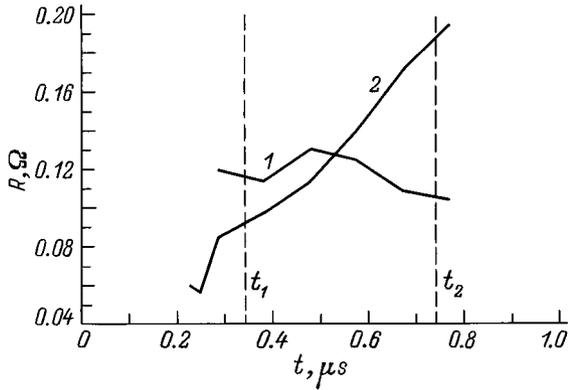


Рис. 11. Зависимость от времени сопротивления взрывающегося проводника:  $B = 50$  Т (1), 0 (2).

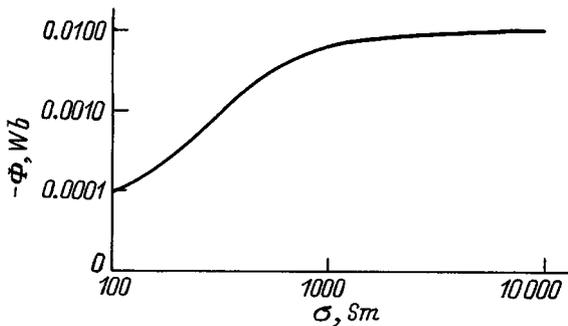


Рис. 12. Расчетная величина диамагнитного сигнала в зависимости от проводимости плазмы для скорости расширения границы  $u = 20$  км/с и радиуса  $r = 8$  мм.

мало отличается в опытах с полем и без него. Можно, исходя из этого, предположить, что сопротивление области высокой концентрации в обоих экспериментах примерно одинаково. Отличие в измеренных значениях сопротивления канала обусловлено тем, что в опытах с полем область плотной плазмы шунтирована областью низкой концентрации. В момент  $t_2$ , когда фазовый переход полностью завершен, сопротивление внешней зоны разряда при этих предположениях составляет около  $0.17 \Omega$ . Отсюда можно оценить среднюю проводимость, поскольку к моменту  $t_2$  плазма заполняет всю трубку. Значение проводимости близко к  $400 (\Omega \cdot \text{м})^{-1}$ .

Диамагнитный сигнал в сочетании с измеренной скоростью расширения плазмы позволяет оценить величину ее электропроводности другим способом. Самая простая оценка электропроводности может быть сделана на основании следующих соображений:  $\Delta\Phi \approx \Delta B \cdot \pi R^2$ , где  $\Delta\Phi$  — магнитный поток, вытесненный из плазмы к моменту касания ею стенок камеры;  $R$  — радиус камеры. Поскольку  $\Delta B \approx i'_\varphi \mu_0$ , где  $i'_\varphi \approx u\sigma BR$  — линейная плотность наведенного тока,  $u$  — скорость расширения границы плазмы, то для  $B = 50$  Т,  $u = 20$  км/с,  $R = 8$  мм получим значение  $\sigma \approx 100 (\Omega \cdot \text{м})^{-1}$ . Для более точной оценки величины  $\sigma$  проводились расчеты диффузии магнитного поля в цилиндрически расширяющуюся плазму

с заданной электропроводностью. Численно решалось уравнение диффузии магнитного поля в цилиндрических координатах

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r} \left( \chi r \frac{\partial B_z}{\partial r} \right) - B_z \frac{\partial(ru)}{r \partial r}, \quad (8)$$

где  $\chi = 1/(\mu_0\sigma)$  — коэффициент диффузии электромагнитного поля,  $\sigma$  — электропроводность плазмы,  $\mu_0$  — магнитная проницаемость среды,  $B_z$  — индукция продольного магнитного поля,  $u$  — скорость расширения плазмы. Предполагалось, что электропроводность постоянна по сечению плазмы, а скорость  $u$  линейно нарастает от оси проводника к границе, что соответствует однородному расширению столба. На рис. 12 приведена рассчитанная таким образом зависимость величины диамагнитного сигнала, соответствующая моменту максимального радиуса плазмы, от электропроводности.

Измеренному значению диамагнитного сигнала соответствует рассчитанная величина  $\sigma \approx 200 (\Omega \cdot \text{м})^{-1}$ . Спад и переполюсовка диамагнитного сигнала после достижения максимума могут быть объяснены остановкой наружных слоев плазмы при столкновении со стенками колбы, после чего происходит ”провал” продольного магнитного поля внутрь плазмы. Далее, возможно, имеет место отражение плазмы от стенок, приводящее к ее пинчеванию и захвату потока. В данной работе рассматривалась только начальная часть диамагнитного сигнала, соответствующая расширению плазмы.

На следующей стадии расчетов численно решалась полная система уравнений магнитной гидродинамики для радиального течения, аналогичная описанной в работе [3] с зависимостью проводимости от температуры и плотности, взятой из работы [8]. При этом варьировались начальные значения плотности и температуры. Результаты расчетов дали значения диамагнитного сигнала, существенно отличающиеся от измеренного. Поэтому была проведена серия расчетов с более низкой проводимостью, которая, как и в расчетах с линейной зависимостью скорости от радиуса, принималась постоянной и равной  $200\text{--}400 (\Omega \cdot \text{м})^{-1}$ . Была проведена серия пробных расчетов при различных значениях начальной плотности и температуры. Расчеты показали, что при величине начальной плотности ниже приблизительно  $\sim 5 \text{ kg/m}^3$  и температуре выше  $\sim 3 \text{ eV}$  плазма переходит в режим ускорения, сопровождающегося ростом температуры наружных слоев до значения около  $100 \text{ eV}$ . Формирующееся распределение скоростей сильно отличается от линейного, предположение о котором использовалось при предварительной оценке проводимости плазмы, исходя из диамагнитных измерений. Наилучшее совпадение с данными эксперимента при  $\sigma = 400 (\Omega \cdot \text{м})^{-1}$  дает расчет при начальной плотности  $\sim 1 \text{ kg/m}^3$  и начальной температуре  $\sim 5 \text{ eV}$ .

Поскольку при расчетах не учитывались потери на излучение, то полученные значения температуры имеют характер оценок. Наиболее достоверным результатом пробных расчетов является то, что при всех вариациях

начальных условий близкое к измеренному значению диамангнитного сигнала удается получить лишь при значении проводимости порядка  $\sim 10^2 (\Omega \cdot \text{m})^{-1}$ , что соответствует ее оценкам, исходя из сопротивления канала. Это значение более чем на порядок меньше того, что дают известные табличные значения [8]. Расхождение может быть свидетельством того, что соотношения для проводимости, полученные при допущении о термодинамическом равновесии среды, перестают быть справедливыми в области малой плотности, где, согласно расчетам, концентрация частиц составляет приблизительно  $10^{22} \text{ m}^{-3}$ . Поскольку плотность азимутального тока близка к  $\sim 10^8 \text{ A/m}^2$ , то при указанной концентрации электронов их дрейфовая скорость имеет порядок  $10^5 \text{ m/s}$ , что существенно выше тепловой скорости ионов. При таких условиях предположение об отсутствии термодинамического равновесия и снижении электропроводности вследствие раскачки хаотических колебаний в плазме кажется вполне обоснованным.

По полученным выше оценкам для электропроводности и скорости расширения границы проводника легко рассчитать энергию, вложенную в плазму за счет ее нагрева азимутальным током за время порядка  $10^{-6} \text{ s}$ . Если значение проводимости составляет несколько единиц на  $10^2 (\Omega \cdot \text{m})^{-1}$ , эта энергия составляет  $10^7 \text{ J/m}^3$ , а плотность тока оказывается равной  $\sim 10^8 \text{ A/m}^2$ . Приведенная оценка подтверждает возможность использования электрического взрыва в сверхсильном поле для нагрева плазмы.

## Заключение

1. Экспериментально установлено существенное влияние сильного аксиального магнитного поля на электрический взрыв тонких проволочек в вакууме. Отмечено изменение вида осциллограмм тока и напряжения на взрываемом проводнике при наложении на него внешнего продольного магнитного поля.

2. На модельных задачах показана возможность самовозбуждения азимутального тока и ускорения плазмы при тепловом расширении в сильном магнитном поле. Отмечена возможность раскачки процесса, в котором с ростом азимутального тока возрастает нагрев, что в свою очередь приводит к ускорению плазмы и дальнейшему росту тока. Показано, что процесс имеет пороговый характер.

3. Эксперименты подтвердили возможность разогрева плазмы индуцированным азимутальным током и ее ускорения. Отмечено резкое расширение цилиндрического облака плазмы относительно низкой плотности, образующейся при взрыве проволочки в вакууме. Показано, что в поле с индукцией 50 Т скорость границы достигает  $\sim 2 \cdot 10^4 \text{ m/s}$ .

4. Измерения вытесненного магнитного потока подтвердили наличие индуцированного азимутального тока с плотностью порядка  $10^8 \text{ A/m}^2$  в расширяющейся плазме с проводимостью, близкой к  $10^2 (\Omega \cdot \text{m})^{-1}$ .

Авторы выражают признательность С.В. Бобашову за полезное обсуждение результатов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 96-02-19185а).

## Список литературы

- [1] Адамьян Ю.Э., Березкин А.Н., Шнеерсон Г.А. // Тез. докл. VI Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Л., 1983. Т. 2. С. 387–389.
- [2] Адамьян Ю.Э., Василевский В.М., Кривошеев и др. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 23. С. 43–46.
- [3] Колгатин С.Н., Шнеерсон Г.А. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 1. С. 57–64.
- [4] Адамьян Ю.Э., Василевский В.М., Кривошеев и др. // Тез. докл. VI Междунар. конф. по генерации мегагауссных полей и родственными экспериментам. Саров, 1996.
- [5] Каулинг Т. Магнитная гидродинамика. М.: Атомиздат, 1978.
- [6] Колгатин С.Н., Хачатурьянц А.В. // ТВТ. 1982. Т. 78. С. 447–552.
- [7] Саркисов Г.С., Этлишер Б., Яньков В.В. и др. // ЖЭТФ. 1995. Т. 108. В. 4(10). С. 1355.
- [8] Беспалов И.М., Полищук А.Я. Препринт ИВТ АН СССР. № 1-257. М., 1988. 35 с.