

## Динамика стратообразования и развитие перегретной неустойчивости при электрическом взрыве проводников

© Р.Б. Бакшт,<sup>1</sup> С.И. Ткаченко,<sup>2,3</sup> В.М. Романова,<sup>4</sup> А.Р. Мингалеев,<sup>4</sup> В.И. Орешкин,<sup>1</sup> А.Е. Тер-Оганесьян,<sup>4</sup>  
Т.А. Хаттатов,<sup>2</sup> Т.А. Шелковенко,<sup>4</sup> С.А. Пикуз<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Институт сильноточной электроники СО РАН,  
634055 Томск, Россия

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт,  
141700 Долгопрудный, Московская обл., Россия

<sup>3</sup> Объединенный институт высоких температур, РАН,  
125412 Москва, Россия

<sup>4</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,  
119991 Москва, Россия  
e-mail: vmr@inbox.ru

(Поступило в Редакцию 14 ноября 2012 г.)

Исследована динамика формирования страт при электрическом взрыве в воздухе медных и никелевых проволочек диаметром 25 и 50  $\mu\text{m}$  в режимах с паузой тока. Представлены экспериментальные и теоретические результаты по исследованию стратификации ядра, обусловленной развитием перегретной неустойчивости. Получены данные по эволюции страт в течение квазиadiaбатического разлета ядра в паузе тока, показано, что увеличение длины волны страт и особенности их динамики для проводников различного диаметра хорошо объясняются в рамках модели перегретной неустойчивости.

### Введение

Интерес к электрическому взрыву проводников (ЭВП) в газовой среде связан с широким использованием его в научных и прикладных исследованиях. ЭВП в среде используется для производства металлических, углеродсодержащих и других нанопорошков [1–3], а также широко применяется при изучении свойств вещества [4], в том числе и неидеальной плазмы [5], для инициирования разряда в электротермическом химическом оружии [6], для оптимизации условий обтекания самолетов [7], для обострения высоких токов и напряжений [8]. Отметим также, что ЭВП в вакууме используется для изучения динамики формирования начальной фазы плазменной структуры Z-пинчей на базе многопроволочных лайнеров [9].

Эксперименты, проведенные в 50-х гг. прошлого века, показали, что процесс ЭВП сопровождается появлением страт, которые представляют собой чередующиеся слои материала низкой и высокой плотности. В ранних работах страты, как правило, наблюдались на кадровых изображениях собственного свечения канала разряда при ЭВП [10,11], а также на теневых фотографиях, полученных в жестком излучении рентгеновских трубок [12,13]. В настоящее время наиболее распространенный метод изучения эволюции страт — регистрация теневых изображений с высоким пространственным и временным разрешением в лазерном [14–16] и рентгеновском [17,18] диапазонах. На теневых изображениях при ЭВП страты регистрируются как чередование темных и светлых поперечных полос. При этом, как показали многочисленные исследования, появление страт не зависит от среды, в которой происходит ЭВП. Представленная

в табл. 1 подборка данных, полученных при самых различных условиях эксперимента [6,7,10,11,13,17–20], хорошо иллюстрирует этот факт. В табл. 1 использованы следующие обозначения:  $I_{\text{max}}$  — максимальный ток, который достигался в эксперименте,  $\tau$  — время между началом протекания тока через проводник и моментом, в который получено изображение с отчетливо различимыми стратами,  $\varepsilon_{\text{dep}}/\varepsilon_{\text{atom}}$  — отношение введенной в разрядный промежуток энергии ( $\varepsilon_{\text{dep}}$ ) к энергии сублимации ( $\varepsilon_{\text{atom}} = 5.2, 7.34, 12.08, 2.64, 7.43$  и  $0.59$  кДж/г для меди, никеля, алюминия, серебра, стали и цезия; значения  $\varepsilon_{\text{atom}}$  для конкретного материала взяты из [21]);  $d$  — характерное расстояние между стратами, оцененное нами по представленным в цитируемых работах фотографиям (бралось среднее расстояние между темными полосами на теневых изображениях или изображениях собственного свечения). Согласно этим оценкам, величина  $d$  изменялась в пределах от долей миллиметра до нескольких миллиметров.

Как видно из табл. 1, в экспериментах страты наблюдались в широком диапазоне параметров взрывааемых проволочек (материал, диаметр, длина) и токов через разрядный канал (от 2 до 40 кА). Энергия, вложенная в разрядный канал к моменту регистрации страт, изменяется в диапазоне 0.6–2 значений энергии сублимации — следовательно, вещество взорванной проволочки к моменту регистрации страт может находиться в различных фазовых состояниях.

Для объяснения физических причин появления страт было предложено несколько моделей. Наиболее распространенными являются модели: а) перетяжной [22–24] и б) перегретной [25–27] неустойчивостей. Некоторые выводы относительно того или иного сценария развития

Таблица 1. Регистрация страт в экспериментах по ЭВП

Материал проволоочки, начальный диаметр, среда	$I_{\max}$ , kA	$\tau$ , $\mu$ s	$\epsilon_{\text{dep}}/\epsilon_{\text{atom}}$	Диагностика	$d$ , mm	Источник
Cu 40 $\mu$ m, воздух	$\sim 2$	0.75	Неизвестно	Оптическая*	0.2–0.5	[19]
Cu 50 $\mu$ m, воздух	24	4	$> 2$	Оптическая	$\sim 1.5$	[10]
Cs 440 $\mu$ m, аргон при 500 atm	2.5	8	$\approx 2$	»	0.8	[11]
Cu 1 mm, воздух	3	250	0.6	Рентген**	1	[6]
Сталь, 3 mm, воздух	40	39.25	0.8–1.2	Рентген	3	[7]
Cu 625 $\mu$ m, вакуум	$\sim 5$	7.5	Неизвестно	»	0.3	[13]
Fe 625 $\mu$ m, вакуум	$\sim 5$	5.1	Неизвестно	»	0.6	[13]
Pb 375 $\mu$ m, вакуум	$\sim 5$	3	Неизвестно	»	0.3	[13]
Ag 25 $\mu$ m, вакуум	4	0.26	0.7	»	0.1–0.15	[17]
Al 50 $\mu$ m, вакуум	5.5	0.75	0.6	»	1.5	[18]
Cu 25 $\mu$ m, воздух	5	0.18	1.8	Лазер***	0.1	[20]

\* Регистрация собственного свечения в видимом диапазоне.

\*\* Регистрация рентгеновских теневых изображений.

\*\*\* Регистрация лазерных теневых изображений.

неустойчивости можно сделать в зависимости от параметров взрыва (амплитудное значение тока, скорость его нарастания, диаметр взрывающегося проводника и т. д.). Например, при параметрах эксперимента [6] страты не могут образовываться в результате развития перетяжечной неустойчивости. Анализ экспериментальных данных, полученных в последнее время [18,27], показывает, что для интерпретации процесса стратообразования при быстрых ЭВП хорошо подходит модель развития перегретой неустойчивости.

Авторами работы [25], в которой была впервые предложена эта модель, показано, что подобная неустойчивость может развиваться в том случае, если сопротивление материала проволоочки возрастает при увеличении температуры. Такое поведение удельного сопротивления характерно для конденсированных (жидкой и твердой) фаз металлов. Состоятельность модели в применении к ЭВП в вакууме была продемонстрирована в работе [18]: исследование динамики развития страт при проведении нескольких серий экспериментов по взрыву в вакууме алюминиевых проводников различного диаметра для разных зарядных напряжений позволило авторам сделать вывод, что наиболее вероятной причиной поперечной стратификации плотного вещества ядра при электрическом взрыве проволоочки является перегретая неустойчивость.

В настоящей работе развитие страт в медных и никелевых проволоочках исследовалось при ЭВП в воздухе с пиковым значением тока через проводник до 2.8 kA. Эволюция страт изучалась с помощью анализа лазерных теневых изображений.

## 1. Описание экспериментальной установки

Эксперименты по изучению эволюции страт при электрическом взрыве медных и никелевых проволоочек

длиной 12 mm проводились для двух значений диаметров (25 и 50  $\mu$ m) на установке, содержащей малоиндуктивный конденсатор емкостью  $C = 100$  nF, который заряжался до 8 kV (рис. 1), что обеспечивало в режиме короткого замыкания синусоидальный импульс тока с амплитудным значением  $I_{\max} \sim 2.8$  kA и временем его достижения  $\sim 430$  ns. Эксперименты проводились в воздухе при нормальных условиях.

Для измерения напряжения использовался резистивный делитель из малоиндуктивных сопротивлений; ток измерялся коаксиальным шунтом с сопротивлением 6 m $\Omega$ ; производная тока — с помощью индуктивной петли; это позволяло при вычислении введенной энергии исключать индуктивную составляющую напряжения. Сигналы регистрировались осциллографами Tektronix TDS 3054B с полосой пропускания 500 MHz.

В экспериментах был реализован режим с „паузой тока“, детально описанный в работах [8,29]. Согласно имеющимся представлениям, к моменту начала паузы тока проводимость вещества проводника составляет примерно  $100\text{--}200 \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$  [30], т. е. оно находится

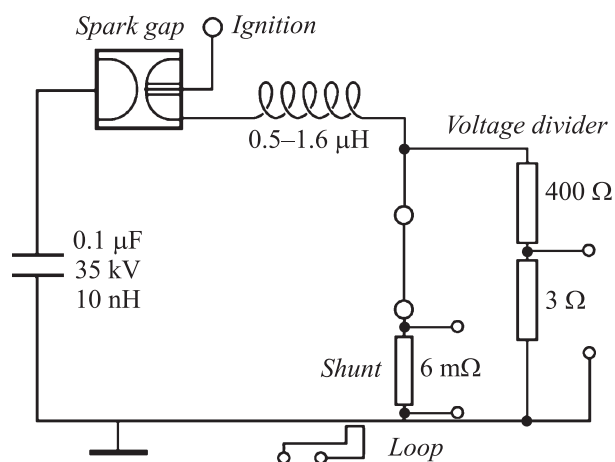


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Таблица 2. Параметры, характеризующие эволюцию канала разряда

Вещество	$d, \mu\text{m}$	$\varepsilon, \text{kJ/g}$	$t_{\text{res}}, \text{ns}$	$v, 10^5 \text{ cm/s}$	$\lambda_{\text{av}}, \mu\text{m}$	
					$t = 600 \text{ ns}$	$t = 800 \text{ ns}$
Ni	50	$11.5 \pm 0.3$	400	$1.6 \pm 0.08$	$165 \pm 20$	$185 \pm 24$
	25	$9.8 \pm 0.4$	210	$1.4 \pm 0.1$	$125 \pm 12$	$140 \pm 13$
Cu	50	$13.1 \pm 1$	360	$1.9 \pm 0.15$	$155 \pm 16$	$210 \pm 16$
	25	$12.4 \pm 1$	150	$1.8 \pm 0.1$	$125 \pm 12$	$160 \pm 12$

Примечание.  $d$  — начальный диаметр проволоочки,  $\varepsilon$  — энергия, введенная в проводник к началу паузы тока,  $t_{\text{res}}$  — длительность резистивной фазы,  $v$  — скорость разлета керна, определенная в течение паузы тока,  $\lambda_{\text{av}}$  — длина волны страт к моментам времени 600 и 800 ns от начала протекания тока через проводник.

Энергия плавления и энергия атомизации меди равны 0.2 и 5.2 kJ/g; энергия плавления и энергия атомизации никеля — 0.29 и 7.34 kJ/g.

в слабопроводящем состоянии. В течение паузы величина тока, амплитуда которого не превышает значения 50 А, меняется очень незначительно. Поскольку в этих условиях продолжают развиваться только те МГД-неустойчивости, которые зародились раньше (т.е. до начала паузы тока), а новые неустойчивости не возникают, такое развитие процесса можно условно назвать „спокойным“.

Анализ эволюции страт проводился по изображениям, полученным с помощью лазерного теневого фотографирования. Оптическая схема выполнена таким образом, чтобы в каждом выстреле можно было получать три изображения, смещенные по времени друг относительно друга; в описываемых экспериментах задержки  $\Delta t_1$  и  $\Delta t_2$  между каналами могли изменяться в пределах от 30 до 50 ns. Время между началом тока и первым лазерным импульсом регулировалось с помощью генератора задержек и определялось с точностью до нескольких наносекунд. Для формирования изображений использовались объективы SIGMA 135–400 mm; построенные изображения регистрировались цифровыми фотокамерами Canon. Пространственное разрешение полученных изображений изменялось от 20 до 60  $\mu\text{m}$  в зависимости от условий эксперимента.

## 2. Экспериментальные результаты

### Электрические измерения

Типичные осциллограммы тока  $I(t)$  и напряжения  $V(t)$  при ЭВП медных проводников диаметром 25 и 50  $\mu\text{m}$  приведены на рис. 2; там же представлены построенные по осциллограммам тока и напряжения временные зависимости удельной введенной энергии  $\varepsilon(t)$ . При построении графика  $V(t)$  из показаний делителя напряжения вычиталась индуктивная составляющая падения напряжения. На рис. 2, *b* схематично показано положение зондирующих импульсов лазерного излучения. Аналогичные зависимости для никелевых проводников диаметром 25 и 50  $\mu\text{m}$  представлены на рис. 3.

Приведенные зависимости показывают, что по мере увеличения энергии, вводимой в материал проволоочки, напряжение на проводнике также растет. Это происходит вследствие увеличения удельного сопротивления

конденсированных и двухфазных (жидкость–пар) состояний металла при его нагреве. В момент резкой потери проводимости межэлектродного промежутка (при этом сопротивление исследуемой проволоочки значительно превышает сопротивление цепи) напряжение достигает максимума; ток в это время быстро уменьшается. В итоге напряжение падает до значения, приблизительно равного зарядному напряжению (рис. 2, *a* и 3, *a*) или меньше (рис. 3, *b*). В случае 50  $\mu\text{m}$  медной проволоочки падение идет практически до нуля (рис. 2, *b*), что говорит о том, что практически вся энергия, запасенная в конден-

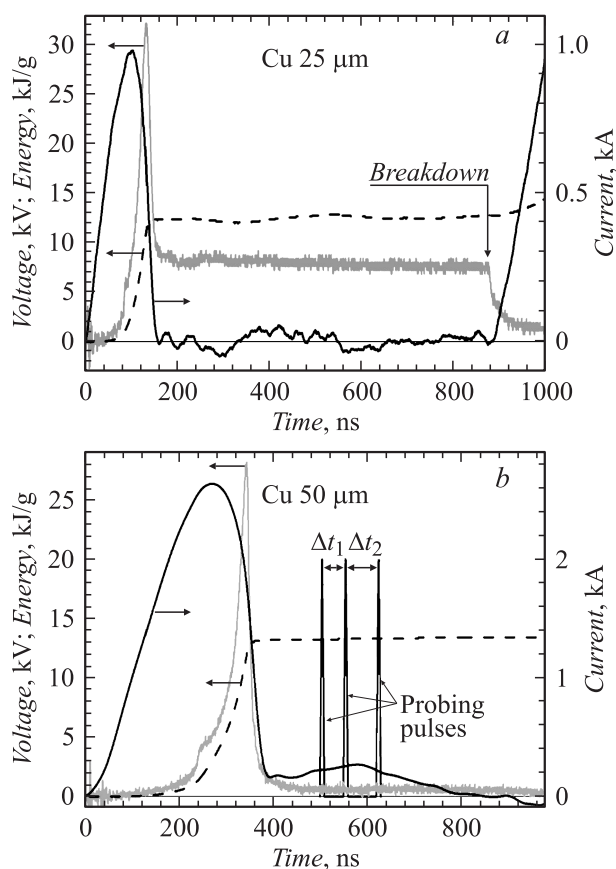
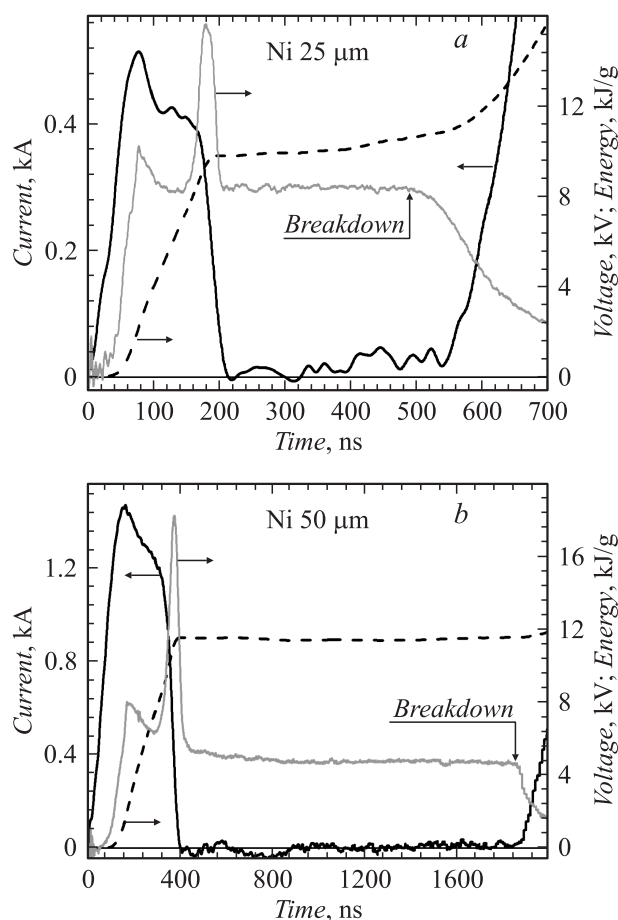


Рис. 2. Временные зависимости тока (черные сплошные линии), напряжения (серые линии) и энерговклад (штриховые линии) при ЭВП медных проводников: *a* — 25, *b* — 50  $\mu\text{m}$ .



**Рис. 3.** Временные зависимости тока (черные сплошные линии), напряжения (серые линии) и энерговклад (штриховые линии) при ЭВП никелевых проводников: *a* — 25, *b* — 50  $\mu\text{m}$ .

саторе, была израсходована на увеличение внутренней энергии вещества взрывающейся проволоки и генерацию ударных волн в воздухе. Максимальная величина тока в течение резистивной фазы составляла для 25 и 50  $\mu\text{m}$  медных проводников соответственно 1 и 2.6 кА, а для никелевых — 0.45 и 1.5 кА. Длительность резистивной фазы для проводников диаметром 50  $\mu\text{m}$  составляет примерно 300–350 нс, что значительно больше, чем у проводников меньшего диаметра 25  $\mu\text{m}$  (100–150 нс).

К началу паузы тока энергия  $\epsilon$ , вложенная в проводник, превосходит энергию сублимации  $\epsilon_{\text{atom}}$  (табл. 2). Как видно из зависимостей  $\epsilon(t)$ , во время паузы тока энерговклад в вещество не превышает 0.4 кДж/г, что составляет примерно 5% от суммарного энерговклада за все время до момента пробоя, т. е. энергосодержание вещества практически не меняется во время паузы тока. Это дает возможность исследовать эволюцию страт в условиях квазиadiaбатического расширения проводника.

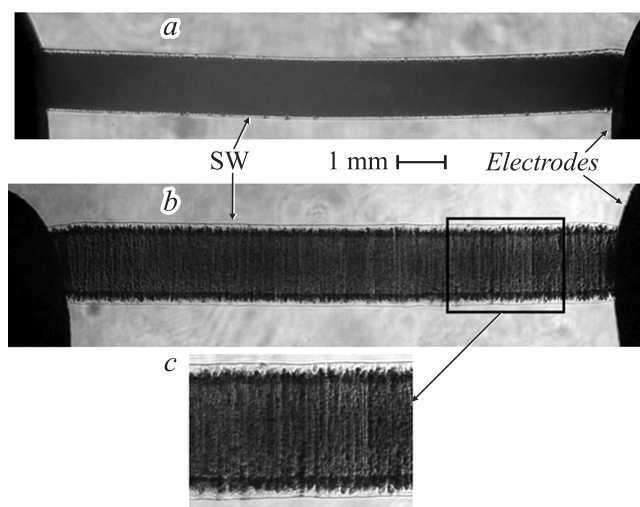
### Теневые оптические изображения

Прежде чем перейти к описанию экспериментальных результатов, необходимо отметить, что в начале пау-

зы тока, т. е. на ранних изображениях, из-за сильного поглощения зондирующего излучения плотным веществом ядра область, которую он занимает, выглядит совершенно непрозрачной. По мере расширения ядра его плотность падает, поэтому доля непоглощенного (прошедшего насквозь и зарегистрированного приемником) излучения увеличивается. Это позволяет визуализировать внутреннюю структуру ядра и изучать ее эволюцию (в том числе и эволюцию страт) — вплоть до момента, когда ядро перестает быть видимым уже из-за абсолютной прозрачности для зондирующего излучения.

При отсутствии значительных начальных повреждений у проволоки в результате взрыва в межэлектродном промежутке формируется структура с аксиальной симметрией. Если плотность однородно распределена по сечению или максимальна на оси симметрии, на теневых изображениях сначала будут становиться полупрозрачными внешние области ядра, а по мере его расширения и внутренние. Другая характерная структура, часто возникающая при ЭВП, несколько отличается от вышеупомянутой: плотная цилиндрическая трубка, окружающая менее плотное вещество. Трубчатая структура может формироваться при расширении продуктов взрыва в среду с большим противодавлением или при распаде растянутого метастабильного состояния ([31], там же приведено рентгеновское теневое изображение взрыва проволоки с такой структурой).

На рис. 4 показаны характерные теневые изображения межэлектродного промежутка, полученные через 150 и 380 нс от момента включения тока при электрическом взрыве медных проводников диаметром 25  $\mu\text{m}$ . На этих изображениях внешние, очень тонкие линии соответствуют ударной волне (УВ), возникающей при ЭВП в газовой среде. Внутри объема, ограниченного ударной волной, находится ядро — область, занятая веществом, образовавшимся при взрыве проводника. На более поздней стадии паузы тока становится хорошо различимой



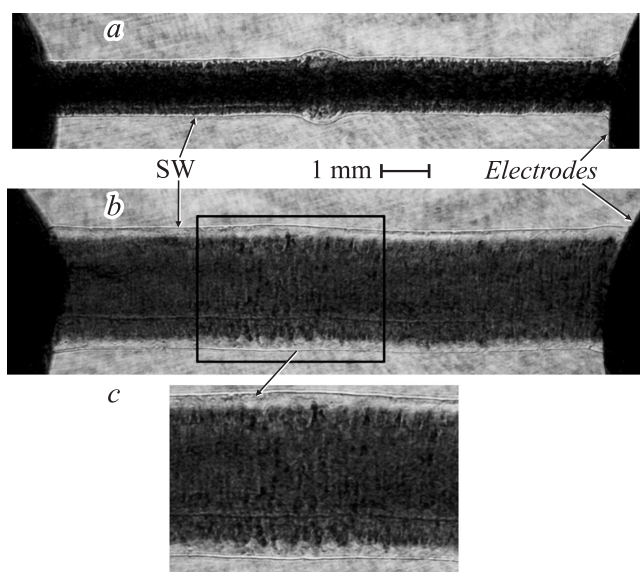
**Рис. 4.** Теневые изображения межэлектродного промежутка при взрыве 25  $\mu\text{m}$  медной проволоки ( $U_0 = 8 \text{ kV}$ ,  $l = 12 \text{ mm}$ ), полученные в разных выстрелах: *a* — 150 нс, *b* — 380 нс, *c* — увеличенный фрагмент изображения (*b*).



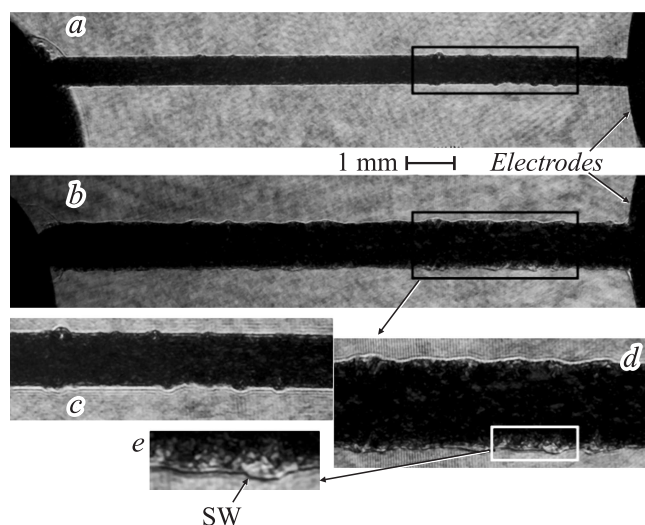
поперечная структура, сформированная, возможно, на поверхности зерна (рис. 4, *b*). На начальной стадии взрыва поперечная структура хорошо видна только в области между ударной волной и зерном.

Аналогичные теневые изображения, полученные при взрыве 25- $\mu\text{m}$  никелевых проволочек, приведены на рис. 5. На верхнем изображении (рис. 5, *a*) посередине проволочки виден участок с увеличенной скоростью перемещения ударной волны (так называемый „пузырь“). Более интенсивное расширение зерна и ударной волны в „пузыре“ связано с большим энерговыделением в месте локализации дефекта кристаллической решетки проводника [30]. Локальное увеличение энерговыделения в конечном итоге приводит к образованию разрывов в зерне размером порядка 1–2 мм. На более позднем изображении, полученном через 20 нс после окончания паузы тока (рис. 5, *b*), в нижней части зерна виден также характерный след, визуализирующий каналы протекания тока.

На рис. 6 приведены теневые изображения взрыва никелевых проводников диаметром 50  $\mu\text{m}$ : в отличие от случая более тонких проволочек, страты на них практически неразличимы. По-видимому, это связано с тем, что плотность продуктов взрыва более массивного проводника еще не снизилась до того предела, при котором зерно становится полупрозрачным для зондирующего излучения. Некоторая особенность этих изображений (на увеличенных фрагментах она отчетлива): граница непрозрачной части разрядного канала практически совпадает с границей УВ; при этом как УВ, так и граница непрозрачной части имеют волнообразный характер, представляя собой подобие гофрированного цилиндра. На начальной стадии генерации ударной волны (пока она еще не отошла от зерна) УВ повторяет



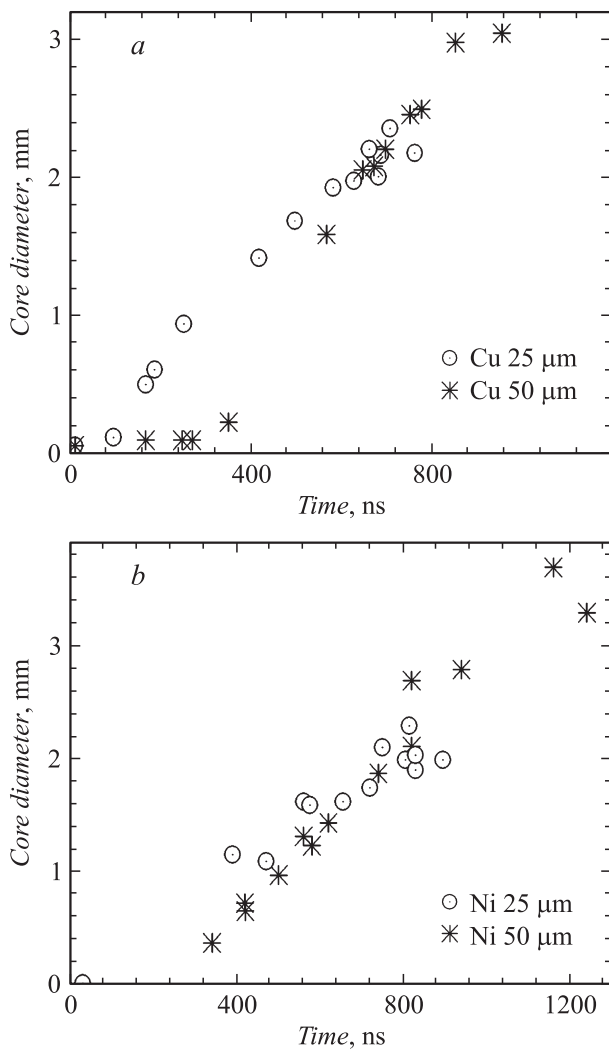
**Рис. 5.** Теневые изображения межэлектродного промежутка при взрыве 25  $\mu\text{m}$  никелевой проволочки ( $U_0 = 8 \text{ kV}$ ,  $l = 12 \text{ mm}$ ), полученные в различных выстрелах: *a* — 390 нс, *b* — 980 нс, *c* — увеличенный фрагмент изображения (*b*).



**Рис. 6.** Теневые изображения межэлектродного промежутка, полученные при взрыве никелевого проводника диаметром 50  $\mu\text{m}$  ( $U_0 = 8 \text{ kV}$ ,  $l = 12 \text{ mm}$ ): *a* — время от начала тока 420 нс, *b* — время от начала тока 500 нс, *c* — увеличенный фрагмент изображения *a*, обозначенного прямоугольником, *d* — увеличенный фрагмент изображения *b*, *e* — увеличенный фрагмент изображения *d*.

геометрию породившего ее возмущения [32] — в нашем случае геометрию границы расширяющегося зерна, гофрированной зарождающимися стратами. Для выстрела, показанного на рис. 6, скорость ударной волны в местах максимального и минимального расширения составляет  $2.3 \cdot 10^5$  и  $1.5 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$  соответственно. В дальнейшем поверхность ударной волны становится симметричной. Объяснение этого факта может быть следующим: в процессе расширения характерный поперечный размер страт становится существенно меньше диаметра области, занятой ударной волной, а поскольку страты имеют регулярную поперечную структуру, возмущения на ударной волне от соседних страт постепенно (к моменту времени 600 нс для 50  $\mu\text{m}$  проволочки) сливаются. В результате образуется симметричный цилиндрический фронт УВ.

Скорость расширения продуктов взрыва проволочки ( $v$ ) определялась по изменению положения внешней границы зерна на кадровых теневых оптических изображениях, полученных в различные моменты времени. На рис. 7 приведены временные зависимости диаметров зерна при взрыве медного и никелевого проводников. В течение большей части резистивной фазы проводник расширяется очень медленно, что естественно, поскольку коэффициенты теплового расширения конденсированных фаз для большинства металлов очень невелики (меньше  $10^{-4} \text{ K}^{-1}$  [33]). Интенсивное расширение зерна начинается примерно через 90 нс после начала протекания тока при взрыве 25  $\mu\text{m}$  и через 350 нс–50  $\mu\text{m}$  медной проволочки. Именно в это время при резком возрастании напряжения на разрядном промежутке ток слегка уменьшается — следовательно, катастрофически



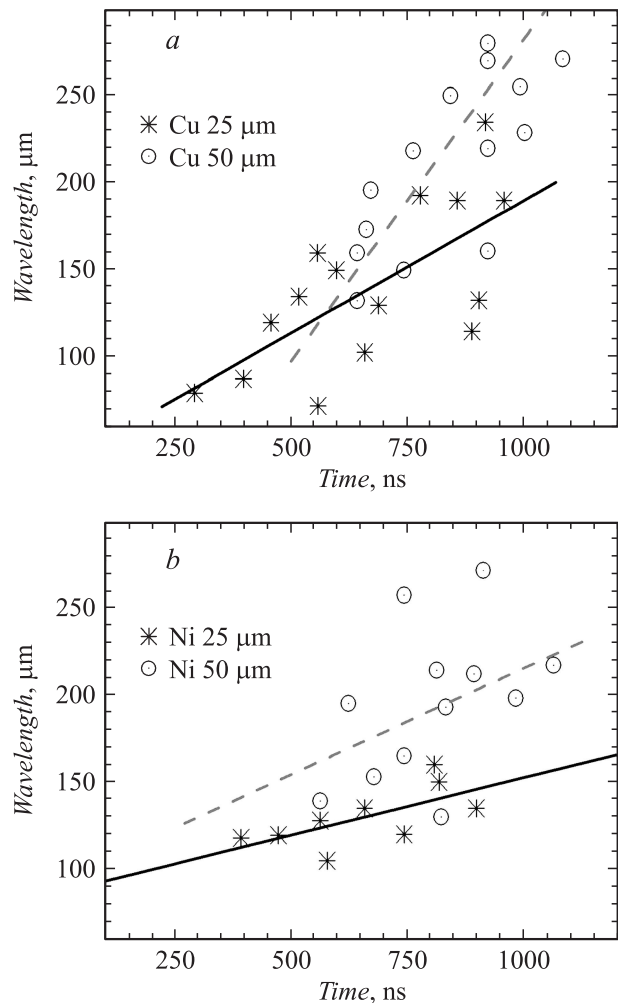
**Рис. 7.** Временные зависимости диаметров расширяющихся ядер, полученные при взрывах медных и никелевых проводников.

растет сопротивление. Это означает, что вещество ядра начинает переходить из хорошо проводящего конденсированного в плохо проводящее двухфазное состояние (жидкость–пар). Удельный объем такого состояния существенно превышает объем конденсированных фаз, поэтому перед началом паузы тока наблюдается резкое увеличение диаметра ядра.

Пауза тока при взрыве проводников из меди диаметром 25 и 50  $\mu\text{m}$  начинается на 150 и 360 ns разряда, а в случае взрыва проводников из никеля — на 180 и 400 ns соответственно. Во время паузы тока вещество, в которое во время резистивной фазы взрыва была введена энергия, продолжает расширяться. Поскольку ядро окружено воздухом, сжатым ударной волной, в определенный момент расширение замедляется. При взрыве медных проволок диаметром 25 и 50  $\mu\text{m}$  это происходит на 700 и 900 ns, а для никелевых проволок — на 800 и 1100 ns соответственно.

Определение длины волны страт производилось по фотографиям, сделанным во время паузы тока. С этой целью на соответствующих изображениях проводника в центре разрядного промежутка для обработки выделялся участок с базой в 3 mm (при общей длине проволоки 12 mm), это позволяло исключить влияние приэлектродных областей. На данном участке подсчитывалось число полос (страт), расстояние между полосами полагалось равным длине волны перегретой неустойчивости. Результаты этих измерений для взрывов медного и никелевого проводников приведены на рис. 8. Здесь же показаны графики  $\lambda_{av}(t)$ , соответствующие линейной аппроксимации экспериментальных данных. Пунктирные линии соответствуют диаметру 50  $\mu\text{m}$ , сплошные линии — диаметру 25  $\mu\text{m}$ .

В табл. 2 приведены удельная энергия  $\varepsilon$ , введенная в проводник к началу паузы тока, скорость расширения ядра  $v$ , определенная в течение паузы тока, длитель-



**Рис. 8.** Временные зависимости длин волны страт, полученные при взрывах (a) медного и (b) никелевого проводников. Прямыми линиями показана линейная аппроксимация  $\lambda_{av}(t)$ . Пунктирные линии соответствуют диаметру 50  $\mu\text{m}$ , сплошные линии — 25  $\mu\text{m}$ .

ность резистивной фазы  $t_{res}$ , длина волны страт  $\lambda_{av}$ , соответствующая моментам времени 600 и 800 ns от начала протекания тока через проводник.

### 3. Обсуждение результатов

#### Динамика расширения границы разряда, образованного ЭВП

В разд. 3 обсудим экспериментально зарегистрированный нами факт наличия волнообразной структуры УВ на ранней стадии расширения канала разряда (рис. 6). Для того, чтобы интерпретировать появление гофрированной структуры при расширении проволоочки, воспользуемся моделью перегретой неустойчивости, предложенной в [25] и получившей развитие в [18,26,27]. Основой механизма перегретой неустойчивости при ЭВП является эффект резкого увеличения удельного сопротивления проводника  $\delta$  при повышении температуры. На рис. 9 для нескольких металлов приведена зависимость  $\delta(T)$ , заимствованная из [34]. Видно, что при увеличении температуры от 1000 до 2000 К удельное сопротивление медного проводника увеличивается с 0.06 до 0.38  $\mu\Omega\text{m}$ ; для никелевого проводника — с 0.40 до 0.88  $\mu\Omega\text{m}$ . В результате такой зависимости небольшое локальное увеличение температуры ведет к росту сопротивления в данном месте. В проводнике возникает неоднородность с увеличенными сопротивлением и энерговыделением. В соседних с этой неоднородностью участках проводника, расположенных в слое, перпендикулярном по отношению к направлению тока, плотность тока повышается. Джоулево энерговыделение в данном слое также начинает расти, что приводит к последующему росту температуры и сопротивления в данном слое. Повидимому, слоистая структура в проводнике начинает формироваться до начала взрывообразного расширения керна, т.е. еще до окончания резистивной фазы ЭВП.

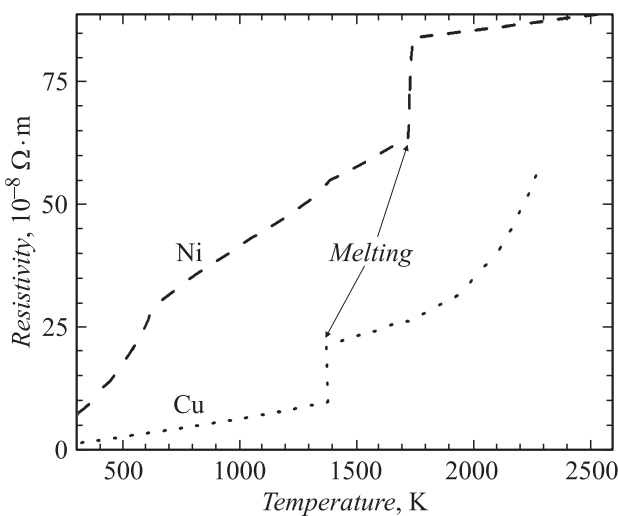


Рис. 9. Температурные зависимости удельного электрического сопротивления для никеля и меди, данные взяты из [34].

После окончания резистивной фазы энерговыделению в керн (в продукты взрыва проволоочки) прекращается. При этом, как следует из вышесказанного, уже должна сформироваться структура поперечных страт: удельная энергия в прогретых слоях должна быть больше удельной энергии в относительно холодных слоях. Сильнее нагретые участки находятся в состоянии слабоионизованной плазмы, в то время как более холодные, по-видимому, представляют собой дисперсную среду, образованную субмикронными частицами (sol), взвешенными в парах металла [27,35,36]. Вещество проводника в более нагретых участках расширяется со скоростью, большей, чем скорость расширения вещества в холодных слоях. Регистрируемая в эксперименте скорость расширения керна, очевидно, совпадает со скоростью холодных слоев.

Проанализируем, как приведенное выше рассуждение о различной величине энерговыделения в соседние участки керна позволит интерпретировать наши экспериментальные данные. Для этого воспользуемся результатами, полученными при обработке рис. 6. Из них следует, что скорость УВ в соседних участках расширяющегося канала разряда может отличаться в 1.7 раза:  $v_{max} = (2.3 \pm 0.2) \cdot 10^5 \text{ cm/s}$  и  $v_{min} = (1.5 \pm 0.2) \cdot 10^5 \text{ cm/s}$ . Зная скорость УВ, можно оценить энергию, выделяющуюся при взрыве в различных участках проводника. Для таких оценок воспользуемся моделью сильного взрыва для случая цилиндрической симметрии [37]

$$v = \frac{1}{2} \left( \frac{E}{\rho_1} \right)^{1/4} \frac{1}{\sqrt{t}}, \quad (1)$$

где  $v$  — скорость УВ,  $E$  — энергия, выделяющаяся при взрыве,  $\rho_1 = 1.2 \text{ kg/m}^3$  — плотность невозмущенной среды, по которой перемещается ударная волна (в данных экспериментах воздух),  $t$  — время, отсчитываемое от момента „взрыва“. Согласно (1), соотношение энергий, вложенных в участки со скоростями  $v_{max}$  и  $v_{min}$ , будет равно

$$\frac{E_{max}}{E_{min}} = \left( \frac{v_{max}}{v_{min}} \right)^4. \quad (2)$$

Для соотношения скоростей, взятого из эксперимента, превышение энерговыделения в горячие участки по сравнению с холодными получается пяти-шестикратным. Необходимо отметить два момента, из-за которых эта оценка может оказаться завышенной: 1) на начальной стадии интенсивного разлета взорванного вещества ошибка определения скорости УВ по двум теневым кадрам, полученным с большим промежутком времени между ними (80 ns), может быть значительной [30]; 2) моменты взрыва для участков с различным энерговыделением могут отличаться. Так или иначе, большая разница в энерговыделении приводит к значительной разнице температур в горячих участках по сравнению с температурой в холодных участках. В результате из слоев с высокой температурой должны вытекать потоки вещества (возможно, слабоионизованной плазмы), движущиеся

в радиальном направлении со скоростью, значительно превышающей скорость расширения основной массы вещества взорванного проводника. Существование таких потоков было зарегистрировано в нашей работе [36] при взрыве в вакууме титанового проводника диаметром  $25 \mu\text{m}$ . Скорость радиальных струй, истекающих из керна, равна  $(2.5-3) \cdot 10^5 \text{ cm/s}$ , в то время как скорость расширения керна —  $0.9 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$ . Мы полагаем, что именно более быстрое расширение вещества в поперечных горячих слоях-стратах приводит к тому, что через  $300-500 \text{ ns}$  после начала протекания тока на теневых изображениях зарегистрированы слои с пониженной плотностью внутри керна.

### Динамика стратообразования

Для анализа процесса образования страт воспользуемся результатами измерения длины волны страт  $\lambda$  в зависимости от времени  $t$  (рис. 8). Наиболее характерной чертой наблюдаемого нами процесса является увеличение величины  $\lambda$  в течение паузы тока. Как отмечалось выше, регистрация страт возможна только после того, как вещество в керне становится прозрачным для зондирующего излучения, т.е. начиная с  $t = 350-400 \text{ ns}$  для проволочек с начальным диаметром  $25 \mu\text{m}$  и начиная с  $t = 600-700 \text{ ns}$  — для проводников диаметром  $50 \mu\text{m}$ . Мы не измеряли величину  $\lambda$  после окончания паузы тока, чтобы избежать влияния процессов, сопровождающих вторичный пробой межэлектродного промежутка и протекание разрядного тока, на эволюцию страт.

Несмотря на то, что длительности резистивной фазы и паузы тока для диаметров  $25$  и  $50 \mu\text{m}$  отличаются, нам удалось измерить величину  $\lambda$  для проводников различного диаметра на сопоставимых временных интервалах  $t$ . Зависимости, приведенные на рис. 8, показывают, что в среднем длина волны больше в экспериментах с проволочками диаметром  $50 \mu\text{m}$ . Данные, полученные при усреднении экспериментальных результатов, приведены в табл. 2. Они показывают также, что как для времени регистрации страт  $t = 600 \text{ ns}$ , так и для  $t = 800 \text{ ns}$   $\lambda_{\text{av}50} > \lambda_{\text{av}25}$ . Воспользуемся решениями, полученными в работах [18,25], для объяснения этих результатов. В этих работах инкремент перегревной неустойчивости  $\gamma$  был найден при решении уравнения теплопроводности

$$\rho c_V \frac{\partial T_1}{\partial t} = j^2 \frac{\partial \delta}{\partial T} T_1 + \kappa \Delta T_1, \quad (3)$$

где  $j$  — плотность тока, которая считалась постоянной по сечению проводника,  $\rho$  и  $c_V$  — плотность и теплоемкость вещества проволочки соответственно,  $\delta$  — удельное электрическое сопротивление,  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности. Величина коэффициента теплопроводности связана с  $\delta$  соотношением Видемана-Франца. При записи уравнения (3) было использовано приближение малости флуктуаций температуры  $T_1$  по сравнению с фоновой температурой  $T_1 \ll T_0$

$$T(t, z) = T_0(t) + T_1(t, z), \quad \delta(T) = \delta(T_0) + T_1 \frac{\partial \delta}{\partial T}, \quad (4)$$

где  $T_0$  — невозмущенное (фоновое) значение температуры проводника,  $T_1$  — возмущение температуры, которое приводит к возникновению нагретых слоев в проводнике. Уравнение (3) имеет следующее решение:

$$T_1(t, z) = T_1(0) \exp(\gamma t + i k_z z), \quad (5)$$

где  $T_1(0)$  — флуктуации температуры в начальный момент времени,  $\gamma$  — инкремент перегревной неустойчивости,  $k_z = 2\pi/\lambda$  — азимутальная компонента волнового вектора,  $\lambda$  — длина волны перегревной неустойчивости. Тогда инкремент неустойчивости равен

$$\gamma = \frac{1}{\rho c_V} \left( j^2 \frac{\partial \delta}{\partial T} - k_z^2 \kappa \right). \quad (6)$$

Первый член в уравнении (6) отвечает за нарастание возмущений, второй связан с их затуханием за счет теплопроводности. Из уравнения (6) следует, что при  $j = 0$  амплитуда флуктуаций температуры должна падать, т.е. должна уменьшаться разница температур в горячих и холодных слоях. При этом, согласно уравнению (5), чем больше волновое число (т.е. чем меньше  $\lambda$ ), тем быстрее должно происходить выравнивание температуры вследствие теплопроводности. Затухание коротковолновых мод приведет к увеличению длины волны, что и наблюдаем экспериментально.

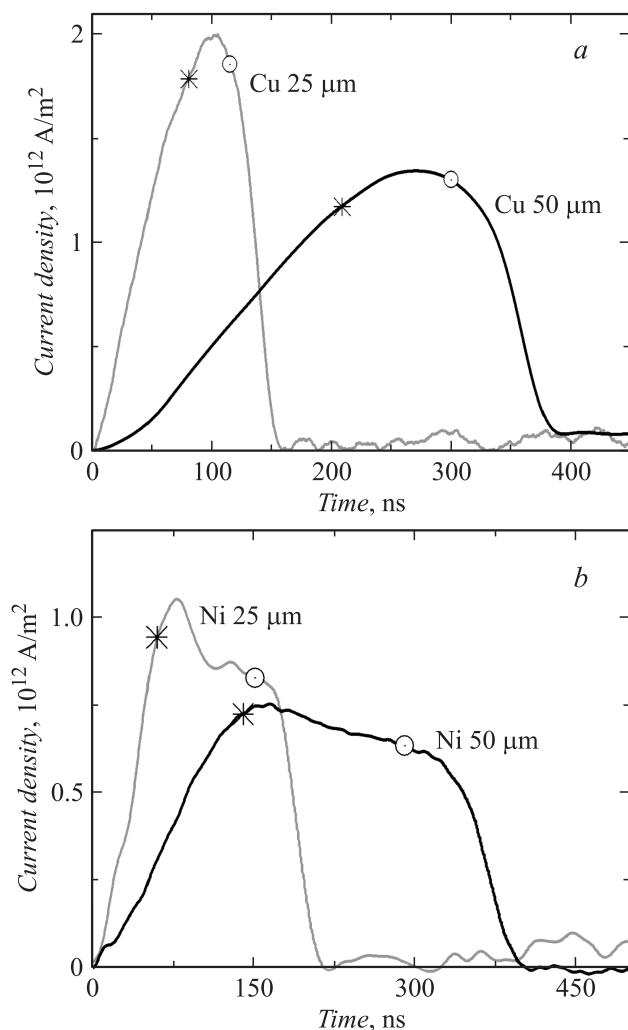
Из выражения (6) следует, что волновой вектор перегревной неустойчивости не может быть больше некой максимальной величины  $k_{z \text{ max}}$ , которой соответствует минимальная длина волны  $\lambda_{\text{ min}}$ . Действительно, приравняв нулю правую часть уравнения (6), находим

$$\lambda_{\text{ min}} = \frac{2\pi}{j} \sqrt{\frac{\kappa}{\partial \delta / \partial T}}. \quad (7)$$

Из выражения (5) также следует, что стратообразование при перегревной неустойчивости может начаться лишь тогда, когда инкремент нарастания  $\gamma > 0$ . При этом минимальные длины волн неустойчивости  $\lambda_{\text{ min}}$  будут определяться выражением (7), которое показывает, что в момент образования страт преобладают длины волн порядка  $10-20 \mu\text{m}$ , что находится за пределами пространственного разрешения нашей оптической системы.

На рис. 10, а приведены зависимости плотности тока  $j(t)$ , полученные нами при взрыве медных проводников диаметром  $25$  и  $50 \mu\text{m}$ . При определении плотности тока мы предполагали, что вплоть до момента взрывообразного расширения диаметр проводника равен начальному диаметру. Такое предположение не вносит большой ошибки при определении плотности тока до тех пор, пока вещество находится в одной из конденсированных фаз, ввиду того, что они имеют малый ( $\sim 10^{-4} \text{ K}$ ) коэффициент теплового расширения. Звездочки на рис. 10, а соответствуют времени  $t_{\text{ mlt}}$ , когда удельная энергия  $\epsilon$ , вложенная в проводник, равна энергии плавления; кружки соответствуют  $t_{\text{ atom}}$ , когда величина  $\epsilon$  равна энергии атомизации. Видно, что в течение





**Рис. 10.** Зависимости плотности тока  $j(t)$ , полученные при взрыве медных (*a*) и никелевых (*b*) проводников диаметром 25 (серая линия) и 50 μm (черная линия). Звездочки соответствуют времени  $t_{mlt}$ , когда удельная энергия  $\epsilon$ , вложенная в проводник, равна энергии плавления; кружки соответствуют времени  $t_{atom}$ , когда  $\epsilon$  равна энергии атомизации.

всего временного интервала  $\Delta t = t_{mlt} - t_{atom}$  плотность тока  $j_{25} > j_{50}$ . Отсюда следует, что независимо от того, в какой момент времени внутри интервала  $\Delta t$  начнется стратообразование, длина волны  $\lambda_{50}$  (при взрыве более толстых проволок), согласно (7), будет превышать длину волны  $\lambda_{25}$  (зарегистрированную при взрыве более тонких проволок). Именно эту ситуацию мы наблюдаем в эксперименте (рис. 8 и табл. 2).

Аналогичные рассуждения могут быть применены и для анализа поведения длины волны страт при взрыве никелевых проводников. На рис. 10, *b* приведены зависимости  $j(t)$ , полученные при взрыве никелевых проводников диаметром 25 и 50 μm и при тех же допущениях, что и для медных проводников. Видно, что для никелевых проводников также выполняется условие  $j_{25} > j_{50}$  во всем временном интервале  $\Delta t$  между моментом плавления и моментом, в который введенная энергия достигает

значения энергии атомизации. Следовательно, как и для медных проводников, согласно выражению (7),  $\lambda_{50} > \lambda_{25}$ , что и наблюдается в экспериментах.

## Заключение

Перегретая неустойчивость зарождается в течение резистивной фазы электрического взрыва проводников, ее развитие приводит к тому, что в разрядном канале возникает поперечная стратификация: слои вещества, в которые введена большая энергия, расширяются с большей скоростью, чем слои, в которые введена меньшая энергия. Весьма вероятно, что именно перегретая неустойчивость ответственна за наблюдаемую в экспериментах „гофрированную“ структуру как керн, так и ударной волны, возникающей при ЭВП. В настоящей работе также показано, что увеличение длины волны страт и другие особенности их эволюции, замеченные в экспериментах с проводниками различного диаметра, хорошо объясняются в рамках линейной модели перегретой неустойчивости.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ 11-08-00624, 12-02-01372.

## Список литературы

- [1] Alqudami A., Annapoorni S., Lamba S. et al. // J. Nanosci. Nanotechnol. 2007. Vol. 7. N 6. P. 1898.
- [2] Kotov Yu. // J. Nanoparticle Res. 2003. Vol. 5. P. 593.
- [3] Rud A.D., Lakhnik A.M., Ivanchenko V.G. et al. // Int. J. Hydrogen Energy. 2008. Vol. 33. P. 1310.
- [4] Gathers G.R. // Rep. Prog. Phys. 1986. Vol. 49. P. 341.
- [5] Renaudin P., Blancard C., Faussurier G., Noiret P. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 88. P. 215 001.
- [6] Taylor M. // J. Phys. D. Appl. Phys. 2002. Vol. 35. P. 700.
- [7] Me-Bar Y., Harel R. // J. Appl. Phys. 1996. Vol. 79. P. 1864.
- [8] Бурцев В.А., Калинин Н.В., Луциский А.В. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. М.: Энергоатомиздат, 1990. 288 с.
- [9] Mazarakis M.G., Cuneo M.E., Stygar W.A. et al. // Phys. Rev. E. 2009. Vol. 79. P. 016 412.
- [10] Vlastos A. // J. Appl. Phys. 1973. Vol. 44. P. 1616.
- [11] Духтер И.Я., Зейгарник В.А. // ТВТ. 1977. Т. 15. № 3. С. 471.
- [12] Thomer G. // Z. Angew. Phys. 1953. Vol. 5. P. 317.
- [13] Fansler K.S., Shear D.D. Exploding wires / Ed. by W.G. Chace, H.K. Moor. NY: Plenum Press, 1968. Vol. 4. P. 185.
- [14] Sarkisov G.S., Rozenthal S.E., Cochrane K.R. et al. // Phys. Rev. E. 2005. Vol. 71. P. 046 404.
- [15] Tkachenko S.I., Romanova V.M., Mingaleev A.R. et al. // Eur. Phys. J. 2009. Vol. 54. P. 335.
- [16] Johnston M.D., Lau Y.Y., Gilgenbach R.M. et al. // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 83. P. 4916.
- [17] Sinars D.B., Hu M., Chandler K.M. et al. // Phys. Plasmas. 2001. Vol. 8. P. 216.
- [18] Rousskikh A.G., Oreshkin V.I., Chaikovskii S.A. et al. // Phys. Plasmas. 2008. Vol. 15. P. 102 706.

- [19] *Muller W.* Exploding wires / Ed. by W.G. Chace, H.K. Moor. NY: Plenum Press, 1959. Vol. 1. P. 186.
- [20] *Tkachenko S.I., Romanova V.M., Shelkovenko T.A.* et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2008. Vol. 36. P. 1292.
- [21] CRC Handbook of Chemistry and Physics, 90<sup>th</sup> ed. <http://www.hbcnpnetbase.com>.
- [22] *Абрамова К.Б., Златин Н.А., Перегуд Б.П.* // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. № 6. С. 2007.
- [23] *Shvetsov G., Matrosov A., Fedorov S.* et al. // Proc. of the 4<sup>th</sup> All Electric Combat Vehicle Conference. Noordwijkerhout, Netherlands, 2002.
- [24] *Chittenden J.P., Lebedev S.V., Ruiz-Camacho J.* et al. // Phys. Rev. E. 2000. Vol. 61. P. 4370.
- [25] *Валуев А.А., Духтер И.Я., Зейгарник В.А.* // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 10. С. 2088.
- [26] *Oreshkin V.I., Baksht R.B., Ratakhin N.A.* et al. // Phys. Plasmas. 2004. Vol. 11. P. 4771.
- [27] *Oreshkin V.I.* // Phys. Plasmas. 2008. Vol. 15. P. 092 103.
- [28] *Sinars D.B., Peterson K.J., Slutz S.A.* et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2011. Vol. 39. P. 2408.
- [29] *Лебедев С.В., Савватимский А.И.* // УФН. 1984. Т. 144. № 2. С. 215.
- [30] *Ткаченко С.И., Хаттатов Т.А., Романова В.М.* и др. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 117.
- [31] *Zhakhovsky V.V., Pikuz S.A., Tkachenko S.I.* et al. // AIP Conf. Proc. 2012. Vol. 1426. P. 1207.
- [32] *Tkachenko S.I., Barishpolitsev D.V., Ivanenkov G.V.* et al. // Phys. Plasmas. 2007. Vol. 14. P. 123 502.
- [33] <http://www.webelements.com/>
- [34] Electrical resistivity handbook / Ed. by G. Dyos, T. Farrel. Exiter. Short Run Press, 1992. 735 p.
- [35] *Sinars D.B., Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., Min Hu* et al. // Phys. Plasmas. 2000. Vol. 7. P. 429.
- [36] *Ткаченко С.И., Мингалеев А.Р., Романова В.М.* и др. // Физика плазмы. 2009. Т. 35. № 9. С. 798.
- [37] *Седов Л.И.* Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1977. 440 с.