

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЩЕСТВА В ТОКОПРОВОДЯЩЕЙ ПЛАЗМЕ И ПЛОТНОМ КЕРНЕ В КАНАЛЕ РАЗРЯДА ПРИ ВЗРЫВЕ ПРОВОЛОЧЕК

© 2009 г. С. И. Ткаченко*,**, А. Р. Мингалеев*, В. М. Романова*,
А. Е. Тер-Оганесян*, Т. А. Шелковенко*,**, С. А. Пикуз*,**

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

**Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 19.02.2009 г.

Окончательный вариант получен 10.03.2009 г.

Проведены исследования распределения вещества в канале разряда при наносекундном взрыве одиночных проволок в воздухе и вакууме. Одновременное использование оптических, ультрафиолетовых и рентгеновских диагностик позволило идентифицировать качественно различные области канала разряда, например, области протекания тока и области холодной слабо проводящей плазмы. Выполнено несколько серий экспериментов с различным зарядным напряжением $U_0 = 10\text{--}20$ кВ и амплитудой тока $I_{\max} \sim 5\text{--}10$ кА при взрыве проволок диаметром 25 мкм и длиной 12 мм из различных материалов. При этом были реализованы режимы взрыва с паузой тока, с прерыванием и без прерывания тока, с предварительным нагревом проволоки в воздухе и вакууме. Получены оптические теньевые и шлирен-изображения канала разряда во второй гармонике излучения лазера YAG:Nd³⁺ с длиной волны 0.532 мкм и длительностью импульса ~ 10 нс. В том случае, когда эксперименты производились в вакууме, были также получены рентгеновские изображения с X-пинчем в качестве точечного источника зондирующего излучения, а также ультрафиолетовые изображения канала разряда, регистрируемые с помощью 4-х кадровой камеры с микроканальными пластинами.

PACS: 52.80.Oj

1. ВВЕДЕНИЕ

Физические процессы, сопровождающие начальную стадию электрического взрыва тонких проволок, играют важную роль при формировании плазменных нагрузок в Z- и X-пинчевых экспериментах [1–5]. Поэтому особый интерес представляет экспериментальная информация о динамике и пространственной структуре проводящего и непроводящего вещества в межэлектродном промежутке, когда вещество имеет сильно отличающиеся параметры и находится в различных фазовых состояниях. Кроме того, электрический взрыв проволок в средах часто используется в экспериментах по изучению свойств плотной неидеальной плазмы (например, проводимости в [6, 7]). Однако в таких экспериментах измеряются в лучшем случае временные зависимости тока и напряжения на разрядном промежутке, а также положение внешней границы образца. Если предположить, что вся выделившаяся в цепи энергия однородно вкладывается в плазму, образованную при взрыве проволоки, по этим данным можно рассчитать изменение внутренней энергии вещества и его удельные свойства. Очевидно, что в этом случае допущение об однородном распределении параметров плазмы в разрядном канале является основополагаю-

щим, а поэтому требует проверки. Однако детальные исследования структуры канала и контроль степени однородности различных параметров вещества в межэлектродном промежутке очень сложны, прежде всего, из-за малых пространственных и временных масштабов происходящих процессов. Поэтому, имеющихся в настоящее время данных совершенно недостаточно для построения адекватной картины процесса, не говоря уже о создании численной модели, позволяющей надежно предсказать поведение той или иной проволочной нагрузки начиная с момента включения разрядного тока.

В предыдущих исследованиях (см., например, [8, 9]) было экспериментально показано, что динамика расширения и однородность продуктов взрыва проволоки зависят не только от количества энергии, введенной в проволоку на стадии резистивного нагрева, но также от локализации каналов протекания разрядного тока после окончания резистивной стадии, т.е. на стадии пробоя. В том случае, если пробой развивается внутри продуктов взрыва, свойства образующейся плазмы можно в ряде случаев изучать в предположении однородности поступления энергии. Но это всегда неверно, если пробой имеет шунтирующий характер, и основная часть тока протекает по

плазменным каналам в окружающей среде. Игнорирование этого обстоятельства в экспериментах по изучению теплофизических свойств может привести к ошибочным допущениям, что ставит под сомнение достоверность и точность полученных данных по свойствам вещества. Более того, даже в случае развития внутреннего пробоя ввод энергии может оказаться сильно неоднородным по пространству, и поэтому изучение свойств плотной плазмы невозможно без дополнительных данных о распределении тока.

Экспериментально изучать процессы, сопровождающие переход материала проволоки из конденсированного состояния в хорошо проводящее плазменное состояние, т.е. динамику фазовых переходов, и соответствующее им перераспределение тока по сечению, очень трудно. В частности из-за малых временных и пространственных масштабов прямые измерения распределения тока и термодинамических параметров в разрядном канале практически невозможны, — приходится, как правило, анализировать косвенные данные. Это справедливо не только в отношении взрывов проволочных сборок на сильно-точных машинах, но также и для экспериментов с одиночными микронными проволочками на относительно маломощных машинах. Например, при взрыве тонких проволок в воздухе и вакууме при относительно небольших амплитудных значениях тока ($I_{max} \sim 10$ кА при времени нарастания $\tau \sim 400$ нс) максимальный поперечный размер разрядного канала не превышал 2 мм [8]. При этом задача состоит в изучении тонкой структуры таких плазменных объектов. При указанных параметрах цепи за первые 100 нс в веществе проволоки происходят различные изменения: плавление, испарение, фазовый взрыв (см., например, [10]), ионизация и т.д., которые приводят к тому, что проводящее конденсированное состояние сначала переходит в плохо проводящее дисперсное, а затем снова в хорошо проводящее плазменное состояние. Причем в большинстве режимов электрического взрыва проволок хорошо проводящее плазменное состояние и плотная неидеальная плазма (а в некоторых случаях и дисперсное двухфазное парокапельное состояние) сосуществуют в разрядном канале в течение всего времени разряда. Столь сильная неоднородность затрудняет изучение происходящих с веществом процессов, тем более что свойства плотной неидеальной плазмы мало изучены, а само такое состояние (также как и конденсированное) непрозрачно для наиболее часто применяемого в плазменных исследованиях оптического зондирования.

Недостаток экспериментальных данных можно было бы восполнить результатами численного моделирования, однако к настоящему времени не

существует законченной теоретической модели, которая единым образом описывала бы все, что происходит в разрядном промежутке, начиная с момента включения тока вплоть до момента остывания продуктов взрыва проволоки до комнатной температуры. Кроме всего прочего, это обусловлено чрезвычайно широким диапазоном изменения параметров вещества в ходе множества разных процессов (резистивный нагрев, фазовый взрыв, пробой, переход в плазменное состояние и перераспределение тока, перенос излучения и т.д.), каждый из которых доминирует на определенном этапе взрыва. Поэтому в работах, представляющих численное моделирование электрического взрыва даже одиночной проволоки, описаны, как правило, лишь некоторые процессы или стадии взрыва. Например, в [11] изучалось развитие перегревных неустойчивостей; в [12] — динамика структуры керн—корона (без учета переноса излучения); в [13] — влияние параметров короны и керна, задаваемых в качестве начальных данных, на максимально достижимые параметры горячей плазмы. Отметим, что “холодный” старт представлен в [14], где изучается влияние скорости ввода энергии на неоднородности, обусловленные волной плавления; а также в [15] при исследовании влияния модели уравнения состояния, выбранной для интерпретации экспериментальных данных, на величину полученной электропроводности плотной неидеальной плазмы. Подводя итог сказанному, можно утверждать, что к настоящему моменту существует большой дефицит экспериментальных данных относительно процессов, происходящих при электрическом взрыве проволок, как в среде, так и в вакууме. Следовательно, развитие экспериментальных исследований в этой области является важным также с точки зрения фундаментальной науки — в частности для построения отсутствующей сейчас теории электрического взрыва проводников, описывающей поведение вещества, начиная с “холодного старта”.

В представленной работе предпринята попытка достичь нового уровня в экспериментальных исследованиях структуры разрядного канала при взрыве одиночных проволок в воздухе и вакууме: получены наборы изображений в оптическом (теневые и шлирен-), рентгеновском и УФ-диапазоне. Причем изображения области, излучающей в УФ-диапазоне (с энергией квантов > 10 эВ), были получены впервые. Анализ этих данных позволил сделать некоторые выводы о фазовом состоянии плотной сердцевины, ее параметрах, а также локализации основной части тока в разрядном канале.

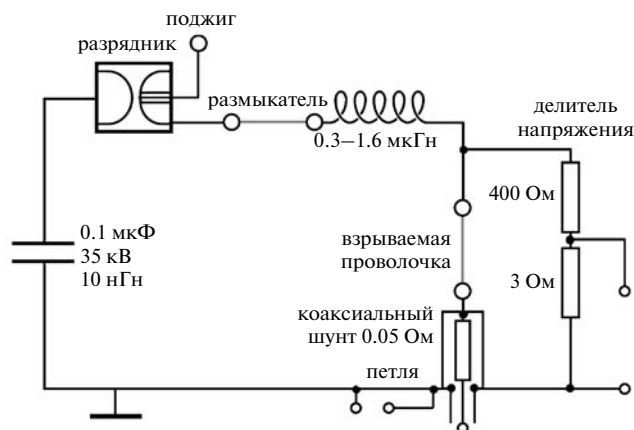


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

2. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И ДИАГНОСТИЧЕСКИХ СРЕДСТВ

Эксперименты по электрическому взрыву проволочек микронных размеров в широком диапазоне начальных условий были выполнены на установке со следующими параметрами: максимальное зарядное напряжение $U_{max} = 35$ кВ, амплитуда тока до 10 кА, скорость его нарастания dI/dt до ~ 50 А/нс; емкость $C = 0.1$ мкФ, индуктивность $L = 340$ нГн при длине межэлектродного промежутка $l = 12$ мм. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.

Для измерения напряжения использовался резистивный делитель из малоиндуктивных сопротивлений; ток измерялся коаксиальным шунтом с сопротивлением 0.15 Ом; производная тока — с помощью индуктивной петли, что позволяло вычислять индуктивную составляющую напряжения на делителе. Резистивная составляющая напряжения на проволочке определялась как $U_r = U - L \cdot dI/dt$. На основе этих данных можно было рассчитать проводимость канала разряда и энерговклад в вещество проволочки. Сигналы регистрировались осциллографами Tektronix TDS 3054B с полосой пропускания 500 МГц.

Процессы, сопровождающие электрический взрыв проволочек, исследовались при различных режимах взрыва: с внешним прерыванием тока в определенный момент времени; с предварительным нагревом проволочки, а также без этих специальных мер в вакууме и воздухе при атмосферном давлении. В качестве прерывателя тока использовалась тонкая (диаметром $d = 70$ мкм и длиной $l = 34$ мм) медная проволочка. В экспериментах без прерывания тока вместо нее устанавливалась толстая ($d = 1.5$ мм, $l = 34$ мм) медная проволочка (см. схему на рис. 1).

Оптические теневые и шлирен-изображения канала разряда строились в свете лазерного излу-

чения с $\lambda = 532$ нм (YAG:Nd³⁺ с преобразованием частоты излучения во вторую гармонику; длительность импульса 10 нс, энергия 0.03 Дж). Шлирен-изображения, полученные по классической схеме “с ножом” [16], позволили судить о знаке градиента показателя преломления исследуемого объекта.

Для построения изображения взрывающейся проволочки использовался также четырехкадровый рентгеновский ЭОП с катодом из микроканальной пластины, чувствительной в ультрафиолетовом диапазоне с энергией квантов > 10 эВ, длительностью экспозиции 5 нс и временем между кадрами 10 нс. Изображение объекта в каждом из каналов строилось с увеличением 1:2 камерами-обскурами с диаметрами отверстий 200 или 400 мкм (для повышения светосилы системы пришлось пожертвовать разрешением). Изображения канала разряда взрывающейся проволочки в собственном свечении в УФ-диапазоне с временным разрешением были получены впервые. Поглощением излучения остаточным газом можно пренебречь, поскольку давление газа в вакуумной камере (ее диаметр ~ 0.7 м) порядка 10^{-4} Тор.

Мягкое (1–10 кэВ) рентгеновское излучение горячей точки Х-пинча использовалось в качестве зондирующего для построения изображения плотных слоев взрывающейся проволочки (см., например, [17]).

Для исследования временных характеристик интегрального по всему объему канала разряда свечения в УФ и рентгеновском диапазонах использовался вакуумный рентгеновский диод (ВРД) с наносекундным временным разрешением без фильтра с плоским алюминиевым катодом (эффективная площадь ~ 2.7 см²), расположенный на расстоянии 30 см от проволочки. Зазор между плоскостями электродов составлял при измерении наибольших интенсивностей излучения 3 мм; напряжение на диоде при этом устанавливалось равным 300 В, что соответствует току насыщения 3 А (в наших экспериментах максимальные значения фототока не превышали 200 мА).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты по электрическому взрыву микронных проводников, ведущиеся авторами на протяжении ряда последних лет, позволяют утверждать, что характер пробоя существенным образом зависит от материала проволочек [8]. Если они были изготовлены из меди, алюминия, золота, серебра или свинца, развивается внутренний пробой, а при взрыве проволочек из вольфрама, титана, тантала, молибдена, платины — шунтирующий и в вакууме, и в воздухе. Это обстоятельство лежит в основе понимания боль-

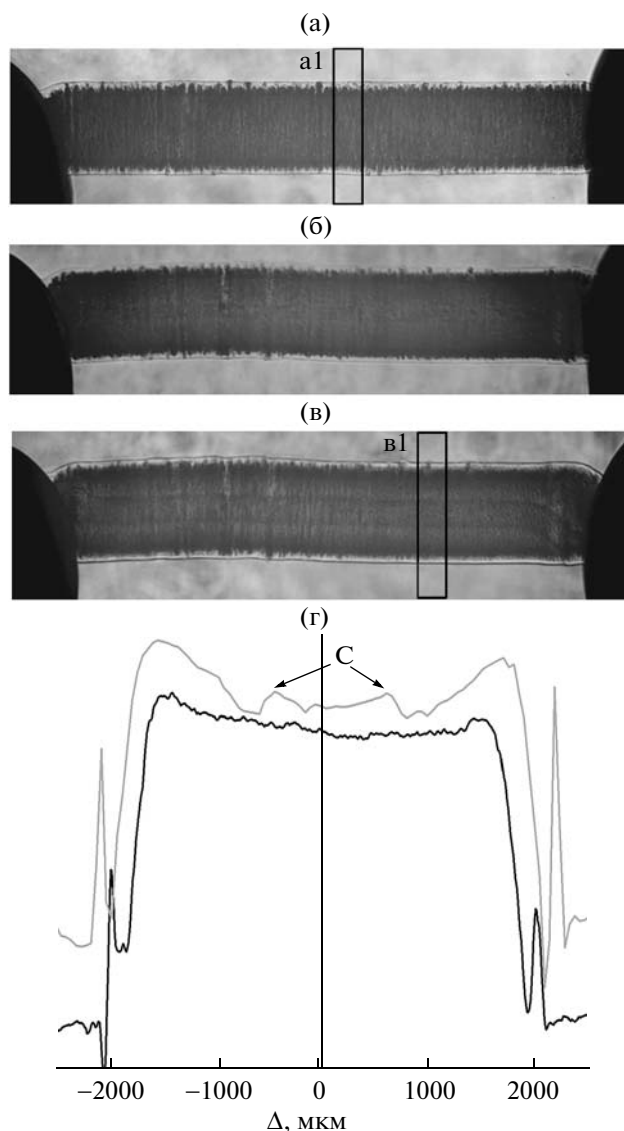


Рис. 2. Оптические теневые изображения разрядного промежутка при взрыве медной проволоочки в воздухе в режиме с паузой тока (а) до пробоя, (б) в момент пробоя и (в) после пробоя, а также (г) денситограммы фрагментов а1 и в1 (черная и серая линии соответственно). Изображение (а) получено в другом выстреле.

шинства результатов, полученных в ходе выполнения данного исследования.

3.1. Электрический взрыв проволоочек в воздухе

На рис. 2 представлены теневые оптические изображения канала разряда при взрыве в воздухе медной проволоочки диаметром 25 мкм, полученные в серии экспериментов при зарядном напряжении $U_0 = 10$ кВ и величине амплитуды тока $I \sim 5$ кА. При указанных параметрах реализуется режим с паузой тока — стадией разряда, в течение

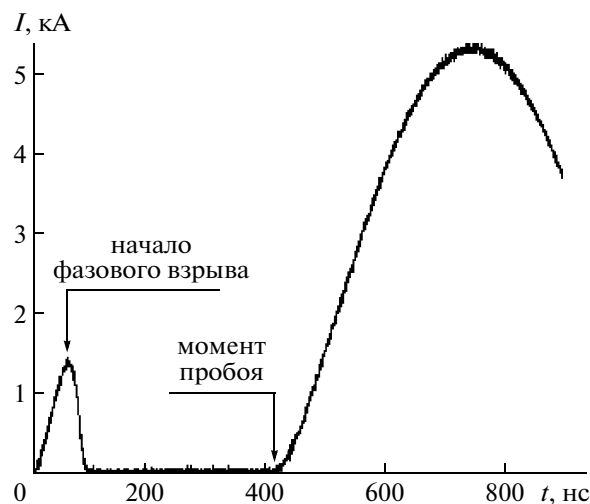


Рис. 3. Временная зависимость тока при взрыве медной проволоочки в воздухе в режиме с паузой тока.

которой величина разрядного тока резко уменьшается — до величины, не превышающей десятков ампер (см. рис. 3). Падение тока происходит с началом фазового взрыва (перехода в дисперсное, плохо проводящее состояние “капли в паре” — см., например, [10, 18]), когда сопротивление проволоочки возрастает сразу на несколько порядков. Фактически это означает разрыв цепи и, как следствие, значительное уменьшение сжимающего магнитного давления, в результате чего продукты взрыва беспрепятственно расширяются — вплоть до момента пробоя. В процессе расширения вещества область канала разряда становится прозрачной для зондирующего лазерного излучения, благодаря чему появляется возможность визуализировать его внутреннюю структуру, в том числе и в моменты, близкие ко времени пробоя.

На изображениях хорошо видно, что продукты взрыва медной проволоочки занимают практически весь объем, возмущенный ударной волной, что характерно именно для внутреннего пробоя, когда большая часть тока протекает по продуктам взрыва, поддерживая их интенсивное расширение. В момент времени, близкий к окончанию паузы тока и началу формирования токопроводящего канала, распределение продуктов взрыва остается все еще практически однородным по сечению (рис. 2а). Однако в канале разряда уже начинает формироваться трубчатая структура: на денситограмме (рис. 2г) видно, что вблизи оси плотность вещества несколько ниже. Именно в этой области с пониженной плотностью через некоторое время после пробоя появляются продольные, более темные неоднородности (рис. 2б), которые затем трансформируются в хорошо заметную осесимметричную структуру (стрелки “с” на рис. 2г). Поскольку при протекании тока в со-

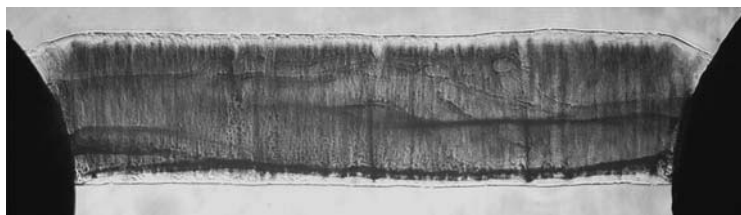


Рис. 4. Оптическое теневое изображение разрядного промежутка при взрыве никелевой проволоочки в воздухе в режиме с паузой тока ($d = 25$ мкм, $l = 12$ мм, $U_0 = 10$ кВ). Изображение приведено в момент времени $t = 255$ нс, отсчитываемый от момента пробоя.

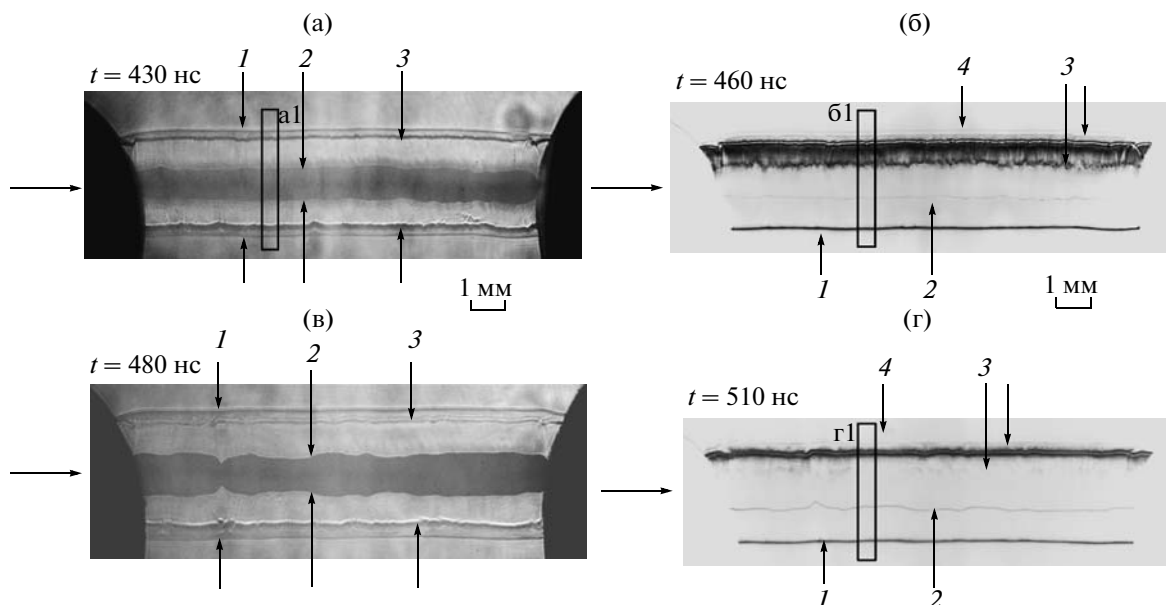


Рис. 5. Теневые (а, в) и шлирен- (б, г) изображения канала разряда при взрыве вольфрамовой проволоочки в воздухе в режимах без прерывания тока (сверху) и с прерыванием тока (снизу). Горизонтальные стрелки указывают начальное положение взрывающейся проволоочки. Здесь и ниже вертикальными стрелками обозначены различные структуры канала разряда.

ответствующей области изменяются температура и плотность плазмы, а, следовательно, и коэффициенты поглощения и преломления, эти неоднородности логично связать с локализацией максимальной плотности тока. Кроме того, трубчатая структура всего разрядного канала (рис. 2в и г) к этому моменту становится более отчетливой. Необходимо заметить, что столь симметрично пробой развивается далеко не всегда. Например, изображение канала разряда при взрыве никелевой проволоочки в воздухе в режиме с паузой тока демонстрирует существенно неоднородную структуру канала разряда (рис. 4). В работе [9] приведены изображения канала разряда при взрыве медной проволоочки, на которых также видны несимметричные неоднородности.

Другая серия экспериментов была посвящена изучению распределения токопроводящего вещества в случае развития шунтирующего пробоя

(взрыв вольфрамовых проволоочек диаметром 25 мкм в воздухе при зарядном напряжении $U_0 = 20$ кВ и амплитуде тока $I \sim 10$ кА). Для того чтобы выявить, где именно протекал ток, сравнивались режимы взрыва с прерыванием тока и без прерывания; при этом, помимо теневого, применялся также метод шлирен-фотографирования (рис. 5).

Шлирен-фотографирование по сравнению с обычным теневым обладает большей чувствительностью к изменению плотности вещества. В построении такого изображения участвуют только те лучи, которые отклонились на различного рода неоднородностях, тогда как основная часть зондирующего излучения блокируется преградой, расположенной в фокальной плоскости объектива, и не доходит до приемника. Отметим также, что вследствие существенно меньшей интенсивности фона лазерной подсветки на шли-

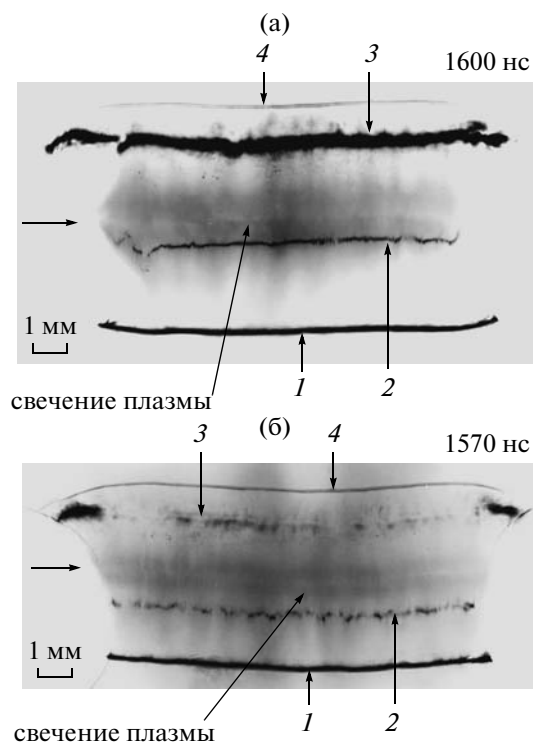


Рис. 6. Шлирен-изображения канала разряда при взрыве вольфрамовой проволоочки в воздухе в режимах (а) без прерывания тока и (б) с прерыванием тока. Горизонтальные стрелки указывают начальное положение взрывающейся проволоочки.

рен-изображениях при соответствующей настройке канала регистрации может быть лучше видна область свечения плазмы (см. рис. 6).

Используемая в данных экспериментах схема “с ножом” (рис. 7) принципиально несимметрична относительно рефракции на нейтралах (пока-

затель преломления больше единицы; в дальнейшем будем называть это положительной рефракцией) и на свободных электронах плазмы (показатель преломления меньше единицы). Поскольку до плоскости изображения дойдут только те лучи, которые отклонились вверх и прошли выше кромки “ножа”, разный знак рефракции приводит к тому, что одна половина изображения цилиндрически-симметричного объекта (расширившейся проволоочки и окружающей ее ударной волны) будет образована лучами, испытывавшими рефракцию исключительно на нейтралах, а другая — на свободных электронах.

Совместный анализ таких “зарядово разделенных” (шлирен-) и обычных аксиально-симметричных (теневых) изображений позволил с большей определенностью делать выводы о распределении в разрядном промежутке вещества в различных фазовых состояниях — нейтральном или плазменном.

На теневых изображениях (рис. 5а и в) можно четко выделить несколько характерных областей (они обозначены стрелками): 1 — фронт ударной волны (УВ); 2 — граница области плотных продуктов взрыва (ППВ); 3 — граница области, через которую протекает основная часть тока. Если интерпретация двух первых областей совершенно очевидна, идентификация токонесущей области первоначально была выполнена скорее непрямым методом, основанным на анализе распространения ударных волн при взрыве вольфрамовой проволоочки в воздухе (см. [8, 19]). Из-за малого поглощения эта область практически прозрачна для теневого зондирования, так что фактически мы видим лишь ее внешнюю границу — резкую, но довольно тонкую линию.

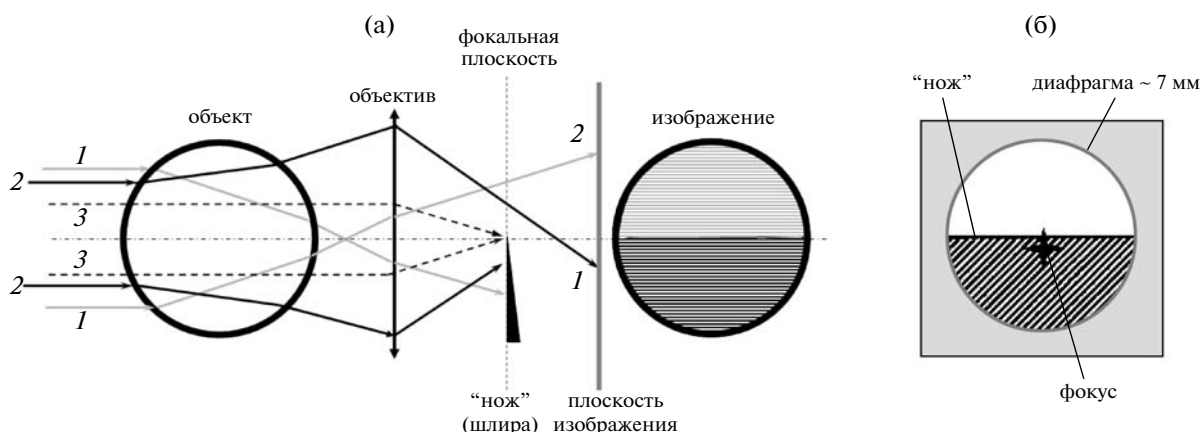


Рис. 7. Схемы, поясняющие получение шлирен-изображения в классической схеме с ножом: а) плоскость перпендикулярная срезу шлиры (здесь серыми линиями показан ход лучей для цилиндрического объекта, состоящего в основном из нейтрального вещества; черными сплошными линиями — для объекта в плазменном состоянии; штриховыми линиями — невозмущенные лучи); б) фокальная плоскость. Все приведенные в статье изображения выглядят перевернутыми относительно зарядового состояния объекта вследствие компенсирующего переворота в фотоаппарате.

Таблица 1. Параметры разрядного канала для различных режимов взрыва вольфрамовых проволок в воздухе ($d = 25$ мкм, $l = 12$ мм, $U_0 = 10$ кВ). В таблице использованы следующие обозначения: v_s – скорость фронта УВ; v_k – скорость расширения керна; I_{\max} – максимальное значение тока; t_c – время нарастания тока

Режим	v_s , см/с	v_k , см/с	I_{\max} , кА	t_c , нс
без прерывания	2.1×10^5	7×10^4 (при $t < 1$ мкс)	9.1	430
с прерыванием	1.8×10^5	9×10^4	5.6	310

На шлирен-изображениях присутствуют те же характерные области, что и на теневых фотографиях, только здесь, в зависимости от природы скачка плотности, они отображаются на разных (относительно оси проволоочки) сторонах картинки: на нижней половине – фронт ударной волны (1) и граница плотных продуктов взрыва (2); на верхней – область протекания тока (3), занимающая практически все пространство между керном (плотным веществом) и ударной волной. Кроме того, заметной стала еще одна граница, соответствующая, как мы полагаем, релаксационному слою за ударной волной (4). Изображение это довольно слабое, особенно по сравнению с интенсивной однородной линией скачка плотности на ударной волне. Действительно, при большой скорости ударной волны (см. табл. 1) плотность воздуха на ее границе изменяется в шесть раз, что приводит к сильной рефракции (на нейтралах), тогда как рефракция в релаксационном слое на свободных электронах незначительна из-за малой степени ионизации. Поэтому изображение, соответствующее этой области, не всегда хорошо различимо и часто имеет прерывистую структуру.

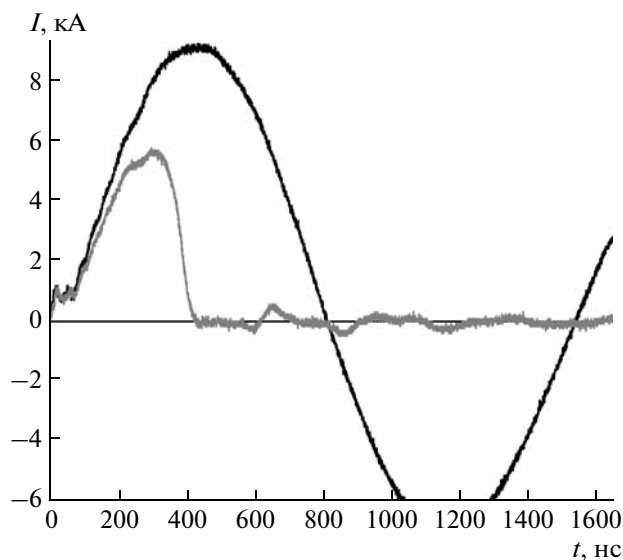


Рис. 8. Временные зависимости токов при электрическом взрыве 25 мкм вольфрамовой проволоочки в воздухе в режимах с прерыванием тока (серая линия) и без него (черная линия).

О справедливости такой интерпретации шлирен-изображений убедительно говорит сравнение фотографий взрыва вольфрамовой проволоочки в режимах без прерывания и с прерыванием тока, полученных в такие моменты времени, когда между ними можно ожидать наибольшего различия (рис. 5). В первом случае снимок был сделан, когда ток достигал максимального значения, а во втором – приблизительно через 100 нс после его обрыва (см. осциллограммы на рис. 8). Действительно, если теневые изображения для обоих режимов в целом похожи друг на друга, на шлирен-фотографиях области протекания тока различаются кардинально (стрелки 3 на рис. 5б и г, а также на денситограммах рис. 9). В режиме без прерывания в верхней части шлирен-изображения (“отвечающей” за рефракцию на свободных электронах) мы видим широкую темную полосу с хорошо развитой внутренней структурой. После “отключения” тока в этом месте остается только узкая полоска остаточного изображения (очевидно, именно здесь до обрыва тока его плотность была максимальной). Неполное исчезновение изображения свидетельствует об идущих в постепенно остывающей плазме релаксационных процессах, когда после прерывания тока энергия в нее не поступает.

Вторая пара изображений, полученных в более поздние моменты времени, показывает приблизительно такую же картину (рис. 6). Кроме того, хорошо видно, что область, возмущенная прошедшей ударной волной, достигает, как и следовало ожидать, несколько больших размеров в режиме без прерывания тока. Плотные продукты взрыва, наоборот, в этом случае расширяются несколько меньше (см. также рис. 10). Эти различия легко объяснимы: энергия для поддержания скорости ударной волны поступает из токопроводящей области, поэтому в режиме без прерывания достигается большая величина скорости УВ; противодействующее расширению плотных продуктов взрыва магнитное давление также больше в этом случае.

В табл. 1 представлены сравнительные данные для режимов с прерыванием и без прерывания тока.

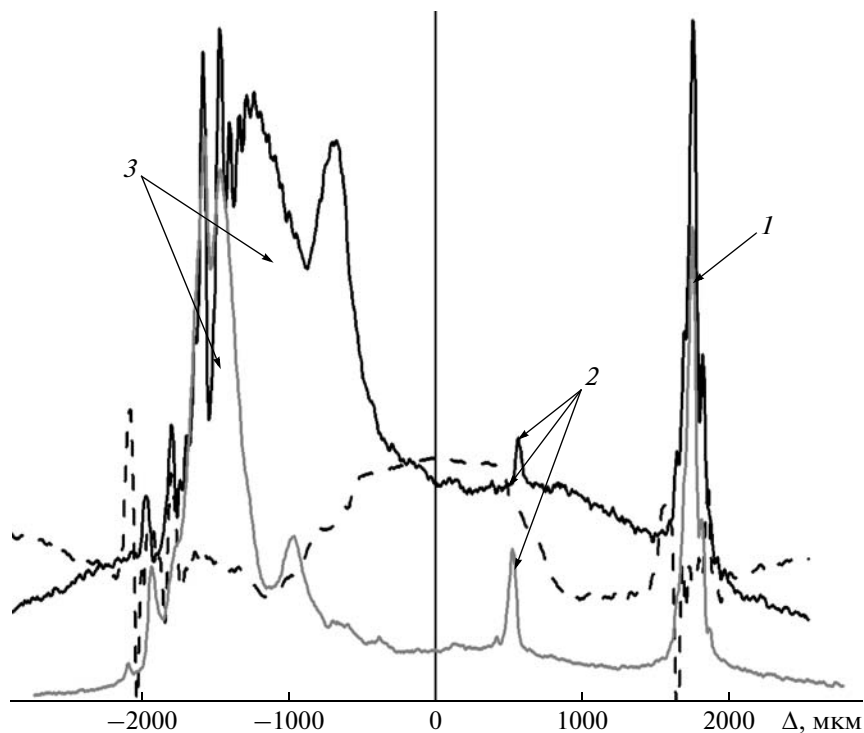


Рис. 9. Денситограммы, полученные по сечениям а1 (штриховая линия), б1 (черная линия) и г1 (серая линия) изображений, приведенных на рис. 5.

3.2. Взрыв проволок в вакууме

Исследование структуры токопроводящих и плотных областей разрядного промежутка при взрыве одиночных проволок в вакууме представляет особый интерес с точки зрения моделирования начальной стадии взрыва многопроволочных сборок на мощных мегаамперных машинах — особенно в диапазоне параметров, соответствующих предимпульсу тока на мощных машинах ($dI/dt \sim 50$ А/нс [1–3]). Для имплозии проволочныхборок характерна так называемая стадия затянутого плазмообразования, когда не взаимодействующие между собой керны проволок до 80% общего времени остаются в начальном положении. Поэтому можно предположить, что в них происходят те же физические процессы, что и при взрыве одиночной проволоки.

На рис. 11 приведены оптические теньевая и шлирен-фотографии, а также изображения канала разряда в ультрафиолетовом диапазоне излучения при взрыве алюминиевой проволоки в вакууме ($U_0 = 20$ кВ, $l = 12$ мм, $d = 25$ мкм). Видно, что размер светящейся области (рис. 11а) существенно превышает размер области, заполненной плотными продуктами взрыва проволоки (рис. 11б). Скорость расширения светящейся области, занятой редкой, излучающей в ультрафиолетовом диапазоне плазмой, прозрачной для зондирующего лазерного излучения (т.е. с плотностью $n_e < 10^{18}$ см $^{-3}$),

определялась по четырем кадрам рентгеновского ЭОПа. Разумно предположить, что этой плазмой переносится некоторая часть тока, благодаря чему она и нагревается, и излучает. Скорость расширения области свечения можно оценить при-

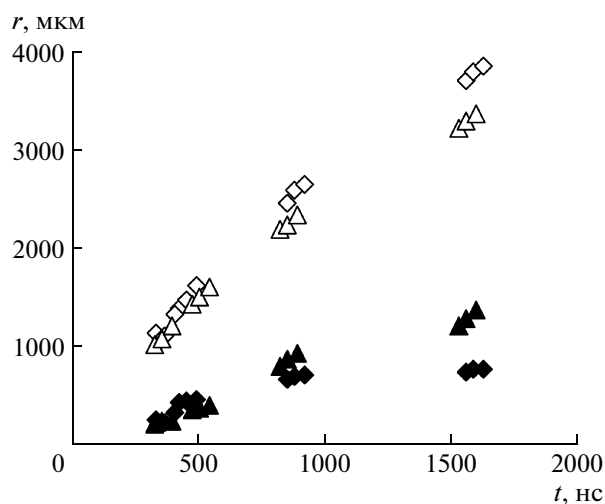


Рис. 10. Временные зависимости положения фронта ударной волны (контурные значки) и границы плотных продуктов взрыва (сплошные значки) при электрическом взрыве вольфрамовой проволоки в воздухе в режиме с прерыванием тока (треугольники) и без прерывания (ромбы).

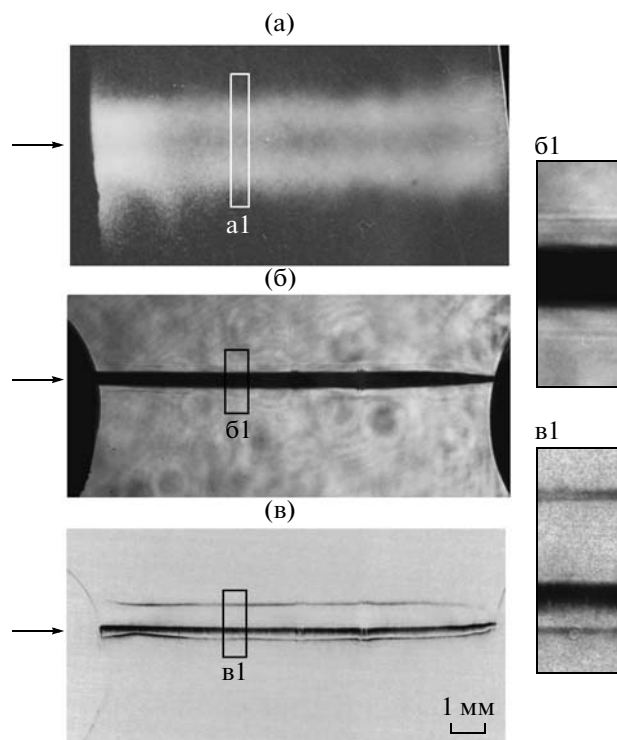


Рис. 11. Изображения (а) области свечения плазмы в ультрафиолетовом диапазоне ($t = 155$ нс), а также оптические (б) теньевая ($t = 155$ нс) и (в) шлирен- ($t = 185$ нс) фотографии канала разряда при взрыве алюминиевой проволоочки в вакууме. Горизонтальные стрелки указывают начальное положение проволоочки. В большом масштабе представлены соответствующие фрагменты (б1, в1).

мерно как 2.8×10^6 см/с, что более чем на порядок превышает скорость расширения плотных продуктов взрыва 2.5×10^5 см/с. Светящаяся область имеет отчетливо выраженную трубчатую структуру, причем размер ее внутренней (темной) части практически совпадает с диаметром области плотных продуктов взрыва (см. также денситограмму на рис. 12).

Внешние границы разрядного канала на шлирен-изображении выглядят как тонкие линии, почти симметричные относительно начального положения проволоочки (рис. 11в). Однако в более крупном масштабе заметно, что у этих областей разная толщина и что расположены они также немного на разном расстоянии от центра (см. фрагмент в1 рис. 11, а также его денситограмму на рис. 12). Очевидно, эти области разрядного промежутка имеют различную природу, что, впрочем, следует уже из их расположения на шлирен-изображении по разные стороны от оси симметрии, “разделяющей” рефракцию на нейтралах и на свободных электронах. Таким образом, можно заключить, что в этой области разряда состояние вещества на малом расстоянии изменяется от

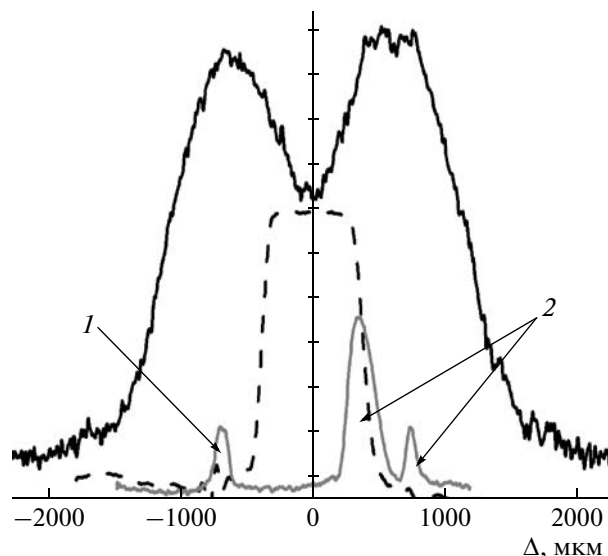


Рис. 12. Денситограммы ультрафиолетового (сплошная), теневого (штриховая) и шлирен- (серая линии) изображений, представленных на рис. 11. Денситограммы построены по сечениям, соответствующим фрагментам а1, б1 и в1.

нейтрального до плазменного. Заметим, что на теньевом изображении эти области неразделимы. Очевидно, что таким образом можно “визуализировать” лишь достаточно плотную часть короны. Внешние ее слои, соответствующие области, излучающей в ультрафиолетовом диапазоне, ввиду их малой плотности, не дают изображения ни на теньевых, ни на шлирен-фотографиях.

Более широкая внутренняя область на нижней стороне шлирен-изображения соответствует рефракции на веществе, состоящем в основном из слабоионизованного или неионизованного пара и/или жидкости. Положение этой области совпадает с границей плотных продуктов взрыва проволоочки, которая хорошо видна на теньевых изображениях (ср. также денситограммы на рис. 12).

Оптические и ультрафиолетовое изображения канала разряда при взрыве в вакууме вольфрамовой проволоочки ($U_0 = 20$ кВ, $l = 12$ мм, $d = 25$ мкм) приведены на рис. 13. Видно, что в этом случае, как и у алюминия, размер светящейся области (рис. 13а) превышает размер плотной части продуктов взрыва проволоочки (рис. 13б) более чем на порядок. Скорость расширения светящейся части порядка 10^6 см/с, тогда как плотных продуктов взрыва $\sim 10^4$ см/с (см. табл. 2). На данном изображении светящаяся в ультрафиолетовом диапазоне область не имеет отчетливо различимой трубчатой структуры; она становится заметной лишь в более поздние моменты времени, а также при использовании камер-обскура меньшего диаметра (200 мкм).

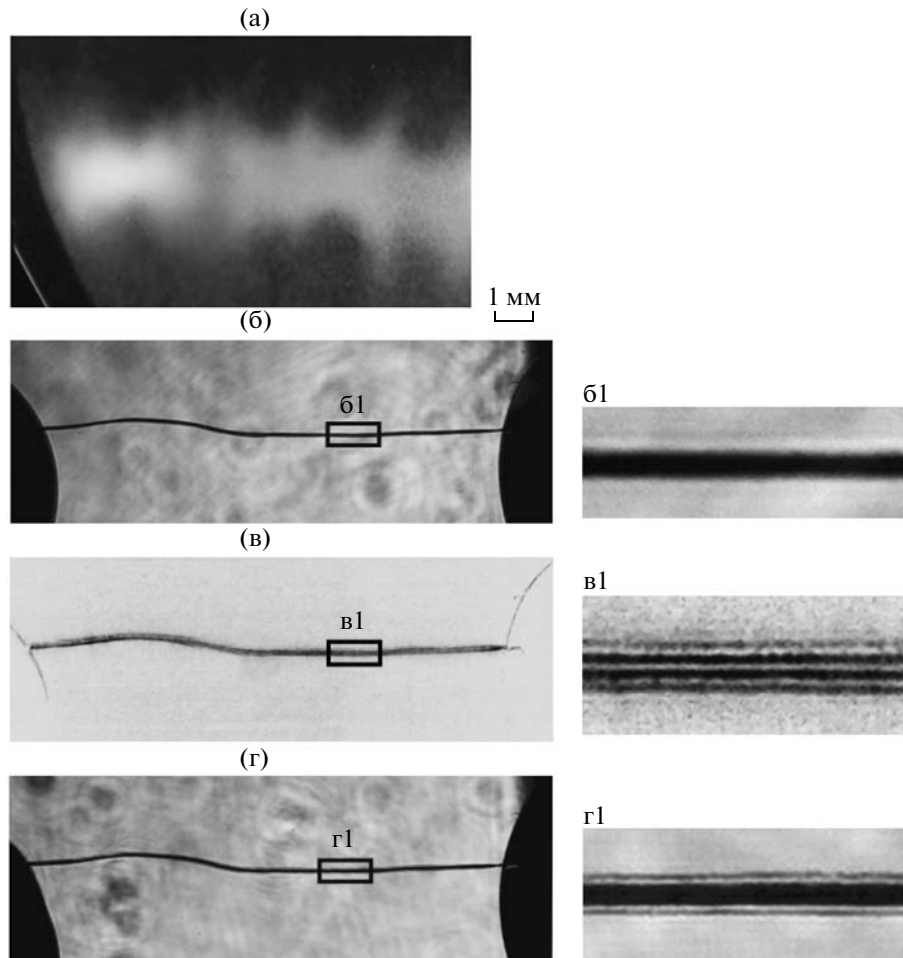


Рис. 13. Изображения (а) области свечения плазмы в ультрафиолетовом диапазоне ($t = 120$ нс), а также оптические (б, г) теньевые ($t = 180$ и 250 нс) и (в) шпирен- ($t = 210$ нс) изображения канала разряда при взрыве вольфрамовой проволоки в вакууме. В большом масштабе представлены соответствующие фрагменты (б1, в1 и г1).

Различие характерных структур, возникающих при электрическом взрыве алюминиевой и вольфрамовой проволочек, которое мы наблюдаем, можно объяснить разными типами пробоя разрядного промежутка: шунтирующего у вольфрама и внутреннего у алюминия. В первом случае практически весь ток идет по внешней редкой плазме, состоящей из легких элементов, загрязняющих поверхность проволочки, из десорбированных газов и паров самого металла. Основная масса продуктов взрыва проволочки продолжает расширяться лишь благодаря той энергии, которая поступила в них до момента пробоя. Поэтому диаметр области, занятой разлетающимися плотными продуктами взрыва вольфрамовой проволочки, существенно меньше, чем в случае алюминия, и на фоне обширной области свечения плазмы (~ 2000 мкм) узкая тень от плотных несветящихся продуктов взрыва размером $100\text{--}200$ мкм не видна. При взрыве алюминиевой про-

волочки значительная часть тока продолжает протекать внутри достаточно плотных продуктов взрыва и после пробоя, именно поэтому наблюдается значительно более интенсивное их расширение.

В процессе взрыва в области свечения развиваются неустойчивости, напоминающие по виду обычные плазменные перетяжки. В случае вольфрамовой проволочки такие неустойчивости развиваются существенно быстрее, чем при взрыве алюминиевой проволочки (ср. рис. 11а и 13а). Можно предположить, что в этом также проявляется различие двух типов пробоя. При шунтирующем пробое (вольфрам) практически весь ток переносится редкой плазмой короны. Следовательно, силы, действующие на вещество и вызывающие в нем развитие плазменных неустойчивостей — направленное к оси магнитное давление и имеющее противоположное направление газодинамическое давление, — в этом слу-

Таблица 2. Параметры по расширению плотной и светящейся областей при взрыве в вакууме проволочек из различных материалов ($d = 25$ мкм, $l = 12$ мм, $U_0 = 20$ кВ). В том случае, если в излучающей области развиваются неустойчивости, приведены два (минимальное и максимальное) значения диаметра и соответствующие скорости. Отрицательное значение скорости (обозначены звездочкой) означает режим сжатия оболочки. В таблице использованы следующие обозначения: v_k, d_k – скорость расширения и диаметр керна; V_c, D_c – скорость расширения и диаметр короны соответственно на моменты времени, указанные в скобках

Материал	v_k , см/с	d_k , мкм	V_c , см/с	D_c , мкм
Ti	3×10^3	100 (295 нс)		
Ti	6.2×10^4	180 (1095 нс)		
Ag	2.5×10^5	1745 (245 нс)		
W	1.5×10^4	130 (250 нс)	7.5×10^5 } 2.7×10^6 }	1600 } 1800 } (110 нс)
W	3×10^4	210 (620 нс)		
W _{heat}	1.2×10^4	210 (620 нс)	$-9 \times 10^5(*)$ } 1.2×10^6 }	1000 } 1600 } (110 нс)
W _{heat}			$-7 \times 10^5(*)$ } 3×10^5 }	1200 } 2300 } (240 нс)
Al	2.5×10^5	720 (155 нс)	2.8×10^6	1220 (155 нс)

чае существенно больше, и неустойчивости развиваются быстрее.

На теневых изображениях вокруг абсолютно непрозрачного, плотного керна видны симметричные тонкие области, обозначенные на денситограмме стрелками 1 и 3 (рис. 14а). Заметим, что они появляются не сразу: на более раннем из двух теневых кадров эти области еще не сформированы (см. фрагмент б1 на рис. 13). Предположительно это наиболее плотная часть токопроводящей области.

По сравнению с теневыми изображениями шпирен-изображение имеет более сложную структуру, на анализе которой стоит остановиться

подробнее. На первый взгляд, образующие его узкие однородные области расположены симметричным образом, что само по себе достаточно неожиданно, если учесть, что данная диагностика вообще не должна давать симметричных изображений. Однако при большом увеличении (фрагмент в1 на рис. 13) можно заметить, что, по крайней мере в отношении внешних границ, симметрии на самом деле нет. Верхняя граница, соответствующая плазменному состоянию вещества, несколько толще нижней, визуализирующей рефракцию на нейтральном веществе, и расположена дальше от оси. Это хорошо видно на денситограмме, где первая область обозначена

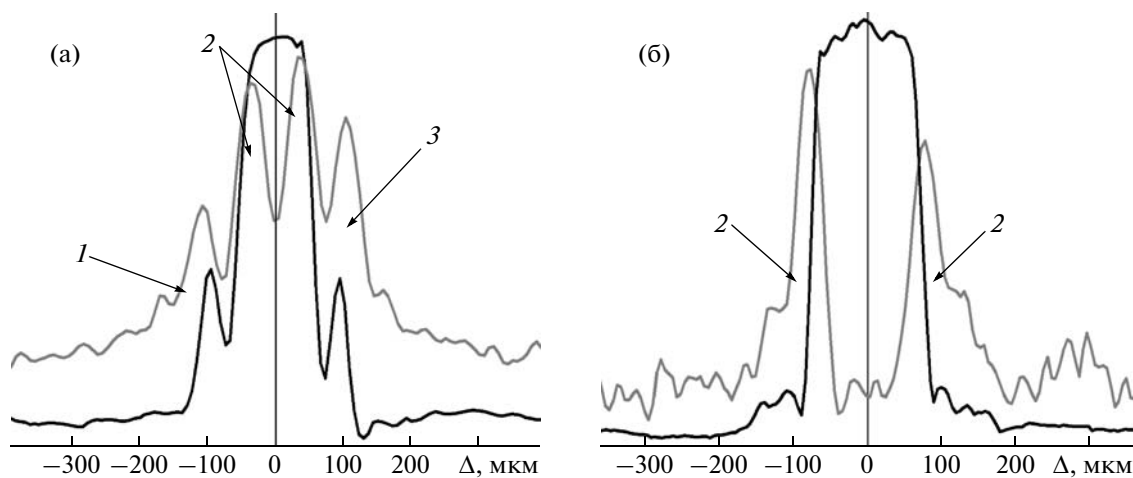


Рис. 14. Денситограммы шпирен- (серые линии) и теневых (черные линии) изображений разрядного канала при электрическом взрыве вольфрамовых проволочек в вакууме, построенные по сечениям, соответствующим фрагментам (а) в1 и г1 на рис. 13 – в режиме без предварительного нагрева и (б) б1 и в1 на рис. 15 – с предварительным прогревом.

стрелкой 1, а вторая — стрелкой 3 (рис. 14а). Тем самым, как и в случае алюминиевой проволоочки, мы видим изменение зарядового состояния вещества на границе токового слоя и области, занятой плотными продуктами взрыва.

Однако линии на шпирен-изображении, соответствующие скачку плотности на границе области плотных продуктов взрыва (на денситограмме на них указывают стрелки 2), действительно расположены на одинаковом расстоянии от оси симметрии. Столь симметричное изображение в схеме “с ножом” можно объяснить лишь тем, что оно получено не за счет рефракции излучения, а в результате однородного рассеяния света на маленьких рассеивающих центрах — например, на каплях в паре. То, что величина интенсивности изображения в этой области меньше интенсивности поля в отсутствие “ножа” всего лишь в 6 раз, когда об изотропном рассеянии говорить не приходится, можно объяснить проявлением эффекта Ми, для которого характерна существенно большая интенсивность рассеяния вперед, если размер рассеивающих центров сопоставим с длиной волны зондирующего излучения [20]. О возможности присутствия капель такого размера при взрыве вольфрамовой проволоочки в вакууме говорит следующее. Согласно нашим измерениям, к моменту фазового взрыва в нее вводится энергия, сравнимая по величине с половиной энергии сублимации $0.4w_s$ [21]. В соответствии с теоретическими оценками [10, 18] при такой величине введенной энергии следует ожидать, что критический диаметр капель будет как раз порядка сотен нанометров, что подтверждается также экспериментальными данными [22].

Принимая во внимание, что в области, соответствующей короне, на теневых и шпирен-фотографиях нет потемнений, можно определить верхнюю границу электронной плотности этой светящейся плазмы как $n_e < 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, при однократной степени ионизации и диаметре излучающей области $\sim 2000 \text{ мкм}$ можно утверждать, что максимально возможное погонное количество ионов на сантиметр длины светящейся области не превышает $3 \times 10^{16} \text{ см}^{-1}$. Если же оценить погонное количество атомов вещества проволоочки в холодном состоянии, получим приблизительно $3 \times 10^{17} \text{ см}^{-1}$. Следовательно, можно утверждать, что только небольшая часть вещества проволоочки относительно ее начальной массы попадает в светящуюся область, поэтому масса плотного ядра практически равна начальной массе проволоочки. Если к тому же считать, что вещество ядра распределено по сечению однородно, его плотность можно оценить как $n \sim 3 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ в случае алюминия в момент времени 155 нс и $9 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ для вольфрама в 255 нс. Предполагая, что тепловое давление на границе

ядра сравнимо с магнитным, оцениваем температуру как $T \sim 9 \times 10^3 \text{ К}$ и $8 \times 10^3 \text{ К}$ для алюминиевой и вольфрамовой проволоочек, соответственно. Так как полученная температура вольфрамового ядра существенно ниже критической (для вольфрама $T_{cr} \sim 1.4 \times 10^4 \text{ К}$), это можно рассматривать как еще одно подтверждение того, что ядро находится в двухфазном состоянии “капли—пар” и что симметричные области на шпирен-изображении сформированы рассеиванием на каплях. Наоборот, температура ядра алюминиевой проволоочки немного выше критической (для алюминия $T_{cr} \sim 8 \times 10^3 \text{ К}$), и в соответствии с приведенной выше оценкой он должен находиться в плазменном состоянии. Поэтому в этом случае эффект интенсивного рассеяния отсутствует, и мы видим асимметричное шпирен-изображение, причем вследствие малой степени ионизации холодной плазмы оно сформировано, в основном, нейтралами.

На рис. 15 представлены УФ и оптические изображения разрядного канала при взрыве в вакууме вольфрамовой проволоочки в режиме с предварительным нагревом ($U_0 = 20 \text{ кВ}$, $l = 12 \text{ мм}$, $d = 25 \text{ мкм}$). Прогрев проволоочки до $\sim 1.2 \times 10^3 \text{ К}$ осуществлялся в течение достаточно длительного времени вплоть до момента подачи основного импульса тока. Сравнение УФ-изображений (рис. 13а и 15а) показало, что диаметр светящейся области в режиме с преднагревом в два раза меньше, чем в режиме без предварительного нагрева (см. табл. 2). По-видимому, это объясняется более медленным разлетом плазмы более тяжелых десорбированных газов (N, O), доля которых среди других веществ, загрязняющих поверхность проволоочки, в результате прогрева повышается, поскольку он способствует удалению, прежде всего, легких веществ: водорода и масляной пленки (см., например, [23, 24]). Вследствие меньших размеров токопроводящей области увеличивается плотность тока в ней. Очевидно поэтому при развитии неустойчивостей в излучающей области формируются области сжатия, как в экспериментах на сильноточных генераторах.

Анализ теневых и шпирен-изображений не показал при этом заметной зависимости размера области, занятой плотными продуктами взрыва, от того, подвергалась ли проволоочка предварительной температурной обработке. Кроме того, необходимо отметить, что, начиная с некоторого момента времени, слои короны, прилегающие к ядру, становятся прозрачными для лазерного излучения, поэтому на теневых изображениях они в дальнейшем не наблюдаются, а на шпирен-изображениях остается только симметричная часть, соответствующая рассеянию поверхностью плотного ядра (стрелки 2 на рис. 14б). Можно также отметить, что ввиду малых размеров в более ран-

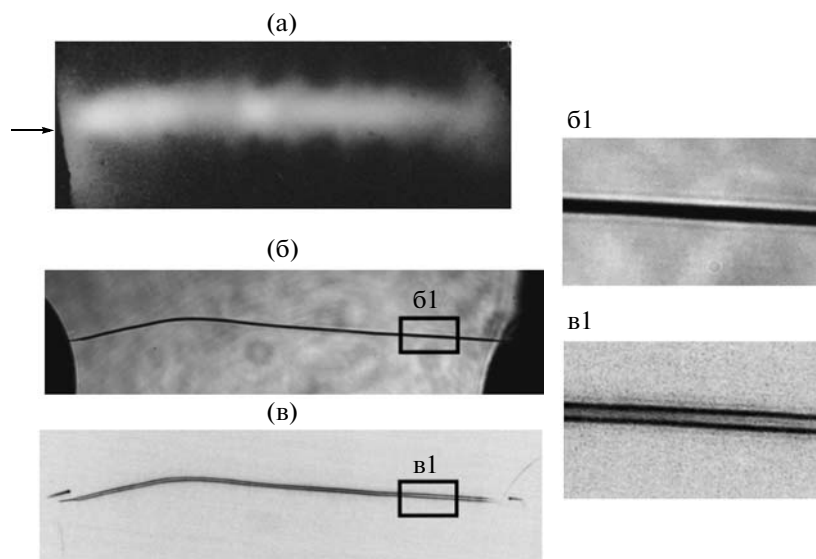


Рис. 15. Изображения (а) области свечения плазмы в ультрафиолетовом диапазоне ($t = 140$ нс), а также (б) теньевое ($t = 550$ нс) и (в) шлирен оптические ($t = 580$ нс) изображения канала разряда при взрыве вольфрамовой проволоочки в вакууме в режиме с преднагревом. Горизонтальная стрелка указывает начальное положение проволоочки. В большом масштабе представлены соответствующие фрагменты (б1 и в1).

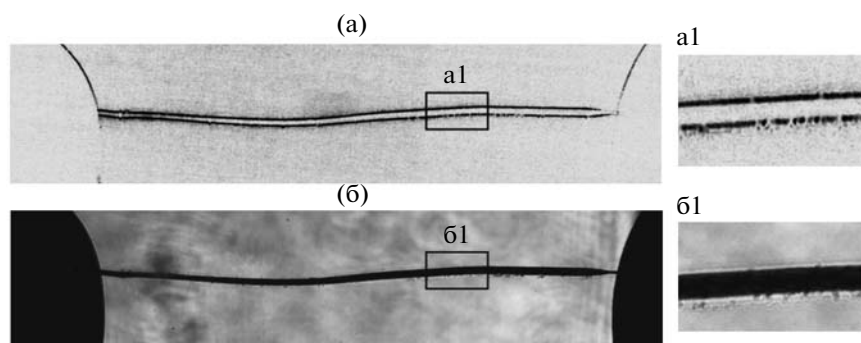


Рис. 16. (а) Шлирен- ($t = 590$ нс) и (б) теньевое ($t = 630$ нс) изображения при электрическом взрыве вольфрамовой проволоочки в вакууме в режиме с прерыванием тока. В большом масштабе представлены соответствующие фрагменты (а1 и б1).

ние моменты времени могло не хватить пространственного разрешения, чтобы полностью разделить симметричные шлирен-изображения границ плотного ядра (стрелки 2 на рис. 14а).

В режиме с прерыванием тока при взрыве в вакууме вольфрамовой проволоочки ($U_0 = 20$ кВ, $l = 12$ мм, $d = 25$ мкм), видно, что теньевые изображения очень похожи, а размер ядра того же порядка, что и в режиме без обрыва тока (ср. рис. 13б, 15б и 16б). На шлирен-изображении остается только симметричная часть, соответствующая границам паро-капельного ядра. Такая же картина наблюдалась на всех изображениях в описанных выше режимах: в поздние моменты времени ($t > 400$ нс) структура шлирен-изображения упрощалась. В момент времени 440 нс не было получено изображение редкой

плазмы в УФ-диапазоне, так как, скорее всего, она успела разлететься и остыть.

Во всех экспериментах при взрыве проволоочек в вакууме на УФ-изображениях разрядного промежутка зарегистрировано более интенсивное приблизительно на 30% свечение в прикатодной области (см. рис. 11а, 13а и 15а). Это свечение может возникать в результате взаимодействия электронов, дрейфующих в магнитном поле, с поверхностью катода и проволоочки; похожая проблема изучалась в работе [25].

3.3. Результаты ВРД-измерений

На рис. 17 представлены временные зависимости токов и сигналов с вакуумного рентгеновского диода, полученные при взрыве алюминиевой и

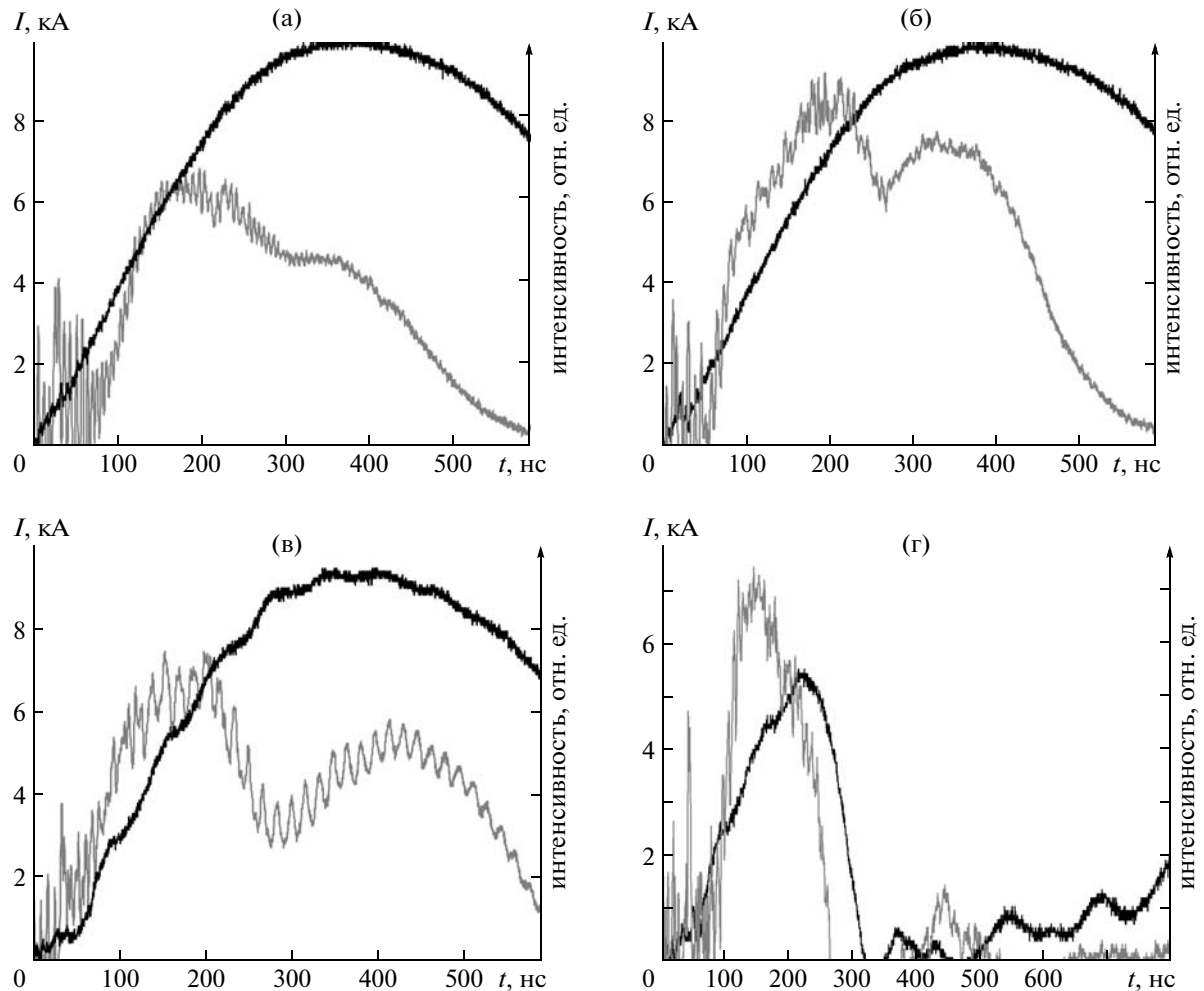


Рис. 17. Временные зависимости тока (черные линии) и сигналов с ВРД-датчиков (серые линии) при взрыве в вакууме (а) алюминиевой, а также вольфрамовых проволочек в различных режимах: (б) без предварительной обработки, (в) с предварительным нагревом и (г) с обрывом тока.

вольфрамовой проволочки в различных режимах взрыва. Согласно этим данным, интенсивность излучения увеличивается при нарастании тока до некоторого порогового значения ($I_{th} \sim 6$ кА в случае взрыва проволочки из алюминия и порядка 7–8 кА — из вольфрама). При достижении порогового значения тока временная зависимость ВРД-сигнала — приблизительно с 200-й по 400-ую нс в режимах взрыва без прерывания тока и со 150-ой по 220-ую нс в режимах с прерыванием тока — становится немонотонной; в дальнейшем, как только ток начинает уменьшаться, величина сигнала падает. Такая зависимость величины ВРД-сигнала от времени может быть обусловлена сложным составом плазмы, так как спектральные интенсивности излучения различных элементов имеют максимумы при различных температурах.

Для проверки этого положения была проанализирована зависимость плотности фототока ВРД от температуры излучающего плазменного слоя, причем коэффициент фотоэлектронной

эмиссии с поверхности алюминия взят из статьи [26]. Спектральная интенсивность излучения плазмы рассчитывалась при помощи программы PrizmSPECT [27] в приближении плоской симметрии излучателя в рамках стационарной радиационно-столкновительной модели с учетом оптической толщины плазмы. Была проведена серия расчетов для плазмы с различными температурой ($T = 1–30$ эВ) и толщиной слоя ($h = 0.1–4$ мм), при постоянной ионной плотности $n_i \sim 10^{16}$ см $^{-3}$. Такое значение плотности было выбрано, поскольку в наших экспериментах данная величина является максимально возможной в силу того, что на оптических фотографиях отсутствует изображение этих слоев. Расчетные спектры получались усреднением по параметру разрешения $\lambda/\Delta\lambda = 300$. Диапазон температур, в которых мы проводили анализ, выбран из следующих соображений. В тех случаях, когда катод датчика ВРД, закрывали 2-мкм майларовым фильтром, прозрачным для жесткого ультрафио-

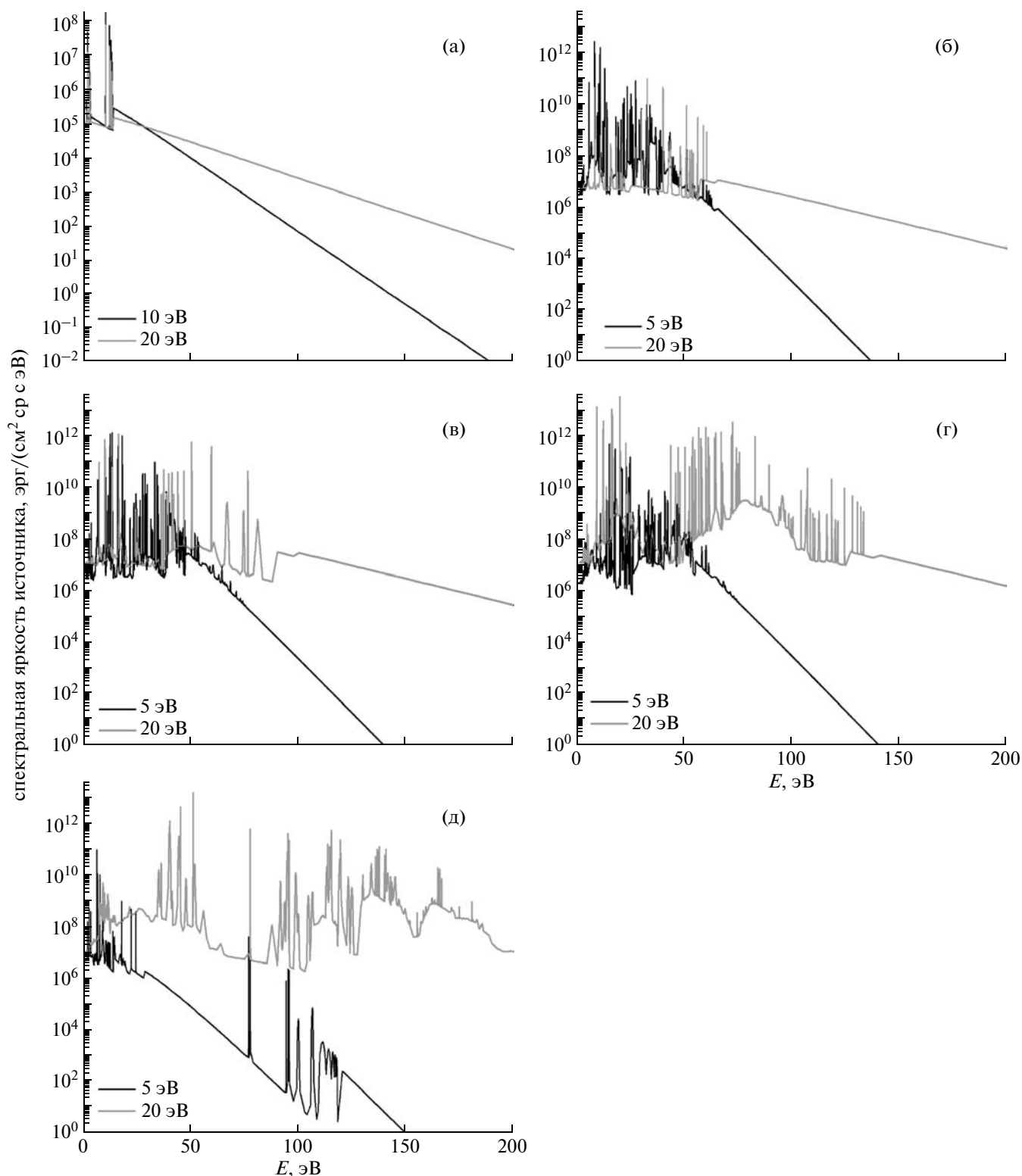


Рис. 18. Спектральная яркость источника при различных температурах плазмы (а) водорода, (б) углерода, (в) азота, (г) кислорода и (д) алюминия.

летового излучения с энергией квантов $\varepsilon > 180$ эВ, сигнал на диоде уменьшался более чем на два порядка. Поэтому можно сделать вывод, что в наших экспериментах квантов с энергией > 180 эВ было пренебрежимо мало.

На рис. 18а–г представлены примеры спектров, рассчитанных для Н, С, N, О, присутствие плазмы которых возможно вследствие десорбции газов из материала проволоочки и термического разложения веществ, загрязняющих поверхность

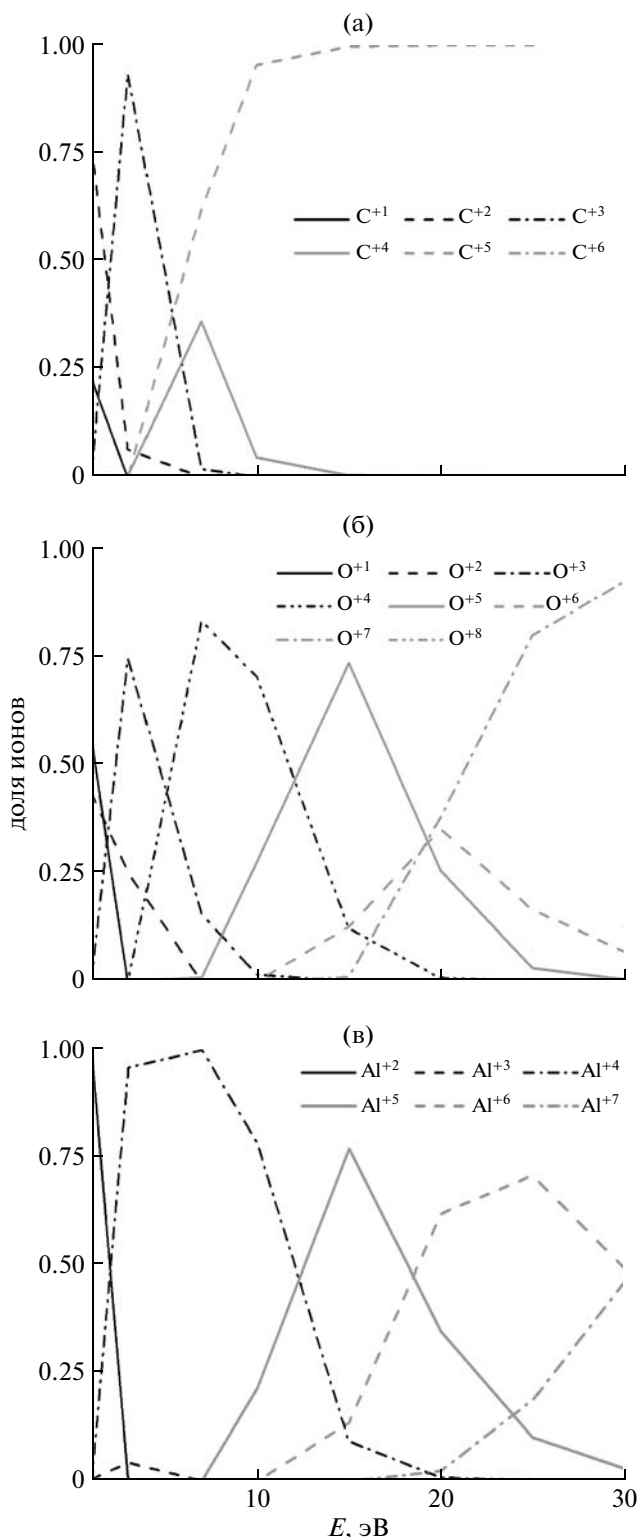


Рис. 19. Ионизационный состав плазмы (а) углерода, (б) кислорода и (в) алюминия в зависимости от ее температуры.

проволочки. Принято также во внимание возможное влияние материала проволочки (см. рис. 18д), попадающего в редкую проводящую плазму при испарении вещества с ее поверхности.

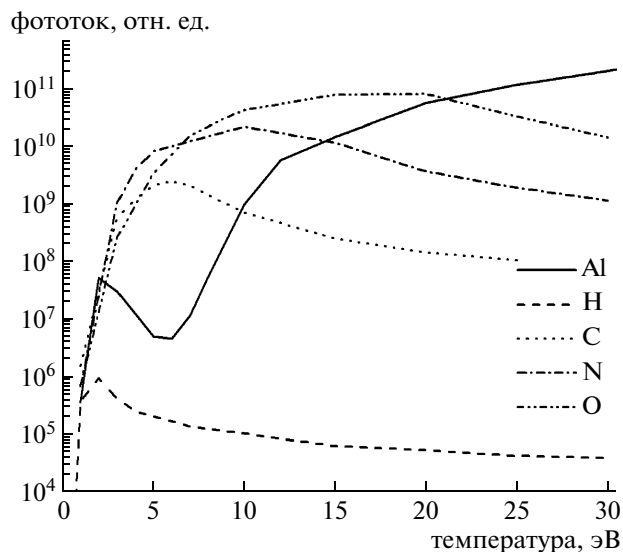


Рис. 20. Зависимость от температуры излучающей плазмы плотности фототока открытого алюминиевого катода.

При увеличении температуры происходит заметное изменение ионизационного состояния веществ (см. рис. 19) и соответствующее ему смещение спектра излучения в более жесткую область.

На рис. 20 приведены зависимости относительной плотности фототока от температуры излучающего плазменного слоя толщиной ~ 3 мм для указанных веществ. Необходимо отметить, что при используемых параметрах спектральная интенсивность излучения плазмы прямо пропорциональна толщине излучающего слоя. Из рис. 20 видно, что падение фототока может происходить из-за уменьшения интенсивности излучения водорода при $T > 2$ эВ, углерода — при $T > 5$ эВ, азота — при $T > 10$ эВ, кислорода — при $T > 15$ эВ и алюминия — в двух температурных диапазонах $2 \text{ эВ} > T > 9 \text{ эВ}$ и при $T > 30$ эВ. На суммарную плотность фототока излучение плазмы водорода не может повлиять ввиду его пренебрежимо малой интенсивности по сравнению с излучением остальных веществ, присутствие которых возможно в редкой излучающей плазме короны. Соответственно суммарная температурная зависимость величины фототока может быть немонотонной, что является следствием линейчатого характера спектра излучения. При наличии более точных данных о временном поведении температуры излучающей области можно будет делать выводы о количественном составе плазмы.

3.4. Зависимость типа пробоя от внешней среды

Системные исследования по электрическому взрыву тонких проводников в воздухе и в вакууме подтверждают сделанное ранее положение о су-

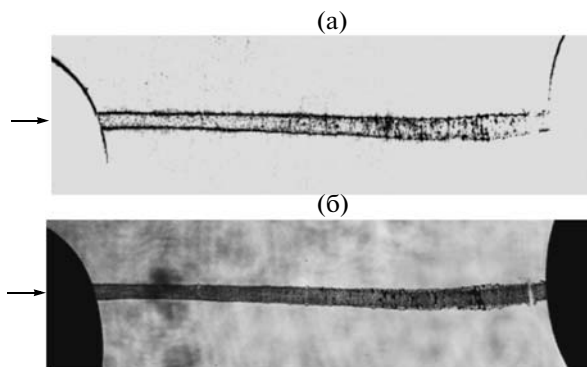


Рис. 21. а) Шлирен- ($t = 1525$ нс) и б) теневое ($t = 1565$ нс) изображения канала разряда при электрическом взрыве никелевой проволоки в вакууме в режиме без прерывания тока. Горизонтальные стрелки указывают начальное положение взрывающейся проволоки.

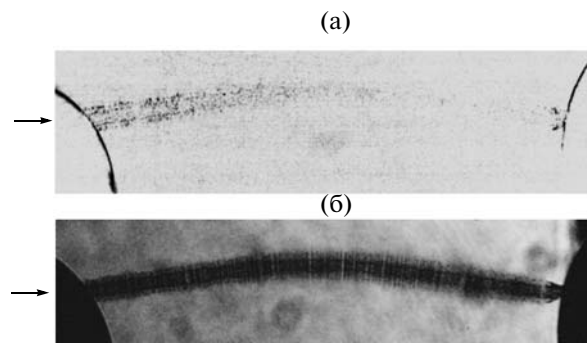


Рис. 22. а) Шлирен- ($t = 1525$ нс) и б) теневое ($t = 1565$ нс) изображения при электрическом взрыве никелевой проволоки в вакууме в режиме с прерыванием тока. Горизонтальные стрелки указывают начальное положение взрывающейся проволоки.

существовании двух сценариев развития пробоя — шунтирующего и внутреннего. Большинство материалов, из которых изготавливались взрывающиеся проволоки, относится либо к одной, либо к другой группе металлов, для каждой из которых характерен лишь какой-то один из двух возможных сценариев пробоя. Типичными представителями первой группы являются, например, вольфрам, титан, молибден, а второй — медь, алюминий, серебро или золото. Однако существует ряд материалов, которые ведут себя более сложным образом, образуя третью группу. У проволок из никеля, стали, железа и палладия тип пробоя меняется в зависимости от среды: в воздухе он внутренний, а в вакууме — шунтирующий¹.

Так, на рис. 21–23 представлены изображения канала разряда при взрыве никелевой проволоки ($U_0 = 20$ кВ, $l = 12$ мм, $d = 25$ мкм) в вакууме и в воздухе в различных режимах взрыва с прерыванием тока и без него. Изображения получены в достаточно поздние моменты времени, причем в режиме с прерыванием через ~ 1 мкс после обрыва тока.

Видно, что при взрыве в вакууме размеры керн-а сравнимы в обоих режимах, т.к. при шунтирующем характере пробоя основная часть тока вытесняется из керн-а задолго до момента прерывания тока. Правда, в режиме без прерывания диаметр керн-а все же немного меньше — скорее всего, за счет воздействия на него сжимающего магнитного давления. Симметричный характер шлирен-изображений свидетельствует о том, что они, как и в случае вольфрама, сформированы рассеивающими центрами. Более определенную информацию о природе этих центров можно из-

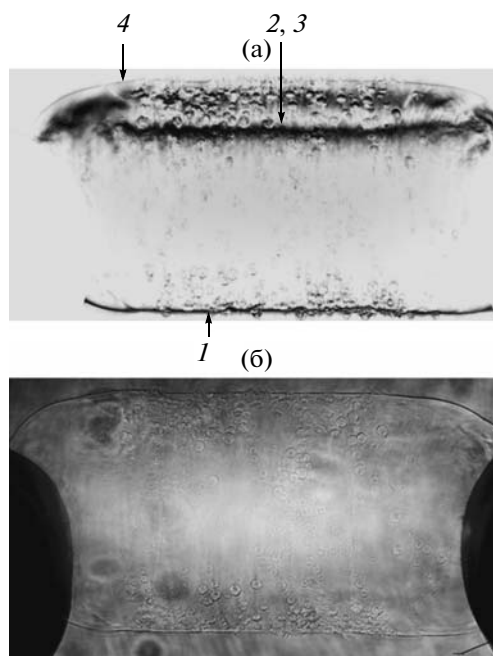


Рис. 23. а) Шлирен- ($t = 1550$ нс) и б) теневое ($t = 1590$ нс) изображения при электрическом взрыве никелевой проволоки в воздухе.

влечь из анализа различий между изображениями на рис. 21 и 22. В режиме без обрыва тока у керн-а четкие, хорошо прорисованные границы как на шлирен-, так и на теневых изображениях. В режиме с прерыванием границы керн-а довольно размытые; кроме того, на изображении видны две сосуществующие структуры. У внутренней, по виду более плотной, очертания достаточно четкие, а размер такой же, как у керн-а в режиме без прерывания. Вторая имеет “лохматую” поверхность и по размеру превосходит первую. Можно предположить, что первая структура образована

¹ Отметим также, что эти же три группы металлов были выделены в работе [28] исходя из несколько других соображений.

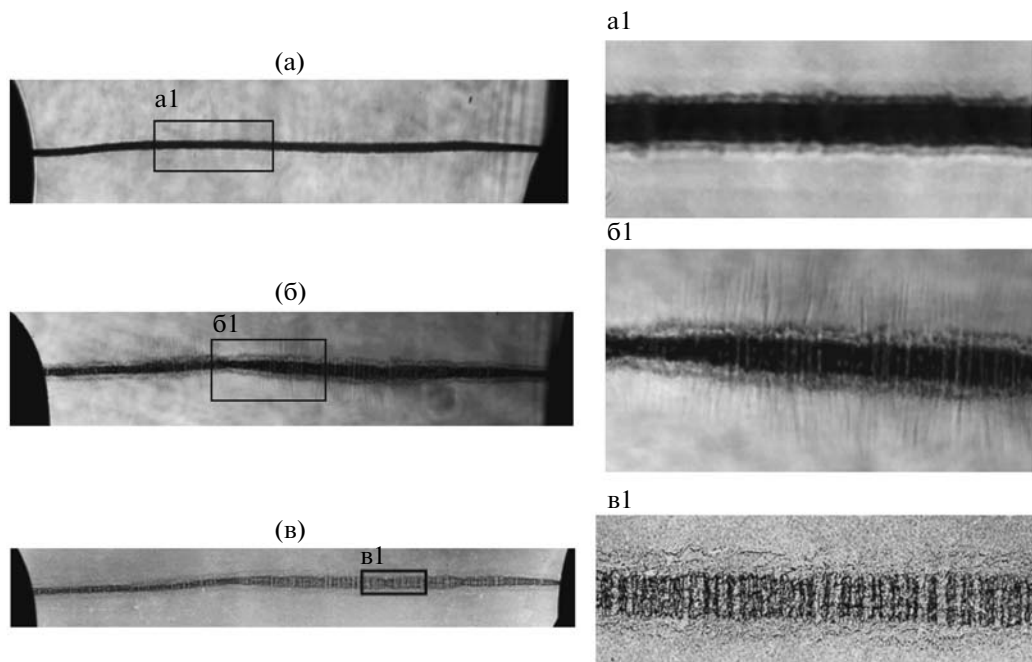


Рис. 24. а, б) Оптические ($t = 360$ и 1125 нс) и в) рентгеновское ($t = 1125$ нс) теневые изображения канала разряда при взрыве титановой проволоочки в вакууме ($U_0 = 20$ кВ; $l = 12$ мм, $d = 25$ мкм). В большом масштабе представлены соответствующие фрагменты (a1, б1 и в1).

материалом проволоочки, находящимся к моменту прерывания тока в основном в жидком состоянии, а вторую формирует вещество в капельно-паровой фазе. Капли разлетаются тем медленнее, чем больше их размер; причем в соответствии с [29] капли размером, меньшим 10^{-5} см, находятся в термодинамическом равновесии с паром и разлетаются с одной с ним скоростью. Поэтому у такой системы границы размытые: пар, несущий мелкие капли, беспрепятственно проходит сквозь жидкую структуру ядра (такое же образование хорошо различимо на теневых рентгеновских изображениях при взрыве титановой проволоочки, которые приведены ниже), а более крупные капли несколько “отстают”, что объясняет двойные границы на шликер-изображении.

Поскольку после обрыва тока на вещество ядра не действует магнитное давление, измеренная скорость этой предположительно капельно-паровой фазы $v \sim 5 \times 10^4$ см/с должна соответствовать тепловой, и таким образом величину температуры можно оценить как $T \sim 5 \times 10^3$ К, что меньше критической температуры никеля ($T_{cr} \sim 7.5 \times 10^3$ К). Это может служить подтверждением того, что, как и в случае со взрывом вольфрамовой проволоочки, плотный ядро находится в капельно-паровом состоянии. Плазменная корона к этому моменту расширяется достаточно сильно и становится прозрачной для зондирующего лазерного излучения.

Совсем другой характер пробоя демонстрируют изображения канала разряда, приведенные на рис. 23, также полученные при взрыве никелевой проволоочки в режиме с прерыванием тока и в столь же поздний момент времени, но теперь уже в воздухе. В этом случае взрыва никелевой проволоочки, когда реализуется внутренний пробой, ядро находится в плазменном состоянии, поэтому изображение его внешней границы формиру-

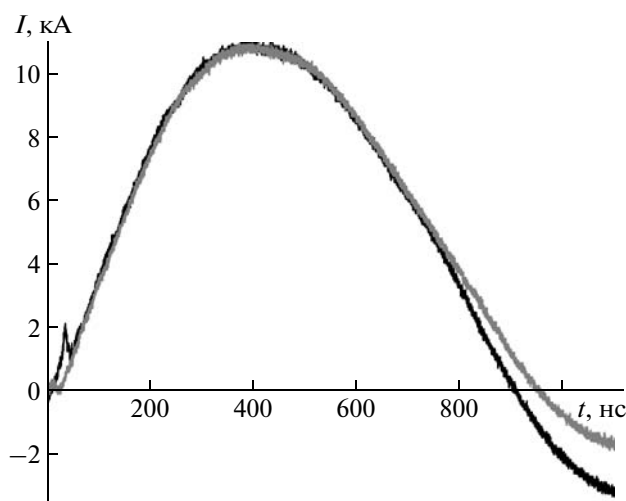


Рис. 25. Временные зависимости тока при взрыве серебряной (черная линия) и титановой (серая линия) проволоочек в вакууме.

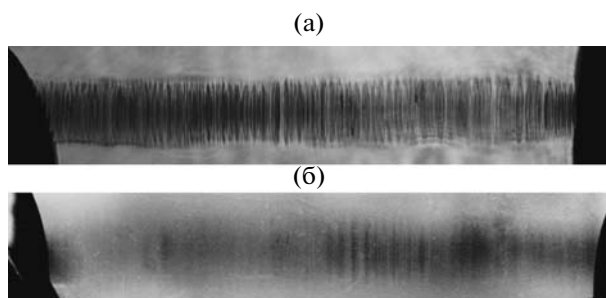


Рис. 26. а) Оптическое и б) рентгеновское теневые изображения ($t = 260$ нс) канала разряда при взрыве серебряной проволоочки в вакууме.

ется свободными электронами и, соответственно, находится в верхней части шлирен-изображения канала разряда, недалеко от фронта ударной волны, совпадая с положением границы токоне-сущей области. Кроме того, на поверхности цилиндрической области, занятой продуктами взрыва, как на теневом, так и на шлирен-изображениях отчетливо видны кратеры от выбросов жидкого вещества. Интересно сравнить эти изображения с изображениями взрыва в воздухе вольфрамовой проволоочки (рис. 5). Главное отличие между ними относится к изображению границы кернa. У вольфрама (шунтирующий пробой) оно формируется в основном нейтралами, поэтому находится в нижней части изображения, причем на значительном расстоянии от фронта ударной волны.

Поскольку описанное выше разделение на три группы металлов прослеживается при анализе различных характеристик взрыва проволоочек, можно предположить, что это разделение обусловлено некоторыми свойствами вещества. В [28] в качестве таковых названы электропроводность и температура плавления. Что касается различия в сценариях развития пробоя, наличие трех групп можно объяснить следующим образом: при взрыве проволоочек возможны два канала протекания тока — продукты взрыва проволоочки и окружающая среда, которая при взрыве в вакууме создается плазмой, образованной десорбированными газами и продуктами разложения различных загрязнений. В случае низкой температуры перехода в плазменное состояние и высокой проводимости вещества проволоочки основная часть тока будет протекать в продуктах ее взрыва, т.е. доминирует канал проводимости в продуктах взрыва; при высокой температуре перехода и плохой проводимости основной канал проводимости формируется в окружающей среде. Естественно предположить, что возможен и промежуточный вариант, когда пробой может развиваться по различным сценариям в зависимости от свойств вещества и окружающей сре-

ды, т.е. тип пробоя будет разным в различных средах. Аналогичная аргументация может быть приведена в терминах пробойного напряжения окружающей среды по поверхности проволоочки и пробойного напряжения продуктов взрыва — смеси пара, капель, кластеров — для проволоочек из разных материалов.

3.5. Изучение структуры непрозрачного кернa при различных типах разряда

При взрыве в вакууме шунтирующий пробой разрядного промежутка происходит гораздо раньше, чем при взрыве в воздухе, поэтому в вакууме плотный керн к моменту пробоя расширен меньше. По этой причине различия структуры каналов разряда в случае шунтирующего и внутреннего пробоя более четко выражены при электрическом взрыве проволоочек в вакууме. Титан и серебро относятся к веществам из разных относительно типа пробоя групп: для первого характерен шунтирующий, а для второго — внутренний пробой. Структура керн-корона, образующаяся при электрическом взрыве в вакууме проволоочек из этих материалов, изучалась с помощью теневых изображений канала разряда в оптическом и рентгеновском излучении.

На оптических изображениях титановой проволоочки (рис. 24а и б) можно выделить несколько характерных областей: 1) сердцевина — практически непрозрачная область, размеры которой за время наблюдения (от ~360 до 1125 нс) увеличались практически вдвое; 2) прилегающая к ней область, которая, скорее всего, соответствует плотной части короны, диаметр которой за это же время увеличился приблизительно в три раза; 3) особенности, которые на более позднем из снимков выглядят как струи вещества, разлетающиеся от плотного кернa. Появление этих струй можно объяснить тем, что к моменту времени ~800 нс величина тока в разрядном промежутке падает больше чем на порядок по сравнению с максимальной величиной ($I_{\max} \sim 12$ кА при $t \sim 400$ нс, см. рис. 25). Соответственно, магнитное давление, направленное к оси, значительно уменьшается, в результате чего горячее мало-плотное вещество начинает разлетаться с большой скоростью $\sim 3 \times 10^5$ см/с. Скорости расширения сердцевины и области, соответствующей плотной части короны, также заметно увеличиваются: от 6×10^3 до 9×10^4 см/с и от 5×10^4 до 1.2×10^5 см/с, соответственно.

Более тонкую внутреннюю структуру, соответствующую распределению плотности вещества, можно рассмотреть при помощи рентгеновской радиографии с X-пинчем в качестве точечного источника зондирующего излучения [17]. Изоб-

ражение канала разряда было получено в мягком рентгеновском излучении (энергия квантов 2–5 кэВ) горячей точки четырехпроводочного молибденового X-пинча (рис. 24в). На нем хорошо видны те же, что и на лазерных фотографиях, области разряда: внутренний керн и плотная часть короны. Отчетливо видна продольно-поперечная жидкая структура керна.

На рис. 26 приведены изображения канала разряда при взрыве в вакууме серебряной проволоочки ($U_0 = 20$ кВ, $l = 12$ мм, $d = 25$ мкм). На теневой лазерной картинке отчетливо видна поперечная структура – такая же, как и на рентгеновском изображении: плотные продукты взрыва проволоочки занимают тот же объем, шаг поперечной структуры также одинаковый. Продукты взрыва серебряной проволоочки расширяются существенно быстрее, чем в случае титана: скорость их внешней границы к моменту времени 260 нс составляет $\sim 2.5 \times 10^5$ см/с и сравнима со скоростью разлета малоплотных струй титановой плазмы в более позднее время. Столь высокая скорость расширения обусловлена тем, что, в отличие от взрыва титановой проволоочки, здесь по продуктам взрыва и после пробоя продолжает протекать значительная часть тока, и вводимая энергия поддерживает их дальнейшее интенсивное расширение.

4. ВЫВОДЫ

Проведенные исследования позволяют сделать следующие утверждения:

1. Динамика расширения и однородность продуктов взрыва проволоочки зависят не только от количества энергии, введенной в проволоочку к моменту пробоя, но также от локализации каналов, по которым протекает ток после момента пробоя. Если пробой развивается внутри продуктов взрыва и энергия поступает туда однородно, экспериментальные данные о состоянии вещества могут быть усреднены по сечению канала разряда. В том случае, когда пробой носит шунтирующий характер, невозможно обойтись без привлечения дополнительных данных по распределению тока в канале разряда при изучении распределения параметров и свойств вещества.

2. Анализ изображений разрядного канала в УФ-диапазонах, а также теневых в оптическом диапазоне показал, что вне зависимости от типа пробоя, шунтирующего или внутреннего, размер светящейся области существенно превосходит размер области, занятой плотными продуктами взрыва. Скорость расширения светящейся области на порядок превосходит скорость расширения плотного керна в случае взрыва алюминиевой и на два порядка в случае взрыва вольфрамовой проволоочек. Зарегистрировано развитие

неустойчивостей в области УФ-свечения. Анализ оптических теневых и шпирен-изображений, полученных при взрыве проволоочек в вакууме, позволил оценить плотность и температуру вещества плотного керна в случае алюминия в момент времени $t = 155$ нс как $n \sim 3 \times 10^{20}$ см⁻³, $T \sim 9 \times 10^3$ К и для вольфрама при $t = 255$ нс как $n \sim 9 \times 10^{21}$ см⁻³, $T \sim 8 \times 10^3$ К, соответственно.

3. Совместный анализ оптических теневых и шпирен-изображений полученных при взрыве никелевых проволоочек в вакууме в режимах с прерыванием тока и без него позволил оценить температуру вещества плотного керна как $T \sim 5 \times 10^3$ К.

Работа поддержана грантами РФФИ 08-02-00993, 08-08-00688 и РНПВШ (2.1.1/5470), NNSA DOE DE-FC03-02NA00057.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Matzen M.K., Sweeney M.A., Adams R.G. et al. // Phys. Plasmas. 2005. V. 12. P. 055503.
2. Александров В.В., Алексеев А.Г., Амосов В.Н. и др. // Физика плазмы. 2003. Т. 29. № 12. С. 1114.
3. Калинин Ю.Г., Кингсен А.С., Смирнов В.П. и др. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 656.
4. Захаров С.М., Иваненков Г.В., Коломенский А.А. и др. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8(9). С. 1060.
5. Shelkovenko T.A., Sinars D.B., Pikuz S.A., Hammer D.A. // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. P. 1305.
6. DeSilva A.W., Katsourous J.D. // Phys. Rev. E. 1998. V. 57. P. 5945.
7. DeSilva A.W., Rakheh A.D. // Int. J. of Thermophys. 2005. V. 26. P. 1137.
8. Tkachenko S.I., Barishpoltsev D.V., Ivanenkov G.V. et al. // Phys. Plasmas. 2007. V. 14. P. 123502.
9. Tkachenko S.I., Romanova V.M., Shelkovenko T.A. et al. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 2008. V. 36. P. 1292.
10. Tkachenko S.I., Vorob'ev V.S., Malysenko S.P. // APL. 2003. V. 82. № 3. P. 4047.
11. Oreshkin V.I. // Phys. Plasmas. 2008. V. 15. P. 092103.
12. Sarkisov G.S., Rosenthal S.E., Cochrane K.R. et al. // Phys. Rev. E. 2005. V. 71. P. 046404.
13. Иваненков Г.В., Степневски В. // Физика плазмы. 2002. Т. 28. № 6. С. 499.
14. Хищенко К.В., Ткаченко С.И., Левашов П.Р. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. В. 3. С. 67.
15. Tkachenko S.I., Levashov P.R., Khishchenko K.V. // J. Phys. A: Math. Gen. 2006. V. 39. P. 7597.
16. Зайдель А.Н., Островская Г.В. Лазерные методы исследования плазмы. Л.: Наука, 1977.
17. Shelkovenko T.A., Sinars D.B., Pikuz S.A. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2001. V. 72. P. 667.
18. Воробьев В.С., Малышенко С.П., Ткаченко С.И. // ТВТ. 2005. Т. 43. № 5. С. 905.
19. Пикуз С.А., Ткаченко С.И., Баришпольцев Д.В. и др. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. В. 15. С. 47.

20. *Матвеев А.Н.* Оптика. М.: Высшая школа, 1985.
21. *Pikuz S.A., Tkachenko S.I., Romanova V.M. et al.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2006. V. 34. Issue 5. Part 3. P. 2330.
22. *Sedoi V.S., Valevich V.V., Chemezova L.I.* // J. Aerosols. 1998. V. 4. № 2. P. 41.
23. *Каминский М.* // Атомные и ионные столкновения на поверхности металла. М.: Мир, 1967.
24. *Грошковский Я.* // Техника высокого вакуума. М.: Мир, 1975.
25. *Rousskikh G., Pil'tikhina D., Baksht R.B.* // J. of Appl. Phys. 2008. V. 104. P. 013306.
26. *Day R.H.* AIP Conf. Proc.s N 75 of Low Energy X-ray Diagnostics, 1981, Monterey (1981).
27. http://www.prism-cs.com/Contact/Contact_overview.htm
28. *Romanova V.M., Pikuz S.A., Ter-Oganesyan A.E. et al.* // Czech. J. Phys. 2006. V. 56. P. B349.
29. *Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В.* Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970.