

04;05;12

Исследование электрического взрыва проводников в зоне высокого давления сходящейся ударной волны

© А.Г. Русских, В.И. Орешкин, А.Ю. Лабецкий, С.А. Чайковский, А.В. Шишлов

Институт сильноточной электроники СО РАН,
634055 Томск, Россия
e-mail: russ@ovpe2.hcei.tsc.ru

(Поступило в Редакцию 22 августа 2006 г.)

Исследовано влияние давления окружающей среды на электрический взрыв проводников в жидком диэлектрике. В качестве жидкого диэлектрика использовалась дистиллированная вода, исследуемый объект — вольфрамовый микропроводник диаметром $30\ \mu\text{m}$. Давление в воде создавалось с помощью взрыва многопроволочной сборки, на оси которой располагался исследуемый проводник. Параллельно с экспериментами проводилось магнитогидродинамическое моделирование процесса взрыва. Показано, что наличие высокого давления в зоне взрываемого проводника приводит к задержке времени ЭВП и, как следствие, к увеличению вклада энергии в вещество металла в процессе взрыва.

PACS: 52.80.Qj

Введение

Электрический взрыв проводников (ЭВП) — явление, известное уже более двухсот лет. Первый доклад, посвященный взрыву проводников, был сделан на заседании Лондонского Королевского общества в 1773 г. [1]. Но несмотря на столь долгую историю интерес к этому явлению не утрачен до сих пор, наоборот, в последние годы он значительно вырос. С одной стороны, это связано с привлекательностью ЭВП как объекта фундаментальных исследований, поскольку в веществе взрывающейся проволочки термодинамические параметры (температура и плотность) достигают экстремальных значений; с другой стороны, взрывающиеся проволочки широко используются в различных технических приложениях. Технологическое применение ЭВП нашел в 1940–1950-х гг., когда взрыв проводников стал использоваться в ракетной технике при поджоге ракетного топлива [2]. Другие технологические применения ЭВП — это обострение электрической мощности в высоковольтной импульсной технике [3]; получение нанопорошков [4]; создание рентгеновских источников для микроэлектроники [5,6] и т. п.

В последние годы рост интереса к исследованию ЭВП связан с успешными экспериментами по получению мягкого рентгеновского излучения при сжигании многопроволочных цилиндрических оболочек на установке Ангара-5-1 [7] и на генераторе Z, Сандия, США [8]. В этих экспериментах взрыв проволочек является начальной фазой сжатия плазменных лайнеров, а в финале имплозии возникает высокотемпературная плотная плазма, которая служит мощным источником мягкого рентгеновского излучения (рекордные выходы излучения — около 2 МДж за импульс), перспективного с точки зрения УТС. Сам взрыв проводников сопровождается формированием плотной неидеальной плазмы, а характеристики взрыва служат важным источником информации о транспортных и теплофизических свойствах

неидеальной плазмы. С этой точки зрения наибольший интерес представляет ЭВП не в вакууме, где проявляются такие явления, как стратообразование, десорбция газа с поверхности металла и т. д., которые напрямую не связаны с транспортными свойствами проводника, а в жидком диэлектрике, в частности, в воде [9,10].

Целью данной работы является исследование влияния давления окружающей среды на характеристики взрыва проводников в жидком диэлектрике. В качестве жидкого диэлектрика использовалась дистиллированная вода. Высокое давление в среде жидкого диэлектрика, окружающего исследуемый проводник, создавалось с помощью формирования сходящейся цилиндрической ударной волны. Исследуемым объектом являлся вольфрамовый микропроводник диаметром $30\ \mu\text{m}$. Эксперименты проводились в два этапа, на первом изучались параметры сходящейся цилиндрической ударной волны, образованной взрывом в воде многопроволочного каскада. Определялось время прихода ударной волны на ось системы, а по скорости распространения данной ударной волны оценивалось давление за ее фронтом. На втором этапе проводились эксперименты по взрыву вольфрамового микропроводника в зоне высокого давления. Вольфрамовый проводник располагался по оси каскада, а его взрыв осуществлялся в момент прихода ударной волны на ось системы. Параллельно с экспериментами проводилось магнитогидродинамическое моделирование процесса взрыва.

1. Методика

1.1. Взрыв многопроволочной сборки в воде

Взрыв многопроволочной сборки в воде осуществляется с помощью импульсного генератора ИМРИ-5 [11], который представляет собой батарею конденсаторов с общей емкостью $C_0 = 3.23\ \mu\text{F}$, заряжаемую до напря-

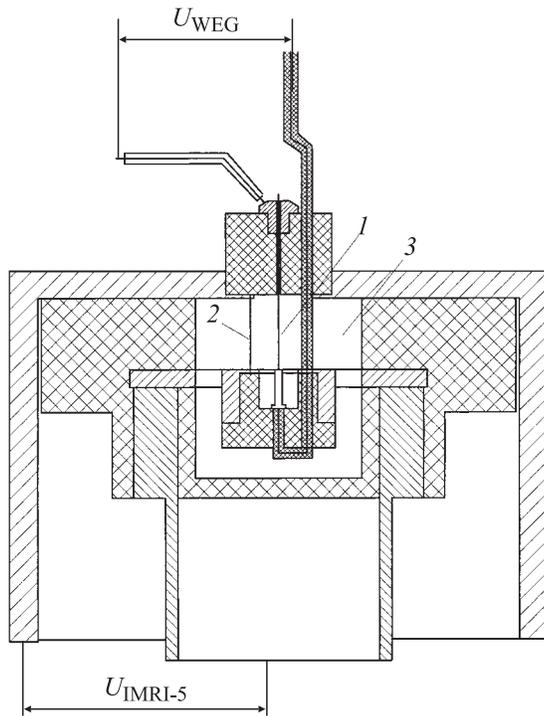


Рис. 1. Схема узла нагрузки. 1 — вольфрамовый проводник диаметром $30\ \mu\text{m}$, 2 — многопроволочный каскад, состоящий из 28 медных проводников диаметром $150\ \mu\text{m}$, 3 — дистиллированная вода.

жения $U_0 = 74\ \text{kV}$, индуктивность электрического контура $62\ \text{nH}$, внутреннее сопротивление генератора $0.15\ \Omega$. Энергия, запасенная в конденсаторах, коммутируется в область нагрузки с помощью управляемого многозаронного разрядника. В режиме короткого замыкания генератор позволяет коммутировать токи с амплитудой $0.5\ \text{MA}$, при фронте нарастания $450\ \text{ns}$.

В качестве нагрузки использовалась многопроволочная сборка диаметром $16.3\ \text{mm}$ и длиной $2\ \text{cm}$, состоящая из 28 медных проводников диаметром $150\ \mu\text{m}$. Схема узла нагрузки приведена на рис. 1. В экспериментах использовалась следующая электрофизическая диагностика: ток (I_{IMRI}) и его производная (dI_{IMRI}/dt) в цепи генератора тока ИМРИ-5 измерялись поясом Роговского и индуктивной петлей; ток в цепи генератора тока WEG (I_{WEG}) измерялся шунтом; падение напряжения на центральном вольфрамовом проводнике (U_{WEG}) и на участке цепи, в котором расположен многопроволочный лайнер (U_{IMRI}), измерялись двумя делителями напряжения. Осциллограммы сигналов с вышеуказанных датчиков приведены на рис. 2.

Поскольку в измерительной цепи делителя напряжения генератора тока ИМРИ-5 имеется заметная индуктивность ($50\ \text{nH}$), то падение напряжения на многопроволочном каскаде должно быть скорректировано с учетом этой индуктивности и производной тока dI_{IMRI}/dt . Зависимость от времени последней величины приведена на рис. 2, *b*, а на рис. 2, *c* приведен расчет

мощности и энергии, вложенной в многопроволочный лайнер. Из рис. 2, *c* видно, что в многопроволочный лайнер основная часть энергии вводится за первую микросекунду, после чего образуются плазменные каналы с достаточно низким сопротивлением. Суммарно в вещество многопроволочной сборки удается ввести энергию порядка $5\ \text{kJ}$ ($\sim 56\%$ от энергии, запасенной в конденсаторной батарее) за время порядка $1\ \mu\text{s}$.

Для регистрации распространения ударной волны в воде использовался хронограф с щелевой разверткой ФЭР-7. В качестве подсетки применялась ламповая вспышка ИСП-250-А. Яркость источника света была соизмерима с яркостью свечения самих микропроводников в момент их взрыва. Изображение строилось на входной щели оптического хронографа с щелевой разверткой ФЭР-7, длительность временной развертки составляла $2.5\ \mu\text{s/cm}$.

Эксперименты, проведенные по вышеописанной методике, показали, что при взрыве многопроволочного каскада образуется ударная волна, сходящаяся к оси системы через $1.9\text{--}2.1\ \mu\text{s}$ после момента коммутации генератора тока ИМРИ-5. Хронограмма этого процесса приведена на рис. 3. Согласно полученным снимкам, при взрыве многопроволочного каскада формируется ударная волна, распространяющаяся в воде со скоростью $4.3 \cdot 10^5\ \text{m/s}$. Для того чтобы оценить значение давления P , создаваемого ударной волной, необходимо решить систему уравнений Гюгонио [12], которая представляет собой законы сохранения массы (1) и импульса (2) на разрыве в ударной волне, с уравнением состояния воды (3):

$$\rho/\rho_0 = D/(D - U); \quad (1)$$

$$P + \rho(D - U)^2 = \rho_0 \cdot D^2; \quad (2)$$

$$P = A((\rho/\rho_0)^n - 1), \quad (3)$$

где ρ_0 и ρ — плотность воды перед и за фронтом ударной волны, а D — это скорость распространения фронта ударной волны, U — массовая скорость за фронтом ударной волны, $A = 3000\ \text{atm}$, $n = 7\text{--}8$ [12]. Решив систему уравнений (1)–(3), получим, что при скорости ударной волны $D = 4.3 \cdot 10^5\ \text{cm/s}$ давление на оси системы составляет $P = 55\text{--}65\ \text{kbar}$.

1.2. Эксперименты по взрыву микропроводника в зоне высокого давления сходящейся ударной волны

Диаметр исследуемого вольфрамового проводника, который располагался на оси многопроволочного каскада, составлял $30\ \mu\text{m}$, а его длина — $18\ \text{mm}$. Исследуемый проводник был включен в контур генератора тока WEG [13]. Генератор WEG представляет собой конденсаторную батарею с емкостью $70\ \text{nF}$, коммутируемую с помощью воздушного триггера. Индуктивность контура генератора WEG составляет $1133\ \text{nH}$, напряжение зарядки генератора WEG — $20\ \text{kV}$. Специфика совместного

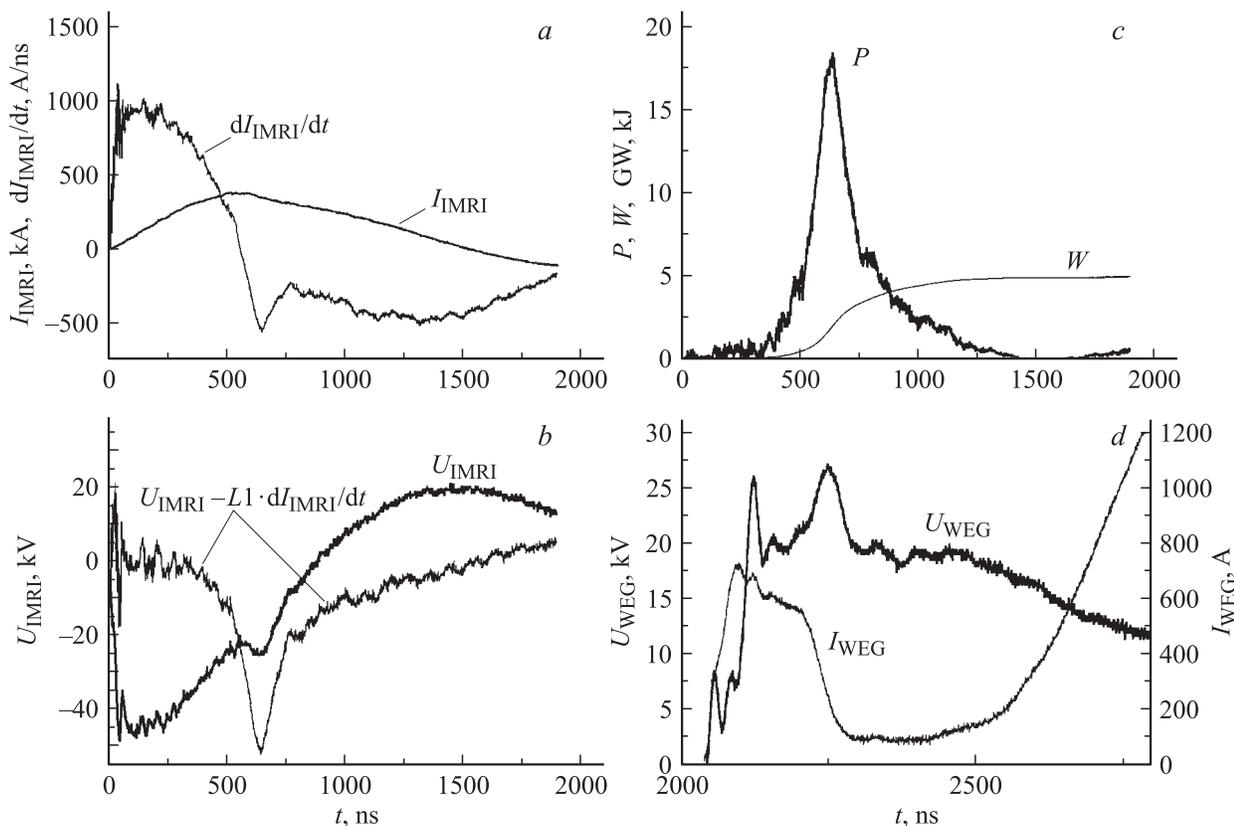


Рис. 2. *a* — осциллограммы тока (I_{IMRI}) и его производной (dI_{IMRI}/dt) в цепи генератора тока ИМРИ-5; *b* — осциллограмма напряжения на участке цепи, в котором расположен многопроволочный лайнер, без учета индуктивной составляющей (U_{IMRI}) и с ее учетом ($U_{\text{IMRI}} - LdI_{\text{IMRI}}/dt$); *c* — кривые мощности и энерговклада в многопроволочный каскад; *d* — осциллограммы тока через центральный вольфрамовый проводник (I_{WEG}) и напряжения на нем (U_{WEG}); $L = 50$ нН.

использования двух отдельных генераторов состоит в том, что при протекании тока в контуре генератора ИМРИ-5 в контуре установки WEG за счет взаимной индукции создается значительное напряжение. Если наводимое напряжение превышает пробивное напряжение разрядника в цепи генератора WEG, происходит его преждевременная коммутация и синхронизация этих двух генераторов тока становится невозможной.

Для решения этой проблемы узел нагрузки конструктивно был выполнен так, чтобы потягосцепление между контуром генератора тока ИМРИ-5 и WEG было минимальным. Это достигалось тем, что обратный токопровод генератора WEG совпадает с внешним диаметром многопроволочной сборки (рис. 1) и ЭДС индукции в нем наводилась только за счет проникновения магнитного поля внутрь многопроволочного каскада.

На рис. 2, *d* приведены типичные осциллограммы синхронизированного срабатывания генератора ИМРИ-5 и WEG. Генератор тока WEG срабатывает в расчетный момент прихода ударной волны на центр системы.

В вышеописанной геометрии были произведены несколько выстрелов с задержки в 1.61, 1.92, 2.05 и 2.26 μs . Для сравнения параметров взрывающегося проводника в условиях повышенного давления и без него

были сделаны калибровочные выстрелы, в которых вольфрамовый проводник взрывался при отсутствии ударной волны. Максимальное отличие в осциллограммах напряжения и тока через взрывающийся проводник было зарегистрировано в выстреле с задержкой сра-

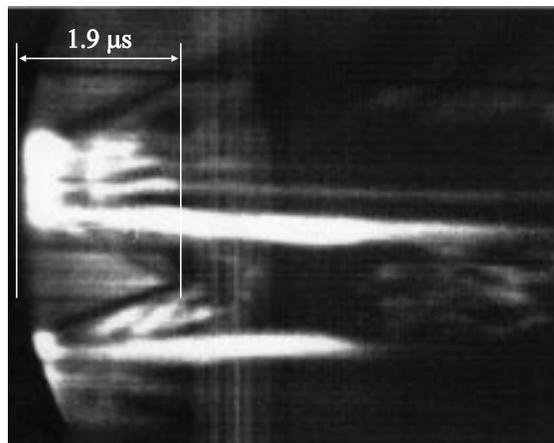


Рис. 3. Хронограмма движения ударной волны в свете лампы-вспышки.

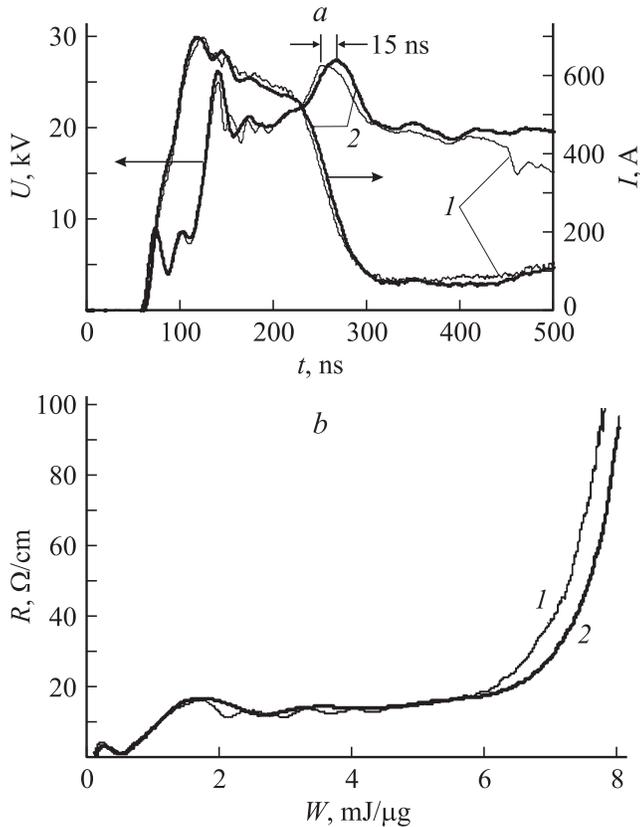


Рис. 4. *a* — осциллограмма тока и напряжения при взрыве вольфрамового микропровода в отсутствие (Sh21, кривые 1) и при наличии высокого давления (Sh23, кривые 2) вокруг него; *b* — зависимость сопротивления вольфрамового проводника диаметром $30\ \mu\text{m}$ от энерговклада в данный микропроводник.

бывания генератора WEG относительно генератора ИМРИ-5 в $\Delta T = 2.05\ \mu\text{s}$. Сравнение осциллограмм для случая с высоким давлением на оси системы и при его отсутствии приводится на рис. 4, *a*. Из данного рисунка видно, что при наличии высокого давления взрыв микропровода происходит позже на 15 ns. Различие двух режимов взрыва отражает и зависимость сопротивления проводника от энерговклада, приведенная на рис. 4, *b*. Данная зависимость построена с учетом индуктивной составляющей, присутствующей в измерительной цепи (за счет изменения напряжения на данном участке цепи), содержащей реактивное сопротивление микропровода и индуктивность 210 нН.

Статистический анализ экспериментальных данных по взрыву вольфрамовых проводников на установке WEG при отсутствии ударной волны, проведенный по 10 выстрелам, показал, что разброс момента времени, при котором напряжение на проводнике достигает максимума, невелик и составляет $\pm 1.5\ \text{ns}$. Поэтому полученные экспериментальные данные зависимости времени взрыва вольфрамового проводника от величины давления окружающей среды можно считать достоверными.

2. Численное моделирование взрыва проводников в зоне высокого давления

Для описания процессов, протекающих при ЭВП, использовалось магнитогидродинамическое (МГД) приближение. Численные расчеты в рамках этого приближения требуют предварительного знания уравнений состояния вещества (УРС) в широком диапазоне термодинамических параметров, а также коэффициентов переноса, наиболее важным из которых является электропроводность. Моделирование ЭВП проводилось в рамках однотемпературного МГД-приближения, уравнения которого в случае цилиндрической геометрии имеют вид

$$\frac{d\rho}{dt} + \frac{\rho}{r} \frac{\partial v}{\partial r} = 0; \quad (4)$$

$$\rho \frac{dv}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial r} - j_z B_\phi; \quad (5)$$

$$\rho \frac{d\varepsilon}{dt} = -\frac{p}{r} \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{j_z^2}{\sigma} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(k \frac{\partial T}{\partial r} - W_R \right); \quad (6)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial B_\phi}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial r}; \quad j_z = \frac{c}{4\pi r} \frac{\partial (r B_\phi)}{\partial r}; \quad (7)$$

$$j_z = \sigma E_z; \quad (8)$$

$$\varepsilon = f(\rho, T); \quad p = f(\rho, T), \quad (9)$$

где $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r}$ — субстанциональная производная; ρ, T — плотность и температура вещества; v — радиальная компонента скорости; p, ε — давление и внутренняя энергия; B_ϕ — азимутальная компонента напряженности магнитного поля; E_z — аксиальная компонента напряженности электрического поля; j_z — аксиальная компонента плотности тока; k, σ — коэффициент теплопроводности и проводимость соответственно, W_R — поток излучения.

Уравнения (4)–(9) решались численно с помощью одномерной МГД-программы, EXWIRE [14], написанной в лагранжевых координатах. В этой программе при решении уравнений гидродинамики (6)–(8) использовалась явная разностная схема „крест“ [15], в которой для расчета ударных волн вводилась комбинированная псевдовязкость (линейная и квадратичная). Для решения уравнений Максвелла (7), дополненных законом Ома (8), а также для решения уравнения теплопроводности использовались неявные разностные схемы, основанные на методе потоковой прогонки [16]. Граничное условие, накладываемое на уравнения Максвелла, имело вид

$$B_\phi(R) = \frac{2I}{cr_w}, \quad (10)$$

где r_w — внешний, зависящий от времени, радиус проволоочки; I — ток, протекающий через проволочку.

Система МГД-уравнений замыкается уравнениями состояния вещества (9). Для металла использовались широкодиапазонными полуэмпирическими уравнениями состояния [17], полученными на основе модели [18], в

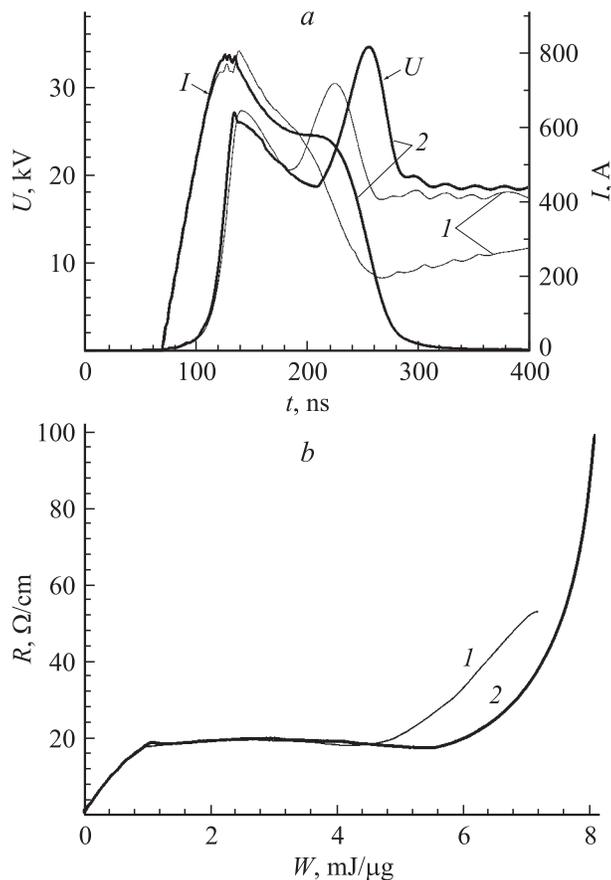


Рис. 5. Расчетные характеристики взрыва: *a* — осциллограммы тока и напряжения при взрыве вольфрамового проводника при отсутствии (кривые 1) и при наличии высокого давления (кривые 2); *b* — зависимость сопротивления проводника от вложенной энергии.

которых учитываются эффекты высокотемпературного плавления и испарения. Электропроводность вольфрама определялась по расчетно-экспериментальной методике [14,19], в которой проводимость рассматривается как некая эмпирическая функция плотности и удельной энергии, вложенной в вещество.

Моделировались два режима взрыва: без высокого давления в воде, окружающей вольфрамовый проводник; с высоким давлением. Во втором варианте давление, создаваемое взрывом многопроволочной сборки, моделировалось заданием начальных условий в воде. Начальные условия задавались с помощью радиальной зависимости плотности воды (линейно возрастающая к оси): возле поверхности проводника плотность воды составляла 1.6 g/cm^3 , что соответствовало давлению 65 kbar; в месте расположения многопроволочной сборки плотность воды — 1 g/cm^3 .

Результаты расчетов представлены на рис. 5, где приведены вольт-амперные характеристики (ВАХ) двух режимов взрыва. Сравнив рис. 5, *a* с рис. 4, *a*, на котором представлены экспериментальные ВАХ этих режимов взрыва, видим, что влияние высокого давления окружа-

ющей среды на характеристики взрыва в экспериментах и расчетах аналогично. А именно, и в экспериментах, и в расчетах второй пик напряжения (первый пик напряжения соответствует плавлению вольфрамового проводника), соответствующий моменту взрыва, сдвигается в сторону больших времен. Сравнив рис. 5, *b* и 4, *b*, на которых представлены расчетная и экспериментальные зависимости сопротивления вольфрамового проводника от энерговклада, видим, что и в этом случае обе зависимости имеют одинаковые тенденции.

Заключение

Таким образом, наличие высокого давления в зоне взрываемого проводника приводит к задержке времени ЭВП и, как следствие, к увеличению вклада энергии в вещество металла к моменту взрыва. Хорошее как качественное, так и количественное согласие между экспериментальными и расчетными данными свидетельствует об адекватности используемой авторами теоретической модели [14,19], описывающей транспортные свойства плотной неидеальной плазмы металлов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты № 05-02-16845, 06-08-00001, интеграционного проекта СО РАН ИС-198.

Авторы выражают благодарность Фонду содействия отечественной науке за поддержку работы В.И. Орешкина и А.В. Шишлова.

Список литературы

- [1] Чейс У. // УФН. 1965. Т. 85. Вып. 2. С. 381–386.
- [2] Рухадзе А.А. Взрывающиеся проволочки. М.: ИЛ, 1959.
- [3] Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. М.: Энергоиздат, 1990. 289 с.
- [4] Sedoy V.S., Mesyats G.A., Oreshkin V.I. et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1999. Vol. 27. N 4. P. 845–850.
- [5] Бойко В.А., Захаров С.М., Коломенский А.А. и др. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 3. С. 129–133.
- [6] Pikuz S.A., Romanova V.M., Shelkovenko T.A. et al. // Physica Scripta. 1995. Vol. 51. P. 517–521.
- [7] Волков Г.С., Грабовский Е.В., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. № 2. С. 99.
- [8] Spielman R.B., Deeney C., Chandler G.A. et al. // Phys. of Plasmas. 1998. Vol. 5. N 5. P. 2105.
- [9] DeSilva A.M., Katsouros J.D. // Phys. Rev. 1998. Vol. E 57. P. 6557.
- [10] Grinenko A., Krasik Ya.E., Efimov S. et al. // Phys. of Plasmas. 2006. Vol. 13. P. 042 701.
- [11] Chaikovskiy S.A., Labetsky A.Yu., Shishlov A.V. et al. // AIP Conf. Proc. 5th Int. Conf. on Dense Z-pinch. Albuquerque, New Mexico, 2002. P. 123–126.
- [12] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.

- [13] *Rousskikh A.G., Bakshat R.B., Chaikovskiy S.A. et al. // Proc. 13th Int. Symp. on High Current Electronics. 2004. P. 367–370.*
- [14] *Орешкин В.И., Бакшит Р.Б., Лабецкий А.Ю. и др. // ЖТФ. 2004. Т. 47. Вып. 7. С. 38–43.*
- [15] *Калиткин Н.Н. Численные методы. М.: Наука, 1978. 511 с.*
- [16] *Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные схемы газовой динамики. М.: Наука, 1975.*
- [17] *Ткаченко С.И., Хищенко К.В., Воробьев В.С. и др. // ТВТ. 2001. Т. 39. С. 728.*
- [18] *Bushman A.V., Fortov V.E. // Sov. Tech. Rev. B: Therm. Phys. 1987. Vol. 1. P. 219.*
- [19] *Бакулин Ю.Д., Куропатенко В.Ф., Лучинский А.В. // ЖТФ. 1976. Т. 20. С. 1963.*