

04;05;12

Исследование электрического взрыва проволок микросекундными импульсами тока в продольном магнитном поле

© А.А. Волков, Е.В. Гребенев, П.С. Дыдыкин, В.Ф. Ермолович, М.М. Иванов, А.В. Ивановский, В.И. Карелин, А.П. Орлов, П.Б. Репин, Р.В. Савченко, В.Д. Селемир, В.Т. Селявский

e-mail: selemir@vniief.ru

(Поступило в Редакцию 10 сентября 2001 г.)

Исследуется взрыв вольфрамовой проволоки в слабом продольном магнитном поле. Показано, что наложение продольного магнитного поля ведет к уменьшению скорости нарастания начальных возмущений и стабилизации картины процесса. Это дало возможность калибровки расчетных моделей проводимости, уравнений состояний и пробегов излучения. Получено хорошее согласие регистрируемой и рассчитываемой электрической и оптической картин взрыва и разлета проволоки.

Введение

Электрический взрыв одиночной проволоки в продольном магнитном поле исследовался в работах [1,2]. Было отмечено стабилизирующее влияние продольного магнитного поля на явление взрыва проволоки, показана возможность существенного нагрева и ускорения плазмы за счет генерации азимутальных токов. Основное внимание уделялось эффектам влияния сильного магнитного поля на электрические параметры, такие как ток и напряжение на проволоке, зависимость ее сопротивления от энерговклада. Цели исследований требовали высокого уровня напряженности магнитного поля, которые составляли 0.5–0.7 MGs при токе через проволоку $\sim 30 - 35$ kA [2].

В данной работе представлены результаты экспериментальных и расчетных исследований электрического взрыва одиночной вольфрамовой проволоки в слабом (мало влияющим на динамику разлета) продольном магнитном поле $B_z = 1-50$ kGs при пропускании через нее импульса тока ~ 70 kA со временем нарастания ~ 1.1 μ s. При этом основное внимание уделено стабилизирующим эффектам продольного магнитного поля.

Такие исследования представляют как самостоятельный интерес, а именно получение стабильного взрыва и разлета плазмы проволоки дает возможность тестирования используемых при численном моделировании физических процессов проводимости, уравнений состояний и пробегов излучения в веществе, так и в связи с рядом возможных приложений. К таким приложениям можно отнести компрессию магнитного потока в геометрии Z- Θ -пинча, где достигнутый уровень устойчивых радиальных сжатий оболочкой, формируемой из газовой струи, $\delta = 15-22$ [3,4], теоретически достижимый $\delta \leq 30$ [5]. Использование для запитки Z- Θ -пинча мощных взрывных источников тока микросекундного диапазона на основе дисковых взрывомангнитных генераторов [6] открывает перспективы: генерации сверхсильных магнитных полей [3,4,7,8], квазиadiaбатического сжатия DT смеси с целью получения мощного источника нейтронов и в перспективе термоядерного зажига-

ния [5,9], генерации мягкого рентгеновского излучения (МРИ) [7,8]. При этом использование таких мощных источников тока открывает возможность перехода к плазменным оболочкам, формируемым взрывом многопроволочных сборок в продольном магнитном поле.

Постановка экспериментов

Схема экспериментальной установки для исследований электрического взрыва проволок микросекундными импульсами тока в продольном магнитном поле приведена на рис. 1. Вольфрамовая проволока 1 $\varnothing 70$ μ m длиной $l = 15$ mm располагается между двумя графитовыми электродами 2 на оси вакуумируемой (10^{-4} Torr) тонкостенной (0.3 mm) цилиндрической камеры 3 $\varnothing 60$ mm длиной 200 mm, изготовленной из нержавеющей стали. Камера снабжена окном 4 $\varnothing 20$ mm, уплотненным лавсановой пленкой. Квазистационарное (характерное время изменения 170 μ s) продольное магнитное поле ($B_z = 1-50$ kGs) в области расположения проволоки создается катушками Гельмгольца 5, установленными коаксиально камере на расстоянии 30 mm друг от друга симметрично относительно электродов 2. Неоднородность поля вдоль оси камеры в зазоре между электродами не превышает 5%. Электрический взрыв предварительно прокаленной в вакууме проволоки осу-

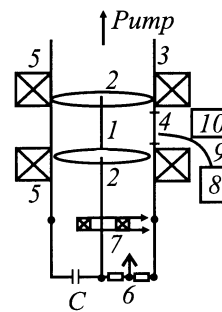


Рис. 1. Схема установки для исследования электрического взрыва одиночной проволоки.

шествляется в момент максимума продольного магнитного поля при разряде конденсатора C емкостью $1.2 \mu\text{F}$, заряженного до 40 kV .

В экспериментах регистрировались напряжение на проволочке делителем 6 , производная тока через проволочку поясом Роговского 7 , импульс свечения электровзрыва проволочки и его пространственно-временная развертка фотоумножителем 8 (СНФТ-3) со световодом 9 и скоростным фоторегистратором 10 в режиме шелевой и кадровой развертки. Пространственное и временное разрешения системы фоторегистрации на основе электронно-оптического преобразователя составляет $\leq 0.13 \text{ mm}$ и $\leq 10 \text{ ns}$ соответственно.

Результаты экспериментальных исследований

На рис. 2 приведены типичные осциллограммы производной тока dJ/dt , тока J , напряжения на проволочке U , интенсивности F регистрируемого излучения. Электрические характеристики не зависят от величины B_z . Максимальное напряжение $\sim 25 \text{ kV}$ реализуется через $\sim 70 \text{ ns}$ после начала импульса в момент взрыва проводника, который сопровождается резким ростом интенсивности свечения. На осциллограммах тока моменту взрыва соответствует слабо выраженная особенность (пауза тока не наблюдается), что характерно для тугоплавких элементов [10]. В отличие от электрических характеристик интегральное по длине проволочки свечение процесса существенным образом зависит от

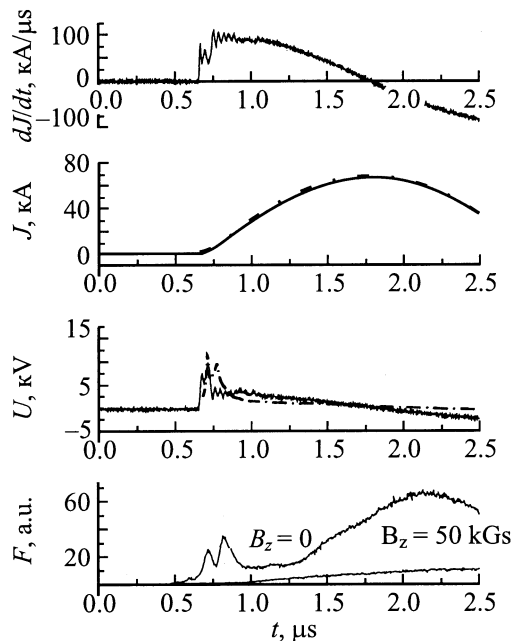


Рис. 2. Зависимости от времени производной тока, тока, напряжения и полного потока излучения. — — эксперимент; --- — расчет (напряжение и ток).

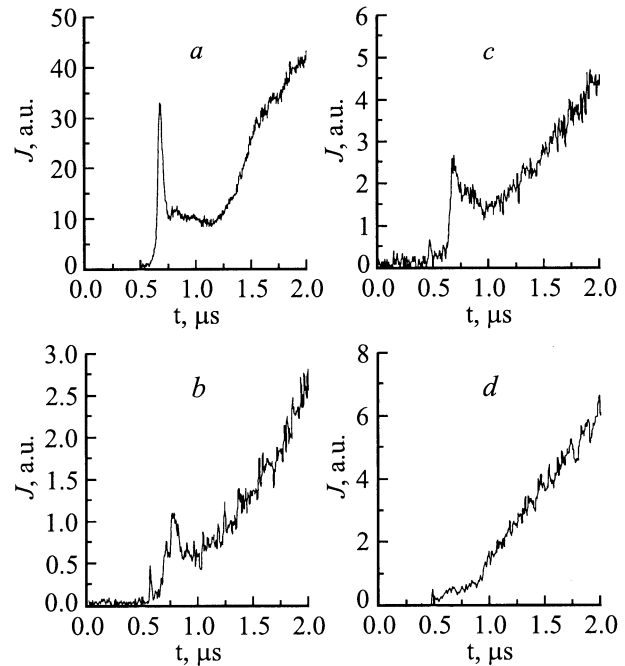


Рис. 3. Эволюция осциллограмм интегрального по длине проволочки свечения процесса с ростом индукции магнитного поля. $B_z = 1.2$ (a), 10 (b), 5 (c), 20 kGs (d).

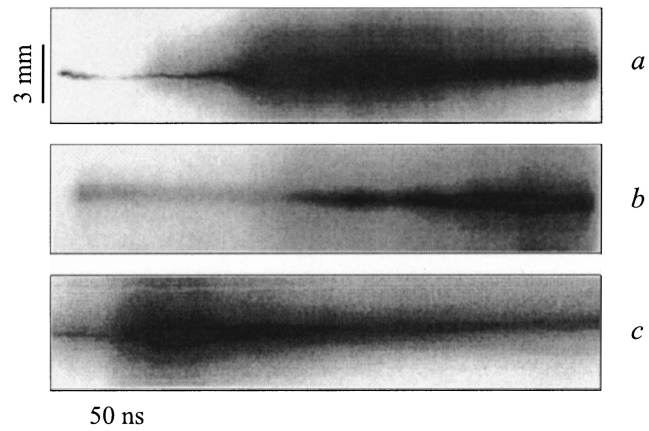


Рис. 4. Фотохронограммы свечения процесса взрыва проволочки при $B_z = 0$ и развертке: a, b — $0-500 \text{ ns}$, c — $500-1000 \text{ ns}$ (щель перпендикулярна оси проволочки).

величины B_z (рис. 3). По мере роста B_z уменьшается интенсивность свечения и исчезают характерные для $B_z \leq 10 \text{ kGs}$ нерегулярные пики в начале осциллограмм.

Анализ пространственно-временных разверток свечения показал, что при больших временах регистрации ($\gg 1 \mu\text{s}$) картина процесса не зависит от B_z . На начальной стадии влияние магнитного поля существенно. При $B_z = 0$ развитие процесса невоспроизводимо и нерегулярно по длине проволочки. Об этом свидетельствуют

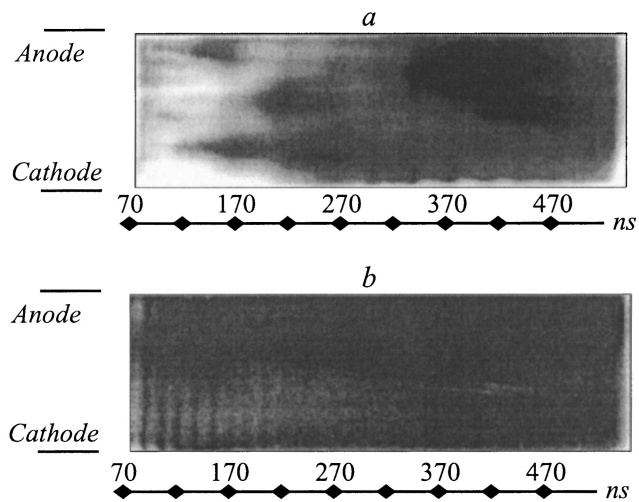


Рис. 5. Фотохронограммы процесса. B_z , kGs: a — 0, b — 40 (щель вдоль оси проволочки).

представленные на рис. 4 и рис. 5, a пространственно-временные развертки свечения, регистрируемые при ориентации щели фотохронографа как перпендикулярно, так и вдоль оси проволочки. Характер возникающих при взрыве и разлете проволочки в нулевом магнитном поле неоднородностей хорошо виден на кадровых снимках, приведенных на рис. 6, a . Расширение плазменной оболочки сопровождается развитием магнитогидродинамической (МГД) неустойчивости рэлей-тейлоровского (РТ) типа с $m = 0$ и характерной длиной волны $\sim 1 - 3$ мм. Подобные явления хорошо известны из многочисленных экспериментов [11,12] и моделируются численно [13,14].

При наложении продольного магнитного поля $B_z \geq B_{cr} \sim 10$ kGs свечение возникает практически одновременно по всей длине проволочки и имеет близкие временные зависимости интенсивности в любом ее сечении (рис. 5, b). Характерные для $B_z = 0$ „перетяжки“ в разлетающейся плазменной короне не наблюдаются. Наложение продольного магнитного поля $B_z \geq B_{cr}$ дало возможность получения воспроизводимых от опыта к опыту фотохронограмм процесса (рис. 7, a). В оптической картине разлетающейся плазмы наблюдаются два максимума интенсивности свечения (~ 170 и > 450 ns). Ее особенностью является наличие слабо светящегося ядра на оси проволочки, проявляющегося как в режиме щелевой развертки, так и при кадровой регистрации (рис. 6, b). Радиус ядра практически не меняется во времени. Воспроизводимость экспериментальных данных при $B_z \geq B_{cr}$ позволяет проводить корректное сравнение экспериментальных и расчетных картин взрыва проволочки и разлета образующейся плазмы. Это открывает возможности как для исследований самого процесса, так и калибровки используемых при проведении расчетов моделей проводимости, уравнений состояний и пробегов излучения.

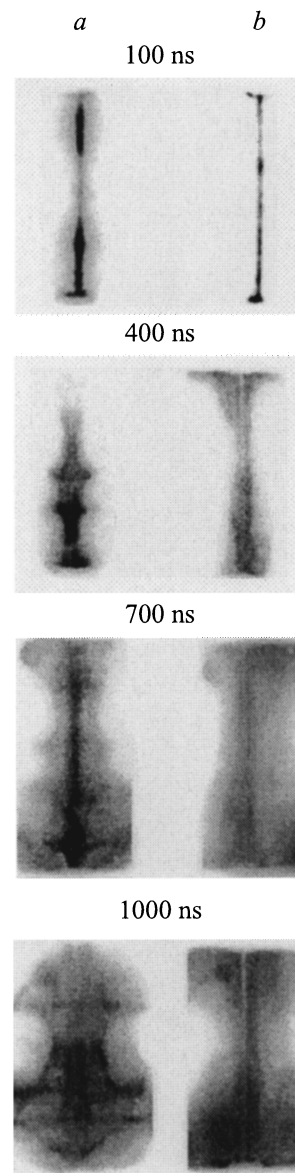


Рис. 6. Кадровые снимки взрывающейся проволочки в различные моменты времени от подачи импульса напряжения. B_z , kGs: a — 0, b — 30.

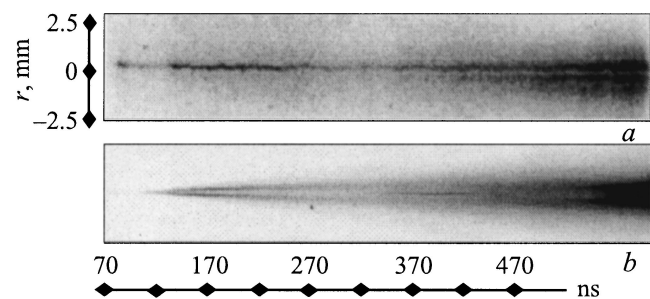


Рис. 7. Фотохронограммы процесса при $B_z = 50$ kGs. a — эксперимент, b — расчет.

Расчетная модель

В одномерной цилиндрической геометрии уравнения одножидкостной двухтемпературной МГД в лагранжевых координатах имеют вид (G — квадратичная вязкость Неймана)

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) &= \frac{\partial}{\partial s} (rv); & \frac{\partial r}{\partial t} &= v; \\ \frac{\partial v}{\partial t} &= -r \frac{\partial (P_e + P_i + G)}{\partial s} - r \frac{\partial}{\partial s} \frac{B_z^2}{2\mu_0} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial s} \frac{r^2 B_\phi^2}{2\mu_0}; \\ \left(\frac{\partial \varepsilon_e}{\partial T_e} \right)_\rho \frac{\partial T_e}{\partial t} &= \left(\rho^2 \left(\frac{\partial \varepsilon_e}{\partial \rho} \right)_{T_e} - P_e \right) \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) - \frac{\partial r S_{th}^e}{\partial s} \\ &+ \frac{cU_r - 4\sigma_{SB}T_e^4}{\rho \cdot l_{pl}} + Q_J - Q_{ei}; \\ \left(\frac{\partial \varepsilon_i}{\partial T_i} \right)_\rho \frac{\partial T_i}{\partial t} &= \left(\rho^2 \left(\frac{\partial \varepsilon_i}{\partial \rho} \right)_{T_i} - (P_i + G) \right) \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) + Q_{ei}; \\ S_{th}^e &= -\rho \chi_e r \frac{\partial T_e}{\partial s}; & Q_J &= \frac{\sigma (E_\phi^2 + E_z^2)}{\rho}; \\ P_{e,i} &= P_{e,i}(\rho, T_{e,i}); & \varepsilon_{e,i} &= \varepsilon_{e,i}(\rho, T_{e,i}); \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{B_\phi}{\rho r} \right) &= \frac{\partial E_z}{\partial s}; & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{B_z}{\rho} \right) &= -\frac{\partial r E_\phi}{\partial s}; \\ E_z &= \frac{\rho}{\mu_0 \sigma} \frac{\partial r B_\phi}{\partial s}; & E_\phi &= -\frac{\rho r}{\mu_0 \sigma} \frac{\partial B_z}{\partial s}; \\ \sigma &= \sigma(\rho, T_e, \omega_e \tau_e); & \chi_e &= \chi_e(\rho, T_e, \omega_e \tau_e). \end{aligned} \quad (1)$$

Давление $P_{e,i}$ и внутренняя энергия $\varepsilon_{e,i}$ электронной и ионной компонент рассчитывались в модели среднего иона по уравнению состояния [15]. В уравнении энергии для электронов член, описывающий потери на ионизацию, включен во внутреннюю энергию электронной компоненты. При обмене энергией Q_{ei} между электронами и ионами учитывался эффект электронного вырождения [16]. При выборе коэффициентов электропроводности σ и электронной теплопроводности χ_e в плазменном состоянии использовались результаты работы [17], где учтено как электронное вырождение, так и замагниченность плазмы. В конденсированном (твердом и жидком) состоянии вольфрама электропроводность определялась согласно [18], а коэффициент теплопроводности находился из закона Видемана–Франца. Сшивка вышеуказанных моделей электропроводности осуществлялась таким образом, чтобы получить наилучшее согласие с экспериментом.

Перенос излучения рассчитывался в одноплюновом, диффузионном приближении

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_r}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r S_r) &= \frac{4\sigma_{SB}T_e^4 - cU_r}{l_p}, \\ S_r &= -\frac{cl_r}{3} \frac{\partial U_r}{\partial r}, & l_p &= l_p(\rho, T_e), & l_r &= l_r(\rho, T_e). \end{aligned} \quad (2)$$

Усредненные росселандов l_r и планковский l_p пробеги излучения рассчитывались согласованным образом с моделью среднего иона [19]. Граничные условия на оси симметрии имеют вид

$$\begin{aligned} v|_{r=0} &= 0, & H_\phi|_{r=0} &= 0, & \left. \frac{\partial B_z}{\partial s} \right|_{r=0} &= 0, \\ S_{th}^e|_{r=0} &= 0, & S_r|_{r=0} &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

На внешней границе плазмы $r = r_{ext}(t)$

$$\begin{aligned} P_{e,i}, S_{th}^e|_{r_{ext}} &= 0, & S_r|_{r_{ext}} &= \frac{c}{2} U_r|_{r_{ext}}, & B_z|_{r_{ext}} &= B_0, \\ B_\phi|_{r_{ext}} &= \frac{\mu_0 J}{2\pi r_{ext}}. \end{aligned} \quad (4)$$

Ток J определяется из решения уравнений цепи

$$\begin{aligned} L \frac{dJ}{dt} + RJ - U + lE_z|_{r_{ext}} &= -\frac{\mu_0 l}{2\pi} \frac{d}{dt} \left(J \ln \left(\frac{r_{out}}{r_{ext}} \right) \right), \\ \frac{dU}{dt} &= -\frac{J}{C}, \end{aligned} \quad (5)$$

где C, L, R — соответственно емкость, индуктивность и сопротивление цепи; r_{out} — радиус обратного токопровода.

В начальный момент времени задавалось напряжение на конденсаторной батарее $U|_{t=0} = U_0$, ток в цепи считался равным нулю $J|_{t=0} = 0$.

Результаты численного моделирования

Сравнение приведенных на рис. 2 расчетных кривых тока и напряжения на проволоке с зарегистрированными в опыте показывает хорошее согласие между рассчитываемыми и экспериментальными электрическими параметрами процесса взрыва проволоки. Результаты расчетов интенсивности свечения (рис. 8) в одномерном МГД приближении качественно отличаются от экспериментальных зависимостей свечения на рис. 2. Расчетная интенсивность при нулевом магнитном поле ниже, чем в его присутствии. Это можно объяснить тем, что при $B_z = 0$ реальный процесс электровзрыва проволоки носит существенно неоднородный характер и сопровождается сильно неоднородным по длине проволоки и более высоким по абсолютной величине удельным энерговыделением.

При скорости нарастания тока $\sim 70 \text{ kA}/\mu\text{s}$ процесс электровзрыва проволоки в вакууме носит промежуточный характер — между режимами гомогенного вскипания ($\sim 170 \text{ kA}/\mu\text{s}$) и поверхностного шунтирования тока до начала плавления вольфрама ($\sim 20 \text{ kA}/\mu\text{s}$) [20]. Это иллюстрирует рис. 9, где представлены траектории температуры электронов в зависимости от плотности для двух крайних (с координатами вблизи $r = 0$ и $r = r_{ext}(t)$) лагранжевых зон.

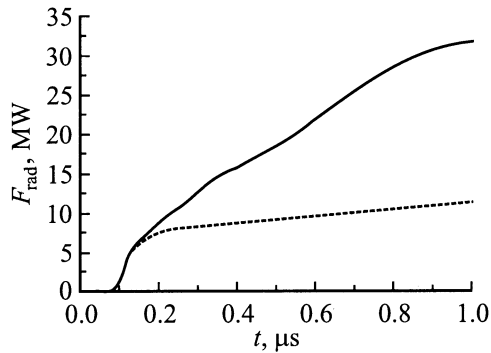


Рис. 8. Зависимости интегральной интенсивности свечения от времени. $B_z = 0$ (штриховая кривая), 50 kGs (сплошная).

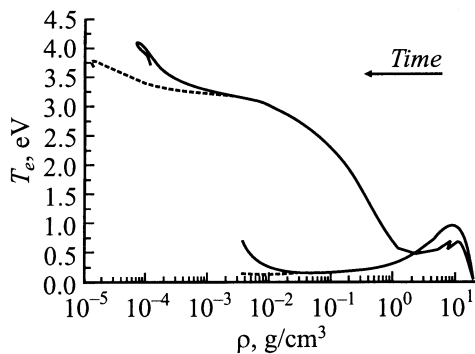


Рис. 9. Эволюционные траектории электронной температуры в зависимости от плотности для крайних внутренней (1) и внешней (2) лагранжевых зон. B_z , kGs: --- — 0, — — 50.

Для численных оценок интегральных инкрементов на линейной стадии развития МГД неустойчивости с $m = 0$ была использована модель [21], основанная на энергетическом принципе. При этом пространственные распределения массовой скорости, ускорения, плотности и температуры разлетающейся плазмы на каждый момент времени брались из результатов численного моделирования в рамках одномерного МГД приближения. На рис. 10 представлены интегральные инкременты

$$\Gamma(kr_0) = \int_{t_{in}}^{t_{end}} \sigma_k(t') dt'$$

в зависимости от безразмерного волнового числа kr_0 ($r_0 = 35 \mu\text{m}$) для моды $m = 0$ при различных значениях B_z продольного магнитного поля. Интегрирование проводилось от $t_{in} \cong 80 \text{ ns}$ (переход всего вещества проволочки в плазменное состояние) до $t_{end} \cong 500 \text{ ns}$. Видно, что скорость развития „перетяжки“ с характерной для проведенных экспериментов длиной волны $\sim 1-3 \text{ mm}$ уменьшается при увеличении продольного магнитного поля. При $B_z \geq B_{cr} \sim 10 \text{ kGs}$ происходит фактически полное подавление МГД неустойчивости с длинами волн $\leq 0.8 \text{ mm}$. Это хорошо согласуется с экспериментальными данными. Отметим, что при наличии

продольного магнитного поля, асимптотический спектр моды $m = 0$ уже не имеет чистого РТ вида $\sigma_k \sim \sqrt{k}$ вследствие наличия шира суммарного магнитного поля.

Для расчета изображения взрывающейся проволочки использовалось формальное решение уравнения переноса излучения [22]:

$$I_v(s) = \int_{s_0}^s \mathcal{N}'_v I_{vp} \cdot \exp \left[- \int_{s'}^s \mathcal{N}'_v ds'' \right] ds', \quad (6)$$

где $I_v(s)$ — спектральная интенсивность, рассматриваемая как функция координаты s вдоль луча наблюдения; \mathcal{N}'_v — спектральный коэффициент поглощения, исправленный на вынужденное испускание [19]; $I_{vp} = 2hv^3/c^2 \cdot [\exp(hv/kT_e) - 1]^{-1}$ — спектральная интенсивность равновесного излучения.

Радиальный разрез взрывающейся проволочки и параллельные лучи наблюдения, вдоль которых велось интегрирование в пределах от s_0 до s_f , схематично показаны на рис. 11. В данной схеме используется приближение „бесконечно“ удаленного фоторегистратора, имеющего узкую входную щель, расположенную перпендикулярно оси наблюдаемой проволочки.

Расчетная оптическая картина процесса взрыва проволочки и разлета образующейся плазмы, представленная на рис. 7, *b*, получена путем интегрирования выражения (6)

$$I(s) = \int_{v_{min}}^{v_{max}} I_v(s) dv, \quad (7)$$

где нижний v_{min} и верхний v_{max} пределы интегрирования соответствуют граничным частотам видимого спектра.

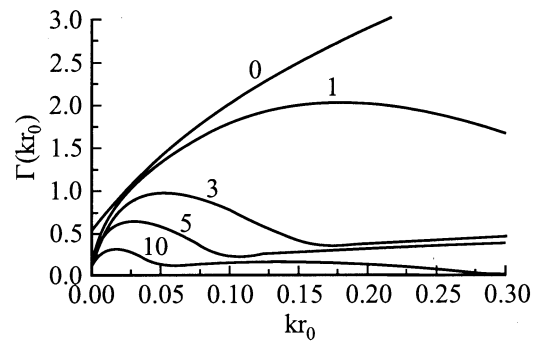


Рис. 10. Интегральные инкременты неустойчивости с $m = 0$ в зависимости от значений kr_0 . Длина волны $\lambda[\text{mm}] \approx 0.22/kr_0$. Цифры у кривых — значения B_z , (kGs).

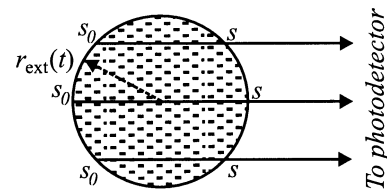


Рис. 11. Радиальный разрез взрывающейся проволочки и лучи наблюдения.

Сопоставление с зарегистрированной в эксперименте фотохронограммой (рис. 7, *a*) демонстрирует их хорошее качественное соответствие.

Расчеты показали, что наблюдаемый как в щелевом (рис. 7), так и кадровом (рис. 6, *b*) режимах регистрации слабо светящийся керн на оси проволоки является оптическим эффектом. Он обусловлен „просветлением“ внешних, более нагретых, и низкоплотных ($T \sim 3-4 \text{ eV}$, $\rho \sim 10^{-3}-10^{-4} \text{ g/cm}^3$), продуктов электро-взрыва проволоки, вследствие чего на оси становятся видны более плотные и холодные ($T \sim 0.2-0, 5 \text{ eV}$, $\rho \sim 10^{-1}-10^{-2} \text{ g/cm}^3$) внутренние области.

Заключение

Сочетание экспериментальных и расчетно-теоретических методов позволило получить наиболее полную картину электрического взрыва и разлета одиночной вольфрамовой проволоки в продольном магнитном поле малой амплитуды.

Зарегистрированный эффект стабилизации слабым (мало влияющим на динамику разлета) продольным магнитным полем дал возможность получения воспроизводимых от опыта к опыту экспериментальных данных. Это позволило провести корректное сравнение экспериментальных и расчетных картин разлета образующейся при взрыве проволоки плазмы и откалибровать используемые в расчетах модели проводимости, уравнений состояний и пробегов излучения по данным оптических измерений.

Получение воспроизводимых экспериментальных данных открывает возможности для дальнейших исследований: как процессов взрыва проволоки; разлета образующейся плазмы; формирования плазменной оболочки изборок на основе проволочных каркасов; так и тестирования расчетных моделей проводимости, уравнений состояний и пробегов излучения в различных экспериментальных условиях с привлечением широкого круга диагностических методов.

Список литературы

- [1] Адамьян Ю.Э., Василевский В.М., Шнеерсон Г.А. и др. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 23. С. 43–46.
- [2] Адамьян Ю.Э., Василевский В.М., Колгатин С.Н., Шнеерсон Г.А. // Тр. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Петрозаводск, 1998. Т. 1. С. 53–57.
- [3] Felber F.S., Wessell F.J., Wild N.C. et al. // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 64. N 8. P. 3831–3844.
- [4] Felber F.S., Malley M.M., Wessel F.J. et al. // Phys. Fluids. 1988. Vol. 31. N 7. P. 2053–2056.
- [5] Golberg S.M., Liberman M.A., Velikovich A.L. // Plasma Phys. and Controlled Fusion. 1990. Vol. 32. N 5. P. 319–326.
- [6] Селемир В.Д., Демидов В.А., Ивановский А.В. и др. // Физика плазмы. 1999. Т. 25. № 12. С. 1085–1094.
- [7] Сорокин С.А., Хачатурян А.В., Чайковский С.А. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. № 12. С. 1453–1458.
- [8] Сорокин С.А., Чайковский С.А. // Физика плазмы. 1993. Т. 19. № 7. С. 856–865.
- [9] Ермолович В.Ф., Ивановский А.В., Орлов А.П., Селемир В.Д. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 10. С. 11–20.
- [10] Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. М.: Энергоатомиздат, 1990. 288 с.
- [11] Ruiz-Camacho J., Beg F.N., Dangor A.E., Haines M.G. // Phys. Plasmas. 1999. Vol. 6. N 6. P. 2579–2587.
- [12] Гуськов С.Ю., Иваненков Г.В., Мингалеев А.Р. и др. // Физика плазмы. 2000. Т. 26. № 9. С. 797–810.
- [13] Chittenden J.P., Aliaga-Rossel R., Lebedev S.V. et al. // Phys. Plasmas. 1997. Vol. 4. P. 4309–4312.
- [14] Иваненков Г.В., Степневски В. // Физика плазмы. 2000. Т. 26. № 1. С. 24–35.
- [15] Баско М.М. // ТВТ. 1985. Т. 23. № 3. С. 483–491.
- [16] Brysk H. // Plasma Physics. 1974. Vol. 16. N 10. P. 927–932.
- [17] Lee Y.T., More R.M. // Phys. Fluids. 1984. Vol. 27. N 5. P. 1273–1286.
- [18] Burgess T.J. // Megagauss Technology and Pulsed Power Applications / Ed. C.M. Fowler, R.S. Caird, D.J. Erickson. New York: Plenum Press, 1987. P. 307–316.
- [19] Баско М.М. // Препринт ИТЭФ. № 145. М., 1985. 59 с.
- [20] Sarkisov G.S., Bauer B.S., De Groot J.S. // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 73. Вып. 1–2. С. 74–79.
- [21] Bud'ko A.B., Liberman M.A., Velikovich A.L., Felber F.S. // Phys. Fluids. B. 1990. Vol. 2. N 6. P. 1159–1169.
- [22] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 688 с.