

05.4;07;10;12

©1994

МАСС-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ПУЛЬСИРУЮЩЕГО РАЗЛЕТА ЛАЗЕРНОГО ФАКЕЛА ВО ВНЕШНИЙ ГАЗ

*А.В.Булгаков, А.П.Майоров,
М.П.Предтеченский, А.В.Роцин*

Интерес к исследованию разлета в газовую среду эрозивного факела, образованного при воздействии лазерного излучения умеренной интенсивности ($10^8 - 10^{11}$ Вт/см²) на твердую мишень, связан как с моделированием различных процессов в космофизике, плазмохимии, гидродинамике [1,2], так и с рядом приложений, в которых присутствие газового окружения играет ключевую роль (напыление тонких пленок [3,4], источники кластерных пучков [5], лазерная спектроскопия [6]). Разлет лазерной плазмы в газ активно изучался путем регистрации собственного излучения факела [1,2,6-10]. Эта диагностика, однако, непригодна для достаточно поздних стадий разлета (позднее ~ 100 длительностей лазерного импульса), когда в результате процессов рекомбинации, дезактивации, конденсации излучающих частиц практически не остается.

В настоящей работе сообщается о результатах исследования разлета продуктов лазерного испарения YBaCuO керамики в кислород. Сочетание техники газодинамического молекулярного пучка с масс-спектрометрией позволило

проследить временную эволюцию факела от начала разлета до стадии затухания.

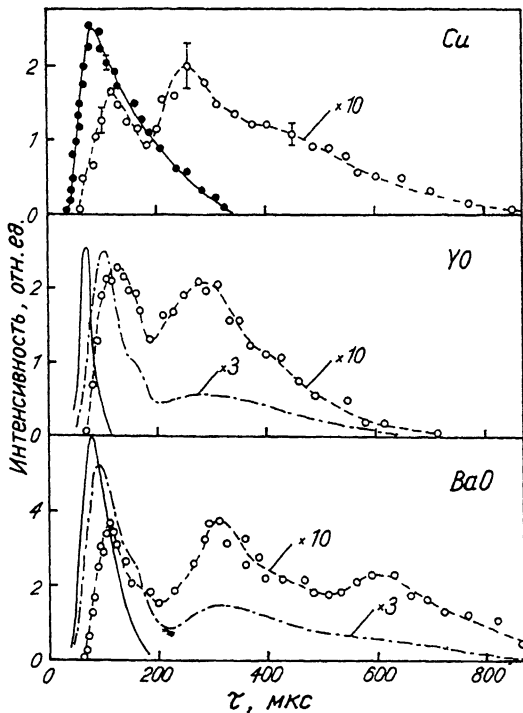
В эксперименте излучение импульсного Nd:YAG лазера (1.06 мкм, 50 нс) с энергией в импульсе $E = 42$ мДж фокусировалось на мишень состава $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ в пятно площадью $\sim 7 \cdot 10^{-3}$ см² (условия облучения типичны для напыления ВТСП пленок [3,4]). Мишень располагалась в камере расширения факела (цилиндр диаметром 6 см, длиной 9 см), давление кислорода в которой варьировалось в диапазоне $p = 0.01 - 60$ Па. Из центральной части факела на расстоянии от мишени $x = 2$ см с помощью конического отборника (скиммера) вырезался пучок, который транспортировался через промежуточную вакуумную секцию (давление $10^{-4} - 10^{-2}$ Па), второй отборник (коллиматор) и откачиваемую автономно высоковакуумную секцию ($10^{-5} - 10^{-4}$ Па) к ионному источнику масс-спектрометра, где на расстоянии от скиммера $L = 17$ см осуществлялась импульсная ионизация частиц пучка электронным ударом (110 эВ, 1 мкс). Отверстие скиммера (диаметр 1.7 мм) служило одновременно для ввода излучения по нормали к мишени. Ионизованные частицы пучка анализировались по массам и скоростям с помощью времяпролетного масс-спектрометра (массовое разрешение ~ 1000 , разрешение по скоростям ~ 50 м/с). Динамика разлета факела во времени исследовалась путем изменения времени задержки τ ионизирующего импульса относительно импульса лазера. Каждый масс-спектр усреднялся по 30–50 лазерным импульсам для увеличения отношения сигнал/шум. Подробнее детали эксперимента описаны в работах [11–13].

Динамика расширения иллюстрируется на рисунке на примере трех наиболее интенсивных пиков в масс-спектре — нейтральных Cu, Y_o и BaO. При разлете в вакуум времяпролетный сигнал $I(\tau)$ имеет форму колокола, зависящую только от распределения частиц по скоростям при условии, что длительность t_0 стадий абляции и газодинамического ускорения, предшествующих инерциальному разлету, много меньше среднего времени пролета до точки измерения τ (в данном случае ~ 100 мкс). Скорости частиц в пределах ошибки измерения равны величине

$$v = (x + L)/\tau \quad (1)$$

для всего диапазона τ , следовательно, $t_0 \leq 1 - 3$ мкс. Передний фронт факела формирует ионы (преимущественно атомарные), имеющие характерную скорость ~ 10 км/с и составляющие 1–5% от всех испаренных частиц [11].

Эволюция сигнала $I(\tau)$ с ростом давления внешнего газа качественно идентична для всех частиц факела. До да-



Времяпролетные распределения частиц факела при давлении кислорода, Па: 0.01 (темные точки или сплошные линии), 25 (штрих-пунктирные линии), 40 (светлые точки).

вления ~ 1 Па кислород практически не оказывает влияния на разлет. При дальнейшем увеличении p сигнал уменьшается по интенсивности, уширяется и сдвигается в сторону больших τ — начинается торможение и термализация частиц факела на внешнем газе. В первую очередь это сказывается на наиболее быстрых частицах. Резко падает концентрация ионов, и при $p = 10$ Па ионы уже не регистрируются (степень ионизации не превышает $10^{-2}\%$). В диапазоне $p = 1 - 10$ Па взаимодействие факела с газом происходит в “режиме рассеяния” (по аналогии с газовыми струями [14]), при этом времяпролетный профиль остается колоколообразным, условие $t_0 \ll \tau$ еще выполняется.

Дальнейшее увеличение давления внешнего газа приводит к радикальному изменению характера расширения (рисунок). В пучке появляется пакет частиц, прилетающих в точку детектирования со значительной задержкой (~ 200 мкс) относительно времени прилета первого пакета. На времяпролетном профиле это проявляется в ви-

де второго “горба” — слабо выраженного при $p = 25$ Па, и отчетливого, соизмеримого по интенсивности с первым, при $p = 40$ Па. Для ВаО — наиболее интенсивного пика в масс-спектре — наблюдается также третья пульсация сигнала. Если для частиц первого пакета скорость и время прилета по-прежнему связаны соотношением (1) (вследствие сверхзвуковой скорости характер разлета ядра факела остается инерциальным), то для более поздних пакетов измерения скорость значительно выше, чем это следует из (1). Так, для молекул ВаО в максимумах пульсаций $v_1 = 1.7$; $v_2 = 0.85$; $v_3 = 0.6$ км/с для $\tau = 110$; 310 и 600 мкс соответственно. Следовательно, задержка прилета частиц связана не с экзотической трансформацией функции распределения по скоростям, а с пульсирующим характером расширения, обусловленным газодинамическим взаимодействием факела с внешним газом. При $p = 40$ Па уже сформирована ударноволновая структура течения [7,9,10], когда практически все испаренное вещество сосредоточено в узком сжатом слое [14,15]. В результате пульсации потока частиц на скиммер оказываются настолько “острыми”, что проявляются на больших временах пролета, несмотря на “размытие” сигнала в пучке из-за распределения по скоростям.

Качественно природу пульсаций можно объяснить следующим образом. Сначала под действием сверхзвукового газового “поршня” во внешнем газе образуется первичная ударная волна. По мере расширения и увеличения противодействия внешнего давления контактная граница, разделяющая факел и газ, тормозится, что приводит к образованию в области продуктов испарения внутренней ударной волны, которая, отражаясь от контакта и центра сгустка, совершает циклические движения. Ранее этот эффект был обнаружен в расчетах ударных волн при взрыве тротила в воздухе [16]. Число пульсаций ограничено диссипацией энергии испаренного сгустка (основная ее часть уносится внешней ударной волной). В условиях данного эксперимента факел “затухает” после третьей пульсации (рисунок). На существование пульсирующих режимов разлета лазерного факела указывалось в работе [15]. Настоящий эксперимент представляет, по-видимому, первое прямое наблюдение таких пульсаций.

Оценим время между пульсациями. Учитывая, что измеряемое время τ складывается из времени пребывания частиц в факеле и времени пролета в пучке, и используя экспериментальные данные для ВаО, получим, что время между первой и второй пульсациями $\Delta\tau_1 = \tau_2 - \tau_1 = L(1/v_2 - 1/v_1) \approx 100$ мкс. Аналогично, время между второй и тре-

твей пульсациями $\Delta\tau_2 \approx 200$ мкс. Эта оценка, предполагающая неизменность вида функции распределения по скоростям и постоянство температуры, является завышенной, поскольку в условиях эксперимента факел будет, очевидно, охлаждаться в процессе взаимодействия с кислородом, имеющим комнатную температуру.

Безусловно, пульсирующий режим разлета факела играет важную роль при лазерном напылении пленок, и его необходимо учитывать при разработке и оптимизации технологий напыления. В частности, колебательный характер движения продуктов абляции позволяет производить напыление на "теневую" поверхность подложки, исключая попадание микрокапель на пленку. Пульсирующее взаимодействие факела с внешним газом (кислородом) способствует эффективному протеканию окислительных процессов при напылении оксидных пленок.

Отметим, что при разлете факела в газ значительно возрастает разброс данных в серии лазерных выстрелов (см. рисунок), что является, по-видимому, проявлением релейтейлоровской неустойчивости контактной границы [2,14].

Работа выполнена при частичной поддержке Научного Совета Российской программы "Высокотемпературная сверхпроводимость", проекты NN 91091 и 91239.

Список литературы

- [1] Басов Н.Г., Крохин О.Н., Склизов Г.В. // Труды ФИАН. 1970. Т. 52. С. 171-197.
- [2] Ананьин О.Б., Быковский Ю.А., Еремин Ю.В. и др. // Квантовая электроника. 1991. Т. 18. N 7. С. 869-872.
- [3] Варламов Ю.Д., Врацкиз В.Ф., Предтеченский М.Р. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 22. С. 2068-2070.
- [4] Dutta B., Wu X.D., Inam A., Venkatesan T. // Solid State Technology. 1989. V. 32. N 2. P. 106-110.
- [5] Jarrold M.F. // J. Cluster Science. 1991. V. 2. N 3. P. 137-181.
- [6] Сузов Л.Т. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. N 2. С. 317-322.
- [7] Ананьин О.Б., Быковский Ю.А., Ступицкий Е.Л., Худавердян А.М. Квантовая электроника. 1987. Т. 14. N 11. С. 2313-2316.
- [8] Баграташвили В.Н., Банищев А.Ф., Казначеева Е.А. // СФХТ. 1989. Т. 2. N 9. С. 145-149.
- [9] Scott K., Huntley J.M., Phillips W.A. et al. // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 57. N 9. P. 922-924.
- [10] Fried D., Kushida T., Reck G.P., Rothe E.W. // J. Appl. Phys. 1993. V. 73. N 11. P. 7810-7817.
- [11] Bulgakov A.V., Mayorov A.P., Predtechensky M.R. et al. // Progress High Temp. Supercond. 1990. V. 22. P. 109-111.
- [12] Предтеченский М.Р., Булгаков А.В., Майоров А.П., Рошин А.В. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 16. С. 43-48.
- [13] Predtechensky M.R., Bulgakov A.V., Mayorov A.P., Roshchin A.V. // Appl. Superconductivity. 1993. V. 1. N 10-12. P. 1995-2003.

- [14] *Чекмарев С.Ф.* Импульсные течения газа в сверхзвуковых соплах и струях. Новосибирск, 1989. 342 с.
- [15] *Предтеченский М.Р., Майоров А.П.* // СФХТ. 1993. Т. 6. N 5. С. 1018-1032.
- [16] *Фонарев А.С., Чернявский С.Ю.* // Изв. АН СССР, МЖГ. 1968. N 5. С. 169-177.

Поступило в Редакцию
25 мая 1994 г.
