

12

## **Влияние внешнего магнитного поля на разгон плазмы в канале электромагнитного рельсового ускорителя**

© С.В. Бобашев, Б.Г. Жуков, Р.О. Куракин, С.А. Поняев,  
Б.И. Резников

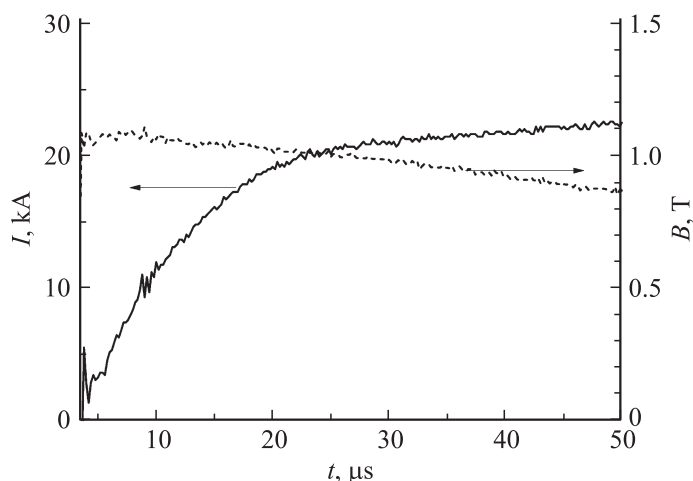
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург  
E-mail: boris.reznikov@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 12 ноября 2015 г.

Исследовано влияние внешнего магнитного поля на динамику свободного плазменного поршня (без ударника), ускоряемого в канале электромагнитного рельсового ускорителя, заполненного различными газами (аргон, гелий). Показано, что при увеличении внешнего магнитного поля скорость ударной волны возрастает. Результаты сравниваются с теоретической моделью, учитывающей силу давления газа за ударной волной и силу торможения, возникающую при частичном увлечении плазмой эрозионной массы, поступающей в канал. Получено удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных данных. С увеличением внешнего поля расхождение между ними несколько возрастает, однако максимальное отклонение не превышает 20%.

Для целого ряда задач современных плазменных технологий возникает необходимость создания генератора высокоскоростных плазменных потоков [1,2]. Эксперименты показали, что таким устройством может служить электромагнитный рельсовый ускоритель (рельсотрон), разгоняющий свободный (без ударника) плазменный поршень (ПП) [3]. Было показано [4], что разгон ПП сопровождается генерацией в канале ускорителя сильных ударных волн (УВ), с параметрами, трудно достижимыми в традиционных ударных трубах. Специфической особенностью рельсотрона является то обстоятельство, что процесс генерации УВ и течения ударно-сжатых газов в канале ускорителя происходит в присутствии достаточно сильных (порядка 200–300 V/cm) электрических полей между электродами [4].

С целью повышения интенсивности УВ, генерируемых ПП в рельсовом канале, в данной работе было предпринято исследование влияния



**Рис. 1.** Зависимость рабочего тока  $I$  (сплошная линия) и индукции внешнего поля  $B$  (пунктирная линия) от времени. Зарядное напряжение накопителя, питающего разряд,  $U_0 = 1.2 \text{ kV}$ .

внешнего магнитного поля на параметры УВ и характеристики течения ударно-сжатого газа. Полученные результаты представляют интерес для исследователей, занимающихся созданием и изучением мощных импульсных МГД-устройств [5,6].

Схема эксперимента и конструкция ускорителя описаны в [4,7]. Длина медных электродов  $l = 25 \text{ cm}$ , сечение канала  $A = wd = 36 \text{ mm}^2$ , погонная индуктивность  $L' = 0.37 \mu\text{H/m}$  ( $w$  и  $d$  — ширина рельс и расстояние между ними). Канал заполнялся аргоном или гелием при различных начальных давлениях  $p = 25 \text{ Torr}$  и  $p_1 = 250 \text{ Torr}$ , что соответствует одинаковым начальным плотностям газа в канале  $\rho_1$ . Скорость УВ, генерируемой ПП в канале, определялась по отсечке лазерного излучения в двух сечениях канала  $S_1, S_2$ , находящихся на расстоянии  $s_1 = 80 \text{ mm}$  и  $s_2 = 5 \text{ mm}$  от выходного сечения. В этой области канала скорость УВ  $D$  практически постоянна. Измеряемое значение  $D$  соответствует усредненной по времени скорости УВ между сечениями канала  $S_1$  и  $S_2$  и отнесено к среднему сечению  $S$ , расположенному на расстоянии  $s = (s_1 + s_2)/2$  от выхода из канала.

Внешнее магнитное поле создается двумя последовательно соединенными одновитковыми катушками, которые расположены симметрично по обе стороны канала на всю его длину и запитываются от своего источника. Направление внешнего поля совпадает с направлением магнитного поля в канале, создаваемого разрядным током  $I$ , протекающим через рельсы-электроды и ПП. Накопители, питающие цепи разрядного тока и витков, собраны по схемам длинных LC-линий, подключаются к нагрузкам с помощью игнитронных разрядников и дают трапецеидальные импульсы тока с крутым передним фронтом и протяженным плато. Величина тока в нагрузке варьируется изменением зарядного напряжения  $U_0$ . Боковые диэлектрические стенки канала сделаны из прозрачного плексигласа. Инициация разряда производится искрой через специальный электрод в казенной части, расположенный на расстоянии 25 mm от входа в канал. Импульс тока на витки подмагничивания подается на 20–30  $\mu\text{s}$  раньше момента начала разряда, так чтобы в момент формирования ПП величина внешнего поля в канале была близка к максимальной. Осциллограммы разрядного тока и индукции внешнего магнитного поля в канале  $B$  приведены на рис. 1. Разрядный ток в канале ускорителя не зависит от сорта и давления газа и определяется величиной зарядного напряжения накопителя. Поле регистрировалось миниатюрной катушкой диаметром 2 mm при отсутствии разрядного тока в канале. Сигнал с катушки после интегрирующей RC-цепочки поступал на осциллограф. Калибровка датчика поля осуществлялась с помощью специальных катушек Гельмгольца, рассчитанных на пропускание больших импульсных токов. Измерения показали, что поле мало меняется вдоль канала, спадая (не более 10%) к началу и концу канала.

Плазменный поршень рассматривается как непроницаемый плоский тонкий токовый слой переменной массы, занимающий всю площадь поперечного сечения канала. Плазма ускоряется амперовой силой  $F_A = F_i + F_e$ , где  $F_i = L'I^2/2$  — сила, создаваемая магнитным полем тока  $I$ , протекающего в рельсах-электродах и  $F_e = Bid$  — сила внешнего магнитного поля, действующая на линейный ток  $I$  в канале. Зависимость рабочего тока от времени, генерируемого LC-линией с большим внутренним сопротивлением, задавалась в виде функции, воспроизводящей основные особенности разрядного тока  $I(t) = I_{\max}[1 - \exp(-t/t_i)]$  ( $I_{\max}$  — полочное значение разрядного тока, зависящее от начального напряжения на батарее  $U_0$ ,  $t_i$  — постоянная времени, равная 4  $\mu\text{s}$ , что

обеспечивает достижение значения  $I_{\max}$  в течение  $\approx 15\text{--}20\ \mu\text{s}$ . Индукция внешнего поля  $B$ , измеряемая в сечении  $S$ , считалась постоянной в пространстве и во времени.

Ускоряемый в канале рельсотрона ПП генерирует УВ, которая сжимает и разогревает газ, находящийся в области между УВ и передним фронтом ПП. Давление газа в ударном слое  $p_2 \gg p_1$ , сила торможения ПП  $F_d = p_2 A$  и связь между скоростями ПП  $v$  и УВ  $D$  определяются из законов сохранения на фронте стационарного ударного разрыва через степень сжатия  $\rho_2/\rho_1$ , являющуюся функцией скорости  $D$  или  $v$ :

$$p_2 = p_1 + \rho_1 D^2 (1 - \rho_1/\rho_2), \quad F_d \approx \frac{C}{2} \rho_1 v^2 A,$$

$$C = C(v) = \frac{2}{1 - \rho_1/\rho_2}, \quad D = v/(1 - \rho_1/\rho_2). \quad (1)$$

Здесь  $\rho_1, \rho_2, p_1, p_2$  — плотности и давления газа до и за скачком уплотнения. Степень сжатия находится из решения системы уравнений сохранения на скачке [7]. Из-за высоких скоростей ПП в аргоне, превышающих  $10\ \text{km/s}$ , в термодинамической модели газа в ударно-сжатом слое в отличие от модели, использованной в работах [4,7], дополнительно учтена двукратная ионизация газа за УВ.

Уравнения, описывающие динамику движения центра масс ПП:

$$m \frac{dv}{dt} = F_A - C(v) \frac{\rho_1 A}{2} v^2 - \dot{m}v, \quad \frac{dm}{dt} = \dot{m}(I)$$

$$v(0) = 0, \quad m(0) = m_0, \quad (2)$$

учитывают силу торможения  $F_{er} = \dot{m}v$ , возникающую при захвате плазмой части эрозионного потока массы с поверхности электродов и вовлечении ее в движение вдоль оси канала. Скорость изменения массы ПП  $\dot{m}$ , зависящая от разрядного тока, рода газа и начального давления в канале, аппроксимируется линейной зависимостью от тока. Последняя получена в результате обработки серии экспериментов в отсутствие внешнего поля в каналах, заполненных аргонем и гелием [8] по методу, предложенному в работе [9]. Степень сжатия  $\rho_2/\rho_1(v, p_1)$  находится интерполированием таблицы рассчитанных значений параметров газа в ударно-сжатом слое при заданном давлении  $p_1$ .

Из уравнений (2) следует, что при достаточно длинном канале и постоянной амперовой силе  $F_A(L', I) = \text{const}$  скорость ПП достигает

максимального (предельно достижимого) значения  $v_{\text{lim}}$ , которое выражается через естественные масштабы предельных скоростей  $v_d$ ,  $v_e$ , обусловленных действием только силы давления газа в ударном слое ( $F_A = F_d$ ) или только эффектами переменности массы ( $F_A = F_{er}$ ) [8]

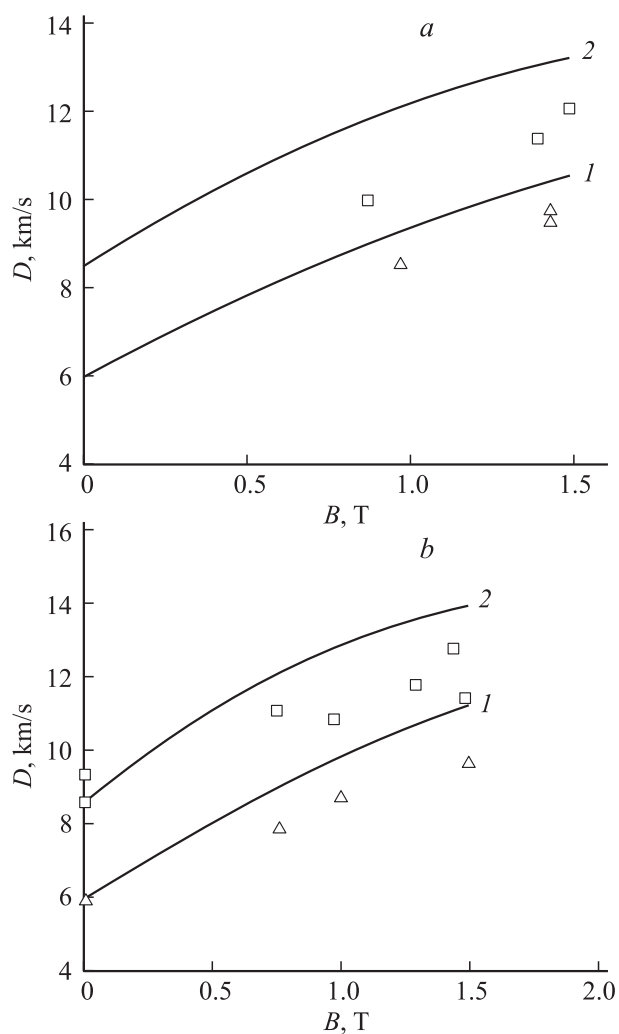
$$v_{\text{lim}} = \frac{v_d}{\chi(\beta)}, \quad v_d = \sqrt{\frac{2F_A}{C\rho_1 A}}, \quad v_e = \frac{F_A}{\dot{m}}, \quad \chi = \beta + \sqrt{1 + \beta^2}, \quad \beta = \frac{v_d}{2v_e}. \quad (3)$$

Из (3) следует, что величина  $\chi$  описывает снижение максимальной скорости плазмы  $v_{\text{lim}}$  при действии силы  $F_{er}$ .

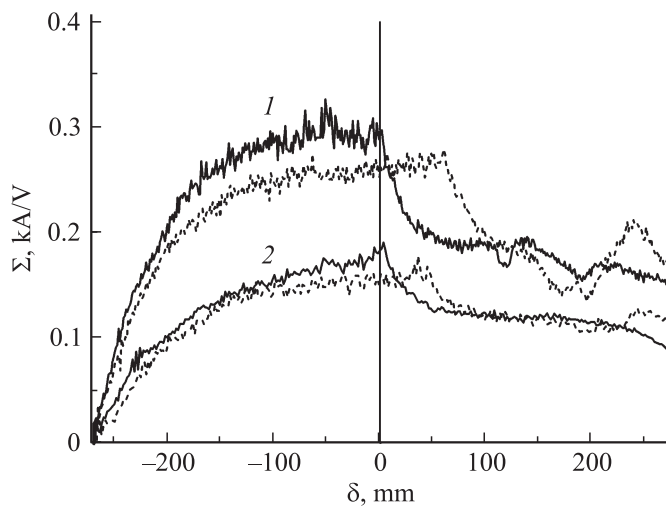
Экспериментальные и расчетные зависимости скорости УВ от индукции внешнего поля  $0 \leq B \leq 1.5 \text{ Т}$ , полученные при численном решении системы (2), представлены на рис. 2а, б для двух значений  $U_0 = 1.2, 2.2 \text{ кВ}$  при одинаковых начальных плотностях газа в канале. Расчетное значение скорости УВ берется для времени прохождения сечения  $S$ , в котором измеряется скорость УВ. Из полученных данных следует, что в исследованном диапазоне параметров  $I_{\text{max}}$ ,  $B$ , и  $\rho_1$  скорости ПП и УВ выходят на режим насыщения внутри канала до прохождения УВ сечения  $S_1$ . При увеличении напряжения на батарее  $U_0$  (величины рабочего тока) и внешнего магнитного поля значения скорости УВ возрастают.

При отсутствии внешнего поля имеется хорошее совпадение экспериментальных и расчетных данных, что связано с использованием значений  $\dot{m}$ , полученных при обработке серии экспериментов при  $B = 0$  [8]. При наложении внешнего поля расхождение экспериментальных и расчетных данных увеличивается, и теоретические значения скорости УВ, найденные при  $B = \text{const}$ , превышают измеренные. Максимальное отклонение составляет 19%. Вероятно, что причиной полученного расхождения является временная и пространственная зависимость внешнего магнитного поля, не учитываемая в расчетной модели. В частности, снижение  $B(t)$  на 25% к моменту выхода ПП из канала уменьшает в 2 раза отклонение расчетных и измеренных значений скорости УВ.

При приложении внешнего магнитного поля, совпадающего с направлением поля разрядного тока, индуцированное электрическое поле  $E_{\text{ind}} = |\mathbf{v} \times \mathbf{B}|$  усиливает усредненное электрическое поле в канале  $\bar{E} = u/d$  ( $u$  — разность потенциалов между электродами при  $B = 0$ ). При  $v \sim 10^4 \text{ м/с}$ ,  $B \sim 1 \text{ Т}$ , величина индуцированного поля



**Рис. 2.** Скорость УВ на выходе из канала: *a* — канал заполнен аргоном при  $p = 25$  Торг, *b* — канал заполнен гелием при  $p_1 = 250$  Торг. Расчетные кривые показаны сплошными линиями (1, 2), экспериментальные значения символами ( $\Delta$ ,  $\square$ ):  $\Delta$ , 1 —  $U_0 = 1.2$  кВ,  $I \approx 20$  кА,  $\square$ , 2 —  $U_0 = 2.2$  кВ,  $I \approx 40$  кА.



**Рис. 3.** Полная эффективная проводимость ПП и ударно-сжатого слоя  $\Sigma = I/u_{muz}$  в канале, заполненном аргоном  $p_1 = 25 \text{ Torr}$  (сплошная линия) и гелием  $p_1 = 250 \text{ Torr}$  (пунктирная линия),  $\delta = (t - t_e)D$ , мм;  $t_e$  — момент начала истечения ударно-сжатого слоя из канала. Индукция внешнего магнитного поля, Т: 1 — 0, 2 — 1.

$E_{ind} \sim 100 \text{ V/cm}$ , что сопоставимо с величиной  $\bar{E}$ . В результате в присутствии магнитного поля разность потенциалов на выходе из рельсотрона  $u_{muz} = u + E_{ind}d$  возрастает, а величина эффективной полной проводимости ПП и ударно-сжатого слоя  $\Sigma(t) = I/u_{muz}$  уменьшается. Этот эффект хорошо виден на рис. 3, где представлены зависимости  $\Sigma(t) = (\Sigma_{PP}^{-1} + \Sigma_{SL}^{-1})^{-1}$ , определенные по измеренным в эксперименте значениям  $I$  и  $u_{muz}$ . Из-за того, что проводимость ударно-сжатого слоя  $\Sigma_{SL}$  в аргоне ( $\Sigma_{SL} \simeq \Sigma_{PP}$ ) значительно больше, чем в гелии ( $\Sigma_{SL} \ll \Sigma_{PP}$ ), зависимости  $\Sigma(t)$  в этих газах имеют ряд характерных отличий. В частности, величина  $\Sigma(t)$  после начала истечения проводящего ударно-сжатого слоя в аргоне уменьшается, а при истечении ударно-сжатого слоя из канала, заполненного гелием, остается примерно постоянной до начала истечения ПП.

Полученные результаты показывают, что внешнее импульсное магнитное поле  $B \simeq 1 \text{ T}$  дает заметное увеличение скорости ПП. При

этом возрастание поля не вызывает увеличения разрядного тока и вовлеченной в движение эрозионной массы. Дальнейшие исследования направлены на достижение больших максимальных значений магнитных полей, увеличение длины канала и уточнение теоретической модели.

Соавторы статьи Р.О. Куракин, С.А. Поняев благодарны за финансовую поддержку проекту РФФИ № 15-08-05010.

## Список литературы

- [1] Погребняк А.Д., Тюрин Ю.Н. // УФН. 2005. Т. 175. В. 5. С. 515–544.
- [2] Hsu S.C., Merritt E.C., Moser A.L. et al. // Phys. Plasma. 2012. V. 19. 123–144.
- [3] Бобашев С.В., Жуков Б.Г., Куракин Р.А., Поняев С.А., Резников Б.И., Розов С.И. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 2. С. 54–61.
- [4] Бобашев С.В., Жуков Б.Г., Куракин Р.О., Поняев С.А., Резников Б.И. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. В. 22. С. 37–44.
- [5] Взрывные генераторы мощных импульсов электрического тока / Под ред. В.Е. Фортова. М.: Наука, 2002. 399 с.
- [6] Асиновский Э.И. и др. Импульсные МГД-преобразователи химической энергии в электрическую / Под ред. А.Е. Шейндлина, В.Е. Фортова. М.: Энергоатомиздат, 1997. 267 с.
- [7] Бобашев С.В., Жуков Б.Г., Куракин Р.О., Поняев С.А., Резников Б.И., Твердохлебов К.В. // ЖТФ. 2015. Т. 85. В. 1. С. 39–46.
- [8] Бобашев С.В., Резников Б.И., Жуков Б.Г., Куракин Р.О., Поняев С.А. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. В. 13. С. 64–71.
- [9] Резников Б.И., Бобашев С.В., Жуков Б.Г., Куракин Р.О., Поняев С.А., Розов С.И. // ЖТФ. 2014. Т. 84. Вып. 4. С. 31–34.