

## ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОГО АКСИАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ВЗРЫВ ПРОВОДНИКОВ В ВАКУУМЕ

*Ю.Э.Адамьян, В.М.Василевский, С.И.Кривошеев,  
С.Н.Колгатин, Г.А.Шнеерсон, В.Л.Шутов*

Известно, что электрический взрыв проволок при времени вклада энергии порядка микросекунд характеризуется развитием магнитогидродинамических неустойчивостей типа перетяжек [1]. Согласно линейной теории для идеально проводящей плазмы условие стабилизации нулевой моды имеет вид [2]

$$Bz = \left(1/\sqrt{2}\right) B_{\varphi}.$$

где  $Bz$ ,  $B_{\varphi}$  — индукции соответственно аксиального и азимутального магнитного поля на поверхности проводника. Представляет интерес проверить, насколько эффективным является стабилизирующее влияние аксиального поля в реальных условиях электрического взрыва. В работах [3,4] такие попытки делались, однако результаты этих работ не вполне согласуются между собой. Возможно, это объясняется наличием газовой среды вокруг проводника, что может существенно повлиять на ход процесса. Вместе с тем в работах [3,4] использованы достаточно слабые поля. Это не позволило исследовать режимы, при которых аксиальное поле существенно превышает пороговое значение, определяемое приведенной выше формулой.

В данной работе описаны первые результаты исследований взрыва проволок в вакууме в поле с индукцией до 80 Тл. Использование столь сильного поля и его вариация в широких пределах позволяет исследовать не только электрические характеристики процесса и энерговклад в канал, но и влияние поля на структуру продукта взрыва — осадка на стенках камеры.

Магнитное поле, стабилизовавшее режим взрыва, генерировалось с помощью малоиндуктивной конденсаторной батареи емкостью 800 мкФ. В описываемых опытах напряжение батареи достигало 35 кВ, собственная индуктивность составляла 9 Гн. Нагрузкой батареи являлся одновитковый соленоид со сменным разрушающимся элементом. Инерционное удержание сменного элемента осуществлялось с помощью двух массивных полуколец [5].

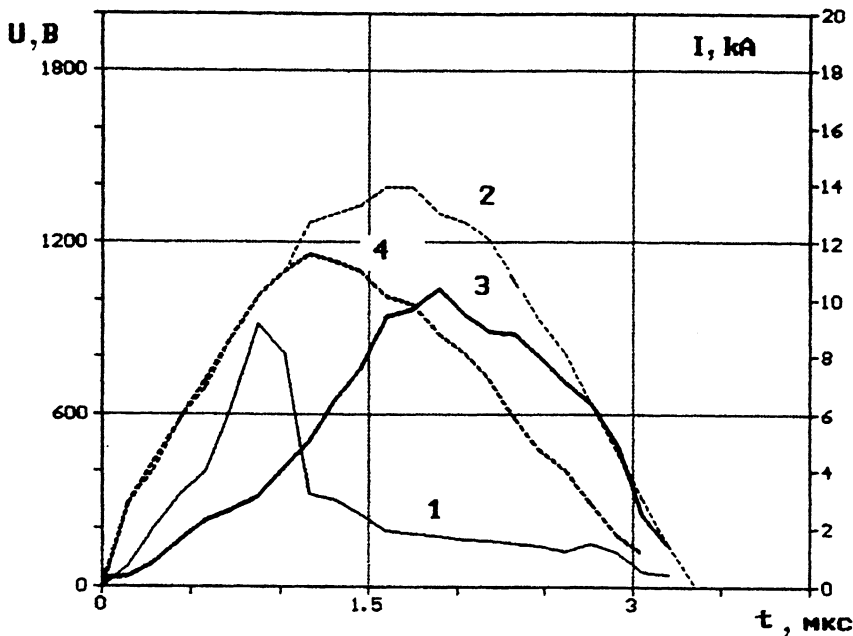


Рис. 1. Осциллограммы напряжения и тока во взрываемом проводнике. 1, 2 — напряжение и ток при  $B_z = 0$ ; 3, 4 — то же при  $B_z = 80 \text{ Тл}$ .

Взрыв медной проволоочки диаметром 0.2 мм осуществлялся в вакуумированных стеклянных баллонах однократного использования диаметром 10 мм, размещенных в полости одновиткового соленоида. Импульс тока во взрываемом проводнике формировался с помощью разрядного контура, содержащего малоиндуктивный конденсатор емкостью 3.75 мкФ, ошиновку и искровой разрядник, запуск которого синхронизовался с работой генератора импульсных токов, питающего магнитную систему.

Разрядник, управляющий работой контура взрыва проводника, включался вблизи момента максимума индукции аксиального магнитного поля. Время нарастания тока в проволочке до амплитудного значения (1 мкс) было существенно меньше, чем время нарастания магнитного поля (7 мкс).

При зарядном напряжении контура 6 кВ амплитуда тока во взрываемом проводнике составляла около 10 кА. Таким образом, амплитуда азимутального магнитного поля на поверхности проводника составляла 20 Тл. Согласно приведенной формуле, для стабилизации нулевой моды магнитно-гидродинамической неустойчивости проводника с током необходимо, чтобы индукция аксиального поля пре-

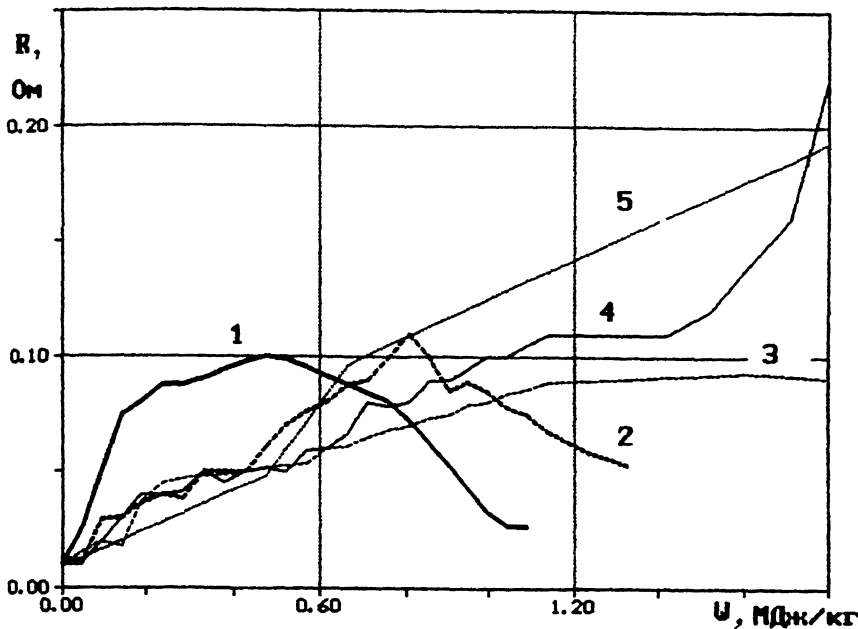


Рис. 2. Зависимость сопротивления взрываемого проводника от вложенной энергии. 1 —  $Bz = 0$ , 2 —  $Bz = 10$  Тл, 3 —  $Bz = 30$  Тл, 4 —  $Bz = 80$  Тл, 5 — табличная зависимость  $R(W)$ .

высила 14 Тл. В описываемых экспериментах параметры магнитной системы позволяли с большим запасом выполнить это условие. На рис. 1 приведены типичные осциллограммы тока и напряжения на взрываемом проводнике. Измерения показали, что зависимость сопротивления от вложенной энергии (рис. 2) существенно трансформируется при изменении амплитуды индукции. В описываемых экспериментах энергия, вложенная в разряд за первый полупериод изменения тока в проволочке, не превышала энергии сублимации. Поэтому при одномерном расширении (в отсутствие неустойчивости) зависимость сопротивления от вложенной энергии должна быть близка к табличной, хотя и может несколько отличаться от последней вследствие теплового расширения среды. Экспериментальные зависимости сопротивления от вложенной энергии (рис. 2) показывают, что при отсутствии поля имеет место резкий рост сопротивления по сравнению с табличной зависимостью. Далее следует спад сопротивления. Такая зависимость  $R(W)$  соответствует результатам других авторов, свидетельствует о разрушении проводника вследствие развития неустойчивости задолго до получения энергии сублимации.

В наиболее сильном поле, использованном в данных опытах ( $Bz = 80$  Тл), сопротивление меняется плавно. Оно монотонно растет с ростом вложенной энергии, т. е. качественно повторяет табличную зависимость  $R(W)$ . Хотя имеет место количественное различие экспериментальной и табличной зависимостей (первая идет на 15–25% ниже второй), можно сделать вывод, что режим взрыва в поле с индукцией 80 Тл является стабильным. При промежуточных значениях индукции  $Bz$  имеет место переход от первого режима ко второму. В поле с индукцией 10 Тл, близкой к расчетному порогу стабилизации, замечено существенное отличие зависимости  $R(W)$  от полученной без поля, однако в этом случае еще имеет место скачок сопротивления с последующим спадом. Лишь в поле с индукцией 30 Тл зависимость  $R(W)$  становится близка к табличной и демонстрирует монотонный рост сопротивления в зависимости от вложенной энергии.

Таким образом, в поле с индукцией примерно вдвое выше порогового значения режим близок к стабильному, а дальнейшее усиление поля  $Bz$  не приводит к качественным изменениям характеристик процесса.

Целью дальнейших исследований, включающих в себя как дополнительные эксперименты, так и численные расчеты, должна быть интерпретация наблюдаемого хода зависимости сопротивления от вложенной энергии в стабильных режимах. Эта зависимость идет ниже табличной и несколько отличается для полей 30 и 80 Тл. Возможно, это различие объясняется влиянием на нагрев и гидродинамическое течение азимутальных токов, индуцируемых при расширении плазмы в сильном магнитном поле [6].

В описываемых экспериментах исследовалась структура осадка на стенках вакуумной камеры. Состав осадка изучался под микроскопом при 250-кратном увеличении. Отмечено существенное влияние аксиального поля на структуру осадка, образующегося на стенке камеры в результате взрыва. При отсутствии внешнего магнитного поля осадок на стенке камеры представляет собой мелкие частицы неправильной формы размером порядка единиц микрон. Кроме того, в поле зрения всегда имеются отдельные крупные пятна неправильной формы, которые можно интерпретировать как следы пленки жидкого металла, застывшей на поверхности. В сильных полях масштаба 60–80 Тл наблюдается структура, состоящая из значительно более крупных, чем в предыдущем случае, правильных шарообразных капель. Размер капель — порядка десяти микрон. Функции распределения частиц по характерному размеру приведены на рис. 3. Как видно из рисунка, при отсутствии внешнего стабилизирующего поля максимум функции распределения

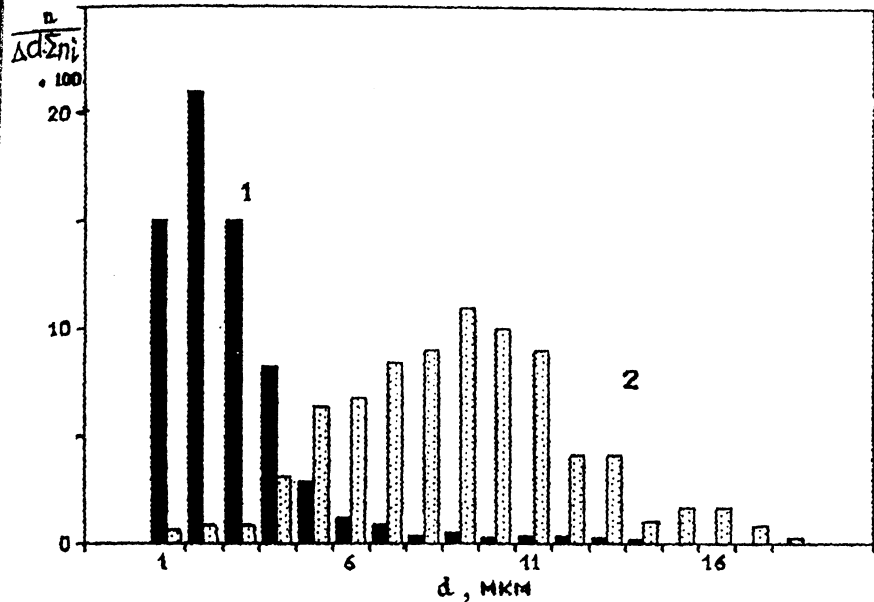


Рис. 3. Функция распределения характерного размера частиц осадка продуктов взрыва на стенках вакуумной камеры. 1 —  $B_z = 0$ , 2 —  $B_z = 80$  Тл.

мелкой фракции осадка лежит в районе 2–3 мкм. Можно предположить, что эти частицы представляют собой кластеры, образующиеся при остывании плазмы дуговых разрядов, которые возникают в перетяжках при потере устойчивости в процессе электрического взрыва. Время образования кластеров по порядку величины равно времени пролета атомами меди расстояния от оси до стенки камеры с тепловой скоростью. Оно имеет порядок 1 мкс для плазмы с температурой 10 эВ.

Наличие внешнего поля приводит к сдвигу максимума функции распределения в область размеров 8–12 мкм. Сферические частицы осадка в этом случае являются продуктом конденсации двухфазной среды, образовавшейся при однородном нагреве плазмы электрическим током. Три фактора отличают условия образования частиц осадка в эксперименте с сильным полем от эксперимента без поля: более низкая начальная энергия частиц (близкая к энергии сублимации), большее время конденсации (следствие меньшей скорости частиц) и наличие сильного магнитного поля. Дальнейшие исследования с широкой вариацией условий взрыва должны показать, каково влияние этих факторов на природу и свойства осадка, образующегося при электрическом взрыве проводников в сверхсильном магнитном поле.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 93-02-17419) и Международного фонда научных исследований (грант JGO 100).

### Список литературы

- [1] *Абрамова К.Б., Валицкий В.П., Вандакуров Ю.В., Златин Н.А., Пегуд Б.П.* // ДАН СССР. 1966. Т. 167. № 4.
- [2] *Голант В.Е., Жилинский А.П., Сатаров И.Е.* Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977.
- [3] *Jager P., Siebke J.I.* // Z. Naturforsch. 1973. Bd 28A. S. 1738.
- [4] *Адамьян Ю.Э., Березкин А.Н., Шнеерсон Г.А.* // VI Всесоюзн. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Тез. докл. Т. 2. Л., 1983. С. 387-389.
- [5] *Адамьян Ю.Э., Березкин А.Н., Бочаров Ю.Н.* и др. ПТЭ. 1994. В. 5. С. 134.
- [6] *Колгатин С.Н., Шнеерсон Г.А.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 5. С. 67-71.

Государственный технический  
университет  
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию  
6 сентября 1995 г.

---