

ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ ДИНАМИКИ ГАЗОПЛАЗМЕННОГО ФАКЕЛА

*А.Г. Толстоуцкий^а, В.В. Уваров^а, Н.С. Поддубко^а, В.Ф. Клепиков^б,
В.В. Литвиненко^б, А.Г. Пономарев^а, О.Л. Рак^а*

*^аНациональный научный центр „Харьковский физико-технический институт”,
61108, г. Харьков, ул. Академическая, 1;*

*^бНаучно-технический центр электрофизической обработки НАН Украины
61002, г. Харьков, ул. Чернышевского, 28, а/я 88/12*

Методом голографической интерферометрии исследована динамика газоплазменного факела, образованного при воздействии трубчатого РЭП на мишень из сплава 12Х18Н10Т. Определено, что максимум плотности частиц в ГПФ сосредоточен над поверхностью мишени на расстоянии 1...2 мм. Показано, что в процессе разлета на оси системы образуется зона фокусировки части массы ГПФ, в которой температура и плотность частиц имеют большие значения, чем в окружающем ее пространстве. Определены размеры, форма и местоположение этой зоны.

PACS: 79.20.Kz.

1. ВВЕДЕНИЕ

Технология изготовления многих конструктивных материалов с улучшенными эксплуатационными характеристиками требует модификации их поверхности с целью придания ей заданных свойств по коррозионной и эрозионной стойкости, сопротивлению разрушения, трению, износу и другим свойствам, определяющих состояние поверхностных слоев [1, 2]. Поверхность изделий, как правило, более нагружена по сравнению с внутренним объемом. Поэтому принципиальным направлением исследований в этой области является достижение более высоких поверхностных свойств изделия по сравнению с его свойствами по объему, например, получение сплошных пластин со свойствами биметалла, нанесение покрытий с нелинейными электромагнитными характеристиками, аморфизации рабочей поверхности и др.

Одним из перспективных методов модификации поверхности является обработка материалов концентрированными потоками энергии, в том числе и релятивистскими электронными пучками (РЭП) с энергией, достаточной для расплавления облучаемой поверхности, т.е. в условиях экстремального воздействия РЭП на поверхность твердого тела.

Взаимодействие сильноточных РЭП с твердыми мишенями характеризуется высокой скоростью передачи энергии и соответственно высокой скоростью инициируемых пучками процессов, сопровождающихся фазовыми превращениями.

На ускорителе МИГ-1 [3] было проведено облучение мишени из сплава 12Х18Н10Т сильноточным РЭП с энергией ~0,5 МэВ, плотностью тока ≥ 1 кА/см² и длительностью импульса тока $(3...5) \cdot 10^{-6}$ с. Такое воздействие РЭП приводит к разрушению поверхности мишени в результате взрывного выделения накопленной энергии и выбросу части материала (режим абляции). Образующийся при этом газоплазменный факел (ГПФ) [4] движется навстречу пучку и создает реактивный импульс давления на мишень [5].

В месте падения трубчатого РЭП (диаметр и толщина пучка равны 40 и 2 мм соответственно) на

поверхности мишени образуется кольцевой кратер, размеры которого определяются энергией и геометрическими размерами пучка. На рис. 1 приведена фотография фрагмента облученной мишени из сплава 12Х18Н10Т толщиной 6 мм. Отчетливо видна часть кольцевого кратера глубиной около 5 мм (количество пусков ускорителя – 20).

Разлет ГПФ происходит с большими скоростями, в мишени создается цилиндрическая ударная волна, распространяющаяся как в глубь мишени, так и за её пределы с образованием на оси вакуумной камеры фокуса ГПФ [6].



Рис. 1. Фрагмент облученной мишени из сплава 12Х18Н10Т

Исследования ГПФ представляют практический интерес для получения важных термодинамических параметров взаимодействия РЭП с поверхностью мишени. Такие характеристики как скорость разлета ГПФ и его плотность, время жизни метастабильной жидкости и критическая температура расплавленной поверхности мишени являются определяющими для разработки радиационно-пучковой технологии обработки конструктивных материалов с применением сильноточных РЭП микросекундной длительности с плотностью мощности $\geq 10^7$ Вт/см².

Цель данной работы – исследование методами оптической диагностики динамики разлета ГПФ и определение его термодинамических характеристик.

2. МЕТОД ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Для исследования параметров взаимодействия сильного РЭП с мишенью применялся метод голографической интерферометрии (ГИ). Обычная интерферометрия в этом случае не применима. ГПФ представляет собой фазовый объект с сильной рефракцией и поглощением ($\geq 90\%$). По этой причине получаемые интерферограммы могут быть искажены высоким градиентом плотности или не регистрироваться вообще вследствие снижения интенсивности пучка в результате поглощения. Кроме того, оптические каналы поля наблюдения ГПФ на пути прохождения зондирующего пучка света насыщены различными неоднородностями и свиями, и это также вносит искажения в получаемые интерферограммы.

Голографическую интерферометрию можно определить как метод записи волнового фронта лазерного пучка, прошедшего сквозь фазовый объект. Способ регистрации голограммы фазового объекта основан на интерференции двух когерентных пучков света: предметного, прошедшего через фазовый объект, и опорного, прошедшего вне фазового объекта [7].

В плоскости фотопластинки комплексные амплитуды электрического вектора опорного и предметного пучков можно представить в виде

$$\begin{aligned} A_{\Pi} &= a_{\Pi} \exp(i\varphi_{\Pi}), \\ A_{O} &= a_{O} \exp(i\varphi_{O}), \end{aligned} \quad (1)$$

где a_{O} , a_{Π} , φ_{O} и φ_{Π} – амплитуды и фазы опорной и предметной волн соответственно. В общем случае эти величины являются функциями координат x и y . Так как эти волны когерентны, то распределение интенсивности света, полученное в результате интерференции, будет иметь вид

$$\begin{aligned} I(x,y) &= |A_{O} + A_{\Pi}|^2 = a_{O}^2 + a_{\Pi}^2 + a_{O}^2 \cdot a_{\Pi}^2 \cdot \\ &\{ \exp[i(\varphi_{\Pi} - \varphi_{O})] + \exp[i(\varphi_{O} - \varphi_{\Pi})] \}. \end{aligned} \quad (2)$$

Зарегистрированная таким образом интерференционная картина называется голограммой. Распределение интенсивности такой картины может быть представлено в виде контурной поверхности. Если регистрация фазового объекта проводится на фотопластинке, то будут зарегистрированы линии пересечения этой поверхности с плоскостью эмульсии. Такие голограммы называются плоскими, и они обладают всеми свойствами дифракционных решеток.

Количественную оценку контраста интерференционных полос можно провести по формуле:

$$V = \frac{(I_{max} - I_{min})}{(I_{max} + I_{min})}, \quad (3)$$

где I_{max} и I_{min} – максимальная и минимальная интенсивности интерференционных полос в плоскости

наблюдения, эту величину обычно называют видностью.

Из выражения (2) следует, что $I_{max,min} = a_{O}^2 + a_{\Pi}^2 \pm 2 \cdot a_{O} \cdot a_{\Pi}$, и поэтому формулу (3) можно преобразовать к следующему виду:

$$V_I = \frac{2 \cdot a_{O} \cdot a_{\Pi}}{a_{O}^2 + a_{\Pi}^2} = \frac{2 \cdot \sqrt{\frac{I_{\Pi}}{I_{O}}}}{1 + \frac{I_{\Pi}}{I_{O}}}, \quad (4)$$

где I_{O} и I_{Π} – интенсивности опорного и предметного пучков соответственно. Отсюда следует, что максимальное значение V_I достигается при равенстве интенсивностей опорного и предметного пучков.

Следует отметить, что качество интерферометрических голограмм улучшается в случае менее интенсивного опорного пучка по сравнению с предметным.

3. ОПИСАНИЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

С учетом всех сложностей применения прямых интерферометрических и голографических методов исследований нами был разработан голографический интерферометр (ГИ) с разделением зондирующего пучка света после прохождения фазового объекта. Этот метод позволяет во всех случаях установить необходимое соотношение интенсивностей между предметным и опорным пучками и автоматически исключить влияние свилей и неоднородностей. В результате проведенных мероприятий качество получаемых в эксперименте интерферограмм оставалось всегда высоким.

Схема эксперимента приведена на рис. 2. Лазерный импульс света от установки ОГМ-20 1 формировался телескопической системой линз 2 и 3 в параллельный и расширенный до диаметра 80 мм зондирующий пучок. Такое формирование зондирующего пучка необходимо, чтобы он, пройдя сквозь защитные оптические окна 7 вакуумной камеры 5, охватывал все пространство для исследования вблизи мишени 6.

После выхода из камеры взаимодействия зондирующий пучок формировался в оптической схеме голографического интерферометра. Светоделительной пластиной 9 пучок расщеплялся на два канала с одинаковой интенсивностью в каждом из них. Первый пучок направлялся поворотными зеркалами 11 на фотопластинку 13 и являлся предметным пучком в схеме ГИ. Второй пучок направлялся поворотным зеркалом 10 на рассеивающий элемент 12 (матовое стекло), после которого существенно менялась пространственная частота зондирующего пучка. Другими словами, зарегистрированные фазовые характеристики объекта исследования по сечению зондирующего пучка смешивались между собой по пространству после прохождения рассеивателя 12, и зондирующий пучок переставал быть носителем фазовой информации об объекте исследования. Поэтому пучок после прохождения через рассеиватель можно считать опорным в данной схеме ГИ.

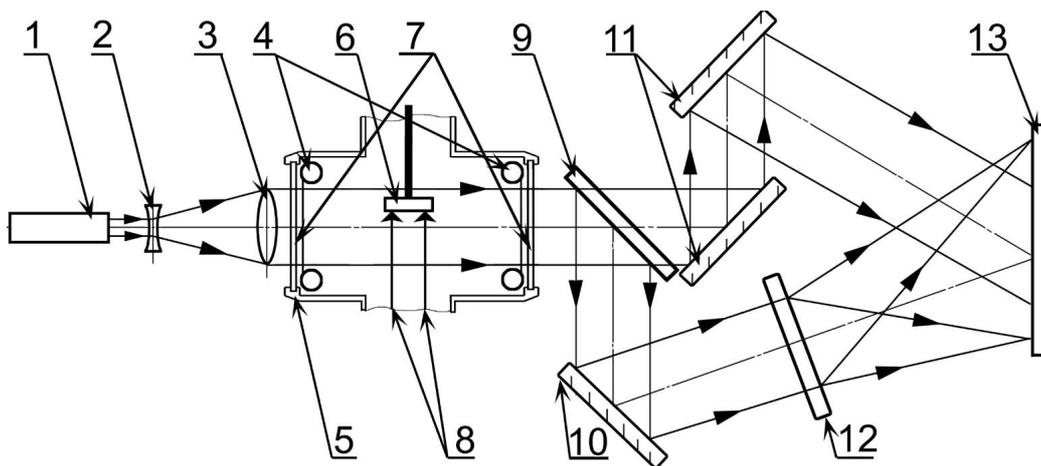


Рис. 2. Схема эксперимента: 1 – рубиновый лазер ОГМ-20; 2 и 3 – телескопическая система линз; 4 – барабаны с лавсановой лентой; 5 – камера взаимодействия; 6 – фазовый объект; 7 – оптические окна; 8 – трубчатый РЭП; 9 – светоделитель; 10 – зеркало опорного пучка; 11 – зеркала предметного пучка; 12 – рассеиватель; 13 – фотопластинка

Таким образом, созданный ГИ с разделением зондирующего пучка после объекта исследования содержит все признаки обычного ГИ, в котором есть и опорный, и предметный пучки. Важным достоинством ГИ с разделением пучка после объекта исследования является то, что при любых изменениях характеристик зондирующего пучка в результате влияния сильной рефракции или поглощения соотношение интенсивностей предметного и опорного пучков остаётся неизменным. Влияние свилей и неоднородностей на качество интерферограмм в данной схеме интерферометра автоматически исключается, так как они идентично присутствуют и в опорном, и в предметном пучках ГИ, и взаимоисключаются при регистрации на фотопленке.

При взаимодействии сильного точечного РЭП с мишенью образующийся ГПФ разлетается во все стороны взрывным образом, и его компоненты, вплоть до капель и кусочков материала мишени, оседают на всей внутренней поверхности вакуумной камеры, а также на оптических стеклах. Напыление поверхности стекол приводит к тому, что уже после одного разряда ускорителя прозрачность этих стекол снижается вдвое, что являлось значительной помехой для успешного проведения экспериментов. С целью защиты оптических стёкол от напыления материала мишени была разработана специальная система защиты, состоящая из длинной лавсановой ленты шириной размера зондирующего излучения. Лента располагалась перед оптическими стеклами со стороны вакуумной камеры, и перемещалась путем перематывания ее с одного барабана на другой.

После каждого импульса РЭП и разлета материала мишени напыление, которое возникало на поверхности лавсановой пленки, удалялось с места нахождения оптических стекол простым перематыванием пленки до ее чистой части. Таким образом, оптический канал на пути прохождения зондирующего лазерного излучения оставался постоянно прозрачным для последующих пусков ускорителя.

Для успешного проведения исследований ГПФ необходимо было выбрать оптимальную геометрию

мишени. Это обстоятельство связано с тем, что трубчатый РЭП создает ГПФ на поверхности мишени также в виде кольца. При лазерном зондировании с торца такого кольцевого ГПФ (см. рис. 2), происходит смешивание информации, идущей от передней части кольца, с последующей, дальней частью кольца. Необходимо устранить такое смешивание информации, чтобы в деталях изучить динамику разлета образовавшегося ГПФ. Одним из способов устранения смешивания является применение мишени в виде полоски (см. рис. 1). Тогда падающий на полоску РЭП создает ГПФ не по кольцу, а только в верхней и нижней частях мишени-полоски. При наблюдении с торца все процессы образования и разлета ГПФ в этих точках при рассмотрении явления на просвет с торца остаются не затененными и можно провести правильную интерпретацию происходящих явлений. Зная динамику ГПФ в этих точках, можно интерпретировать процессы, происходящие на всей дисковой мишени. Мишень-полоска крепилась на некотором удалении от массивного основания анода с помощью токопроводящих стержней. Таким образом, электронный пучок надежно замыкался на заземленном аноде без искажений токовых характеристик.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА И ЕГО МОДИФИКАЦИЙ

С помощью ГИ были проведены измерения ряда параметров ГПФ и окружающего его пространства. В отдельных случаях схема ГИ видоизменялась так, чтобы можно было провести оценки величин первой и второй производных плотности частиц ГПФ в пространстве и во времени.

На рис. 3 в качестве примера приведены фотографии интерферограммы, прямой теневой и шпирен картины процесса разлета массы ГПФ, зарегистрированные в одно и то же время относительно старта тока разряда, а именно, 5,2 мкс. На рис. 3.1

показана интерферограмма, полученная с помощью ГИ. Интерференционные полосы представляют собой линии равной плотности частиц в пространстве над поверхностью мишени. Видно, что интерферограмма имеет достаточно высокую контрастность интерференционных полос, что позволяет измерить распределение плотности частиц в радиальных направлениях разлета ГПФ с высокой степенью точности в пространстве и во времени.

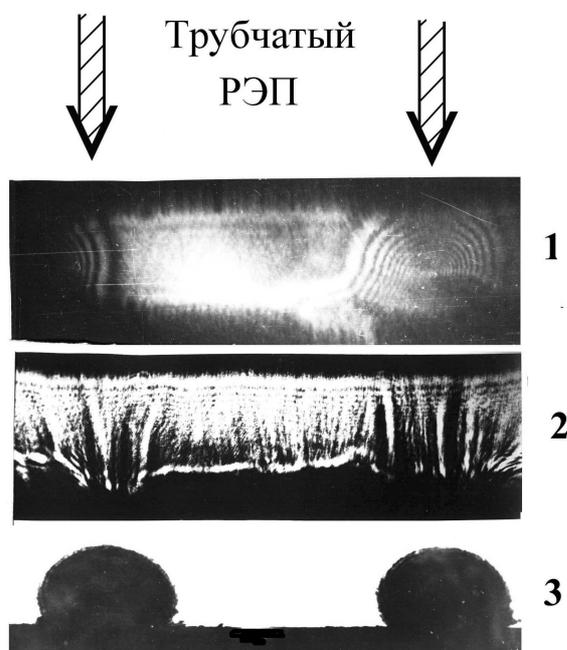


Рис. 3. Фотографии процесса разлета ГПФ, полученные различными методами:

- 1 – интерферограмма, полученная при восстановлении двухэкспозиционной голограммы;
- 2 – прямая теневая картина;
- 3 – шлирен картина

Если в схеме ГИ на фотопластинку направить только предметный пучок света, а опорный пучок перекрыть, то получится простая схема прямого теневого метода Теплера [8], с помощью которой можно сделать оценки величины и направления вектора второй производной по плотности частиц в ГПФ. На рис. 3.2 показано распределение второй производной плотности частиц в ГПФ и вблизи него, которые получены прямым теневым методом Теплера. Темные и светлые полосы, которые располагаются в большинстве своем перпендикулярно к поверхности мишени, показывают, что вектор градиента второй производной по плотности частиц направлен вдоль поверхности мишени. Из этого можно предположить, что образующийся ГПФ на поверхности мишени имеет тенденцию к наиболее интенсивному разлету частиц именно вдоль поверхности мишени. В это время, как видно из рис. 3.3, плотность частиц равномерно распределяется в ГПФ в виде полусферы, достигая значения 10^{21} см^{-3} . Причем, максимум плотности частиц ГПФ в пространстве располагается над поверхностью мишени на расстоянии 1...2 мм от нее. Точно измерить плотность частиц ГПФ в точке максимума не пред-

ставляется возможным из-за сильного сгущения интерференционных полос на малом пространственном интервале.

Если в схеме прямого теневого метода Теплера на пути зондирующего пучка света установить систему из двух объективов, которые формируют изображение объекта исследования (ГПФ) на фотопластинку, а в фокусе первого объектива установить оптический нож (по схеме шлирен-метода), то данная схема измерений будет регистрировать градиент плотности фазового объекта в направлении, перпендикулярном кромке плоского оптического ножа. В нашем случае вместо плоского оптического ножа была применена круглая диафрагма диаметром 0,5 мм, которая в данном случае также играла роль ограничителя для прохождения отклонившихся от параллельного направления зондирующих лучей, как это делается в классических шлирен-методах [8]. Применение кольцевой диафрагмы позволило провести измерения градиента плотности частиц не в одном направлении, как это наблюдалось в случае применения плоского оптического ножа, а по радиальным направлениям относительно центра максимальной плотности ГПФ. В результате чего все лучи, которые претерпевали значительные отклонения на градиентах плотности частиц ГПФ в радиальных направлениях, не попадали в отверстие диафрагмы. Как показано на снимке 3.3, область образования ГПФ представляет собой затемненный участок в виде полусферы, что согласуется с вышеприведенными соображениями. Этот вид ГПФ хорошо согласуется с профилем плотности частиц, определенным с помощью ГИ (см. рис. 3.2). Из этих наблюдений можно сделать вывод, что вектор первой производной плотности частиц направлен в радиальных направлениях полусферы распределения плотности частиц в сторону увеличения плотности частиц, т.е. в сторону центра образования ГПФ или максимума плотности частиц в нем.

На рис. 4 изображены интерферограммы, время экспозиции каждой из которых составляет 20 нс. Интерферограммы отражают процесс разлета массы ГПФ во времени и в пространстве над поверхностью мишени (см. рис. 4.1–4.8). Примечательно, что диаметрально противоположные интерферограммы не симметричны, имеют различную форму, отличную от сферической, и различный набег интерференционных полос. Эти отличия связаны с неустойчивостью РЭП по кольцу: в одних местах кольца плотность тока может быть больше, а в других – меньше. Кроме того, каждая интерферограмма ГПФ регистрировалась с некоторой задержкой относительно старта тока пучка. На всех интерферограммах хорошо видно, что точка, с которой начинают образовываться интерференционные полосы (кольца) за все время разлета массы ГПФ, сохраняет свое неизменное положение на расстоянии 1...2 мм от поверхности мишени.

Первые интерференционные полосы (см. рис. 4.2) появляются после 1-ой мкс относительно старта тока. В последующие времена число интерференционных полос возрастает, и на 6-й мкс (см. рис. 4.8) они уходят за пределы поля наблюдения, которое

ограничено специально созданной щелью в соленоиде ведущего магнитного поля ускорителя. По количеству максимально образовавшихся

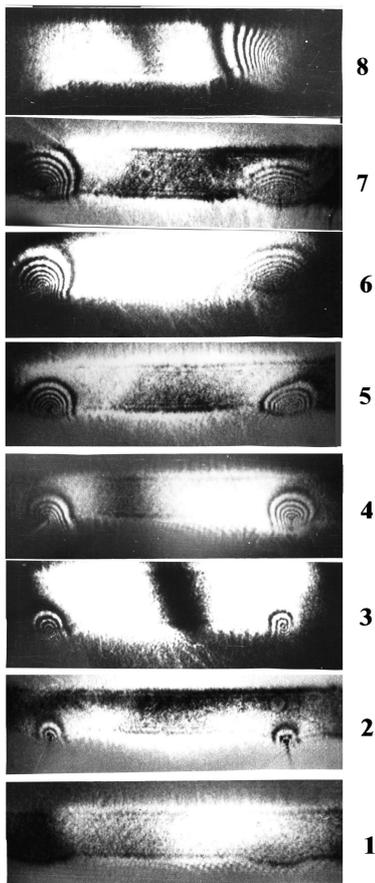


Рис. 4. Интерферограммы ГПФ в различные моменты времени относительно старта импульса тока (задержки в мкс):
1 – 1,0; 2 – 2,2; 3 – 3,0; 4 – 3,2; 5 – 4,2; 6 – 5,0; 7 – 5,2; 8 – 6,2

интерференционных полос в наблюдаемом пространстве (см. рис. 4.8) можно оценить плотность частиц в точке на расстоянии 1...2 мм от поверхности мишени. Плотность частиц в этой точке определяется величиной более 10^{19} см^{-3} , хотя оцененное значение плотности частиц не отражает её реальную величину. На приведенных интерферограммах, очевидно, отражается процесс расширения образовавшегося на поверхности мишени ГПФ, а не рост плотности с увеличением времени с момента старта тока, как это представляется на первый взгляд при их рассмотрении. В точке над поверхностью мишени, скорее всего, плотность частиц с самого начала процесса разлета и далее оценивается плотностью твердого тела $10^{21...22} \text{ см}^{-3}$, а увеличение количества интерференционных полос со временем характеризует расширение массы ГПФ в пространство перед мишенью. В данном случае интерференционные полосы представляют собой линии равной плотности, так как интерферограммы получены в режиме изначальной одной бесконечно широкой полосы.

Измерением положения крайней интерференционной полосы в пространстве наблюдения за время разлета ГПФ была оценена его скорость разлета, которая составила величину $5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$. Скорость

разлета, измеренная аналогичным образом по удалению границы затененной части на шпирен-фотографии, также оказалась в тех же пределах $\sim 5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$.

Факт фокусировки разлетающейся массы ГПФ подтверждается измерением свечения в видимом диапазоне спектра излучения вблизи поверхности мишени, проведенным с помощью сверхскоростного фоторегистратора СФР-2М в режиме непрерывной развертки [6].

На рис. 5 показана СФР-грамма, полученная в тех же условиях эксперимента, что и интерферограммы на рис. 4, полученные с помощью ГИ. Наблюдается корреляция регистрируемых процессов двумя независимыми методами. Примечательно, что СФР-грамма регистрирует свечение ГПФ во времени и в пространстве там, где ГИ перестает быть чувствительным к изменению плотности частиц. Поэтому методом сравнения характера свечения ГПФ на СФР-грамме и распределения плотности частиц по интерферограммам ГИ на начальных стадиях процесса образования ГПФ можно качественно описать характер динамики разлета ГПФ в пространстве, ориентируясь только на данные, полученные из СФР-грамм, когда ГИ не чувствителен к изменению плотности частиц.

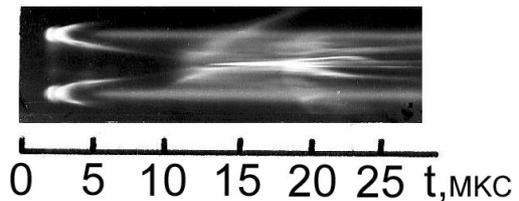


Рис. 5. СФР-граммы разлета ГПФ вблизи поверхности мишени с разрешением во времени

Из проведенных наблюдений следует, что разлет массы ГПФ происходит во всех направлениях от точек взаимодействия РЭП с мишенью. Вещество мишени, которое разлетается от оси вакуумной камеры, рассеивается и исчезает из поля зрения. Вещество мишени, которое летит к оси вакуумной камеры, имеет естественную тенденцию к накоплению на оси системы, что хорошо видно из полученной СФР-граммы (см. рис. 5). Область схождения вещества ГПФ (фокус ГПФ) имеет размеры 2...3мм в диаметре и около 10мм по оси. Проведенные оценки позволяют сделать вывод, что в фокусе ГПФ сосредоточено около 20% массы вещества, которая взрывным путём под воздействием РЭП покидает мишень, и что плотность и температура этого образования выше плотности частиц, окружающих этот фокус [9].

На СФР-грамме также хорошо видно, что угол схождения масс к оси камеры дрейфа в несколько раз больше угла, под которым они расходятся. Очевидно, это связано с тем, что кинетическая энергия частиц вещества переходит в тепло в результате взаимодействия сходящихся масс вещества мишени.

5. ВЫВОДЫ

Было показано, что образующийся над поверхностью мишени ГПФ имеет сферическую форму распределения плотности частиц. Вектор первой производной по плотности направлен по радиусу этой сферы. Вектор второй производной по плотности направлен вдоль поверхности мишени и в разные стороны от точки падения РЭП на мишень.

Максимум плотности частиц с момента образования ГПФ и за все время его разлета не меняет своего положения и находится на расстоянии 1...2 мм над местом падения пучка на поверхность мишени. Плотность частиц в точке максимума приближается к плотности частиц в твердом теле. Точка максимума является местом сосредоточения массы вещества, которое взрывным образом выбрасывается из мишени, затем происходит сравнительно медленный разлет этой массы в пространство перед мишенью со скоростью $\sim 5 \cdot 10^5$ см/с.

Под воздействием инерциальных сил до 20% массы разлетающегося ГПФ имеет тенденцию к сосредоточению на геометрической оси кольцевого РЭП (или оси камеры взаимодействия) в результате чего образуется фокус ГПФ, температура и плотность частиц в котором выше, чем в окружающем его пространстве.

По результатам голографических исследований воздействия сильноточных РЭП на сплав 12Х18Н10Т с довольно высокой степенью точности было определено время жизни метастабильного состояния облученного поверхностного слоя, определяемое как время между стартом импульса тока и началом разлета ГПФ. Это время составляло значительное $\sim 2 \cdot 10^{-6}$ с. Такое значение времени жизни метастабильного состояния сплава 12Х18Н10Т было получено и при использовании теневых методов [6].

Полученные сведения о слоях, находящихся в метастабильном состоянии представляют практический интерес для решения вопросов по применению радиационно-пучковой технологии, в том числе и с

помощью микросекундных РЭП, для нанесения радиационно-устойчивых покрытий на конструкционных материалах, а также разработки способов получения аморфизированных слоев при сверхбыстром нагреве и сверхбыстром охлаждении расплавленных поверхностных слоев.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.А. Калинин. *Радиационно-пучковые технологии обработки конструкционных материалов*. // Физика и химия обработки материалов. 2001, № 4, с. 5-16.
2. А.Н. Диденко, А.Е. Лигачёв, Н.Б. Куракин. *Воздействие пучков заряженных частиц на поверхность металла и сплавов*. М.: „Энергоатомиздат”, 1987, 184 с.
3. Ю.В. Ткач, В.Т. Уваров, Н.П. Гадецкий и др. *Получение сильноточных пучков микросекундной длительности с высоким к.п.д.* Харьков: Препринт ХФТИ, 1984, 13 с.
4. Р. Миллер. *Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц*. М.: „Мир”, 1984, 432с.
5. С.С. Бацанов, Б.А. Демидов, Л.И. Рудаков. *Использование сильноточных РЭП для осуществления структурных и химических превращений*. // Письма в ЖТФ, 1979, т.30, вып. 9, с. 611-613.
6. В.Ф. Клепиков, А.Г. Пономарев, Г.В. Скачек и др. *Особенности воздействия сильноточных трубчатых релятивистских электронных пучков на твердое тело*. // Вісник харківського університету. 2000, вып. 1, № 469, с. 56-60.
7. А.Б. Кудрин, П.И. Полухин, Н.А. Чиченев. *Голография и деформация металлов*. М.: „Металлургия”, 1982, 152 с.
8. Д. Холдер, Р. Норт. *Теневые методы в аэродинамике*. М.: „Мир”, 1966, 180с.
9. P.G. Kryshtal, A.G. Tolstolutsky, V.V. Uvarov. *Measurement of gas-plasma Torch Temperature*. // ВАНТ, Серия "Ядерно-физические исследования", 2001, № 1, с. 112-113.