

03:09

Времяпролетные характеристики лазерного факела при абляции мишени MnSi в атмосфере аргона

© О.А. Новодворский, В.А. Михалевский, Д.С. Гусев, А.А. Лотин, Л.С. Паршина, О.Д. Храмова, Е.А. Черобыло

Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН — филиал Федерального научно-исследовательского центра „Кристаллография и фотоника“ РАН, Шатура, Московская обл., Россия
E-mail: onov@mail.ru

Поступило в Редакцию 22 сентября 2017 г.

Методом зонда Ленгмюра исследованы времяпролетные характеристики лазерного факела при абляции импульсным излучением с длиной волны 532 nm длительностью 15 ps двухкомпонентной мишени MnSi в вакууме и в атмосфере аргона. Установлено немонотонное влияние давления буферного газа на амплитуду сигнала быстрых частиц факела. Рассмотрены механизмы, определяющие зависимость такого поведения от давления. Определена функция распределения ионов по скоростям в зависимости от давления буферного газа аргона.

DOI: 10.21883/PJTF.2018.06.45773.17054

Импульсное лазерное осаждение (ИЛО), в котором используется явление абляции твердотельных мишеней под действием импульсного лазерного излучения, представляет собой один из наиболее эффективных методов получения тонких пленок [1]. Благодаря большой доле ионов в лазерной плазме [2] метод ИЛО обеспечивает высокую скорость зародышеобразования и позволяет прецизионно регулировать скорость роста пленок, что дает возможность напылять чрезвычайно тонкие сплошные пленки [3]. Существенную роль при импульсном лазерном осаждении тонких пленок играет энергетический спектр ионов [4,5] и нейтральных частиц лазерного факела [6,7], что оказывает влияние на характеристики получаемых пленок. Метод ИЛО дает возможность понизить температуру кристаллизации пленок благодаря высокой энергии частиц в лазерной плазме и обеспечивает сохранение

исходного состава мишени при напылении многокомпонентных веществ [3]. Поэтому определение энергетических параметров факела (энергетического спектра ионов, плотности и углового распределения), а также их зависимость от энергии лазерного импульса и давления буферного газа представляют особый интерес при использовании метода ИЛО для получения тонких пленок [8].

Параметры лазерного факела исследуются различными времяпролетными методами: методом оптической эмиссионной спектроскопии, методом лазерно-индуцированной флуоресценции, зондовым методом. Метод зонда Ленгмюра является сравнительно простым и удобным для определения времяпролетных характеристик заряженных частиц лазерного факела [9]. В ионизированной плазме факела электрический зонд Ленгмюра регистрирует заряженные частицы, которые составляют значительную долю частиц факела [2], обеспечивает при этом высокую локальность измерений и позволяет определить функции распределения по энергии электронов и ионной составляющей факела [10]. Отмечалось, что медленная часть зондового сигнала ионов определяется ионами, распространяющимися совместно с нейтральной частью факела, что позволяет определить кинетическую энергию нейтральной компоненты факела с помощью зондовых измерений [11].

В настоящей работе впервые исследовались времяпролетные характеристики лазерного факела при абляции излучением с длиной волны 532 nm двухкомпонентной мишени MnSi в вакууме и в атмосфере аргона с целью выявления влияния давления буферного газа на времяпролетные характеристики частиц факела. Определена функция распределения ионов по скоростям в зависимости от давления буферного газа аргона.

Эксперименты проводились в вакуумной камере, которая откачивалась турбомолекулярным насосом до давления $p < 10^{-6}$ Torr. Давление аргона в вакуумной камере изменялось от 10^{-5} до 10^{-2} Torr. Лазерная эрозионная плазма создавалась излучением второй гармоники ($\lambda = 532$ nm) YAG-лазера с модулированной добротностью. Длительность импульса на полувысоте составляла 15 ns, энергия в импульсе регулировалась в пределах 25–225 mJ. Излучение фокусировалось на мишень под углом 50° к нормали. Мишень изготавливалась с помощью вакуумного прессования. Пятно фокусировки на мишени имело форму круга площадью 0.5 mm^2 . Зонд Ленгмюра длиной 8 mm изготавливался из вольфрамовой проволоки диаметром 0.4 mm, которая помещалась

в керамическую трубку. Потенциал зонда мог изменяться в пределах ± 18 V. Источником регулируемого напряжения на зонде служил аккумулятор, который одним полюсом через потенциометр подключался к зонду, а другим полюсом через нагрузочный резистор заземлялся. Держатель мишени и стенки вакуумной камеры заземлялись. В экспериментах поддерживался потенциал зонда -9 V. Для стабилизации потенциала зонда во время протекания тока к источнику регулируемого напряжения параллельно подключалась емкость $2.5 \mu\text{F}$. Сопротивление нагрузочного резистора составляло $1 \text{ k}\Omega$. Расстояние мишень–зонд было равно 83 mm . Сигнал с нагрузочного резистора обрабатывался быстродействующим аналого-цифровым преобразователем (АЦП) и записывался в персональном компьютере. Диапазон измеряемых напряжений АЦП составлял ± 5 V, период оцифровки АЦП — $0.1 \mu\text{s}$. Отсчет времени прихода зарядов на зонд производился от момента генерации лазерного импульса, регистрируемого быстродействующим фотодиодом, сигнал с которого подавался на триггерный вход АЦП. Зонд размещался в вакуумной камере на оси разлета факела, а его ось была расположена перпендикулярно оси разлета факела.

Времяпролетные кривые зондового сигнала при абляции мишени MnSi характеризуются наличием двух максимумов. Для некоторых значений давления аргона в камере эти кривые представлены на рис. 1. На времяпролетных кривых четко видны два пика: первый формируется быстрыми ионами двойного слоя, а второй — медленными ионами. В первой группе ионы движутся со средней скоростью в максимуме от 25 до 12 km/s в зависимости от давления буферного газа, а во второй группе — со средней скоростью от 2.6 до 2.4 km/s , которая также снижается при увеличении давления аргона. При этом амплитуда сигнала в каждом из пиков ведет себя по-разному при изменении давления аргона. Для первого пика эта зависимость имеет немонотонный характер. Зависимость амплитуды зондового сигнала в первом пике от давления буферного газа аргона представлена на рис. 2, а.

До давления 16 mTorr амплитуда сигнала возрастает практически линейно, а при дальнейшем увеличении давления аргона до 60 mTorr наблюдается его спад по степенному закону. Это связано с тем, что на величину зондового сигнала оказывают влияние два процесса: рассеяние ионов на атомах буферного газа, приводящее к снижению амплитуды, и увеличение концентрации ионов из-за появления новых ионов в результате ионизации атомов аргона при столкновении с

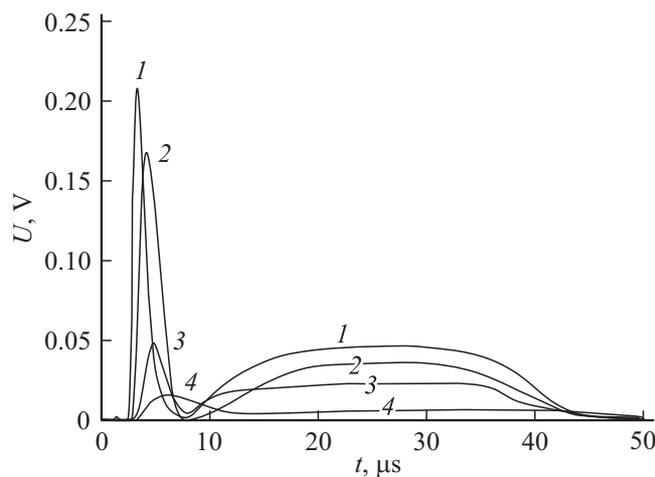


Рис. 1. Времяпролетные кривые зондового сигнала при абляции мишени MnSi при давлениях аргона в камере $5.4 \cdot 10^{-4}$ (1), $2.4 \cdot 10^{-2}$ (2), $4.8 \cdot 10^{-2}$ (3) и $6.0 \cdot 10^{-2}$ Torr (4). Плотность энергии на мишени 4.5 J/cm^2 .

ионами марганца и кремния, обладающими энергией, достаточной для ионизации атома аргона, потенциал ионизации которого составляет 15.76 eV [12]. На основе времяпролетных кривых были проведены оценки кинетической энергии ионов марганца и кремния в максимуме первого пика, которая составляет 31 eV для ионов марганца и 16 eV для ионов кремния при низких давлениях аргона. В максимуме второго пика она составляет 3.2 и 1.6 eV соответственно.

Оценки показывают, что до давления аргона порядка 10 mTorr длина свободного пробега ионов марганца и кремния превышает расстояние между зондом и мишенью, и количество ионизирующих столкновений для высокоэнергетических ионов будет пропорционально возрастать при увеличении концентрации атомов буферного газа, что и наблюдается в эксперименте. Рассеяние медленных ионов, концентрация которых выше, не приводит к заметному снижению амплитуды сигнала во втором пике при давлениях буферного газа до 10 mTorr . При повышении давления буферного газа от 10 до 48 mTorr концентрация ионов в факеле монотонно снижается (рис. 2, *b*).

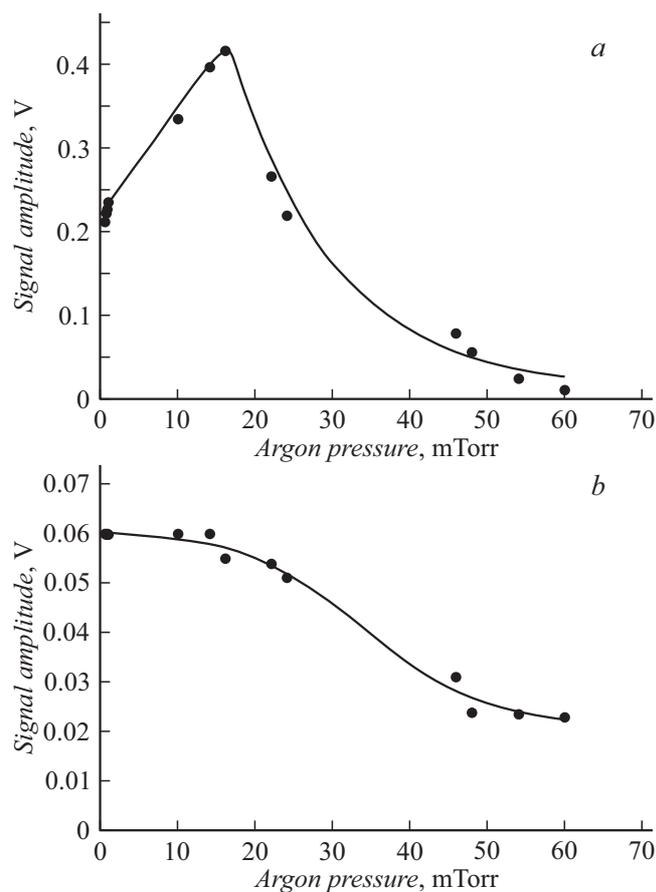


Рис. 2. Зависимость амплитуды первого (*a*) и второго (*b*) пика времяпролетного зондового сигнала MnSi от давления аргона. Точки — эксперимент, линия — аппроксимация.

При дальнейшем повышении давления амплитуда сигнала спадает более медленно, и при давлении 100 mTorr зондовый сигнал исчезает. Можно сказать, что при этом давлении буферного газа аргона частицы факела приобретают тепловые скорости.

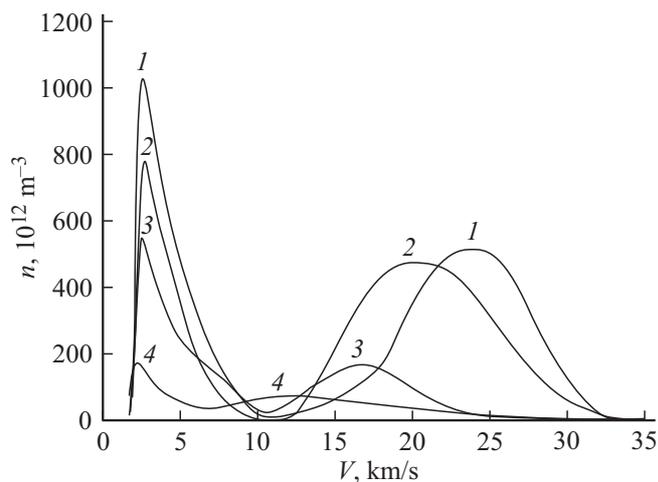


Рис. 3. Функции распределения концентрации заряженных частиц по скорости разлета при давлениях буферного газа аргона в вакуумной камере: $5.4 \cdot 10^{-4}$ (1), $2.4 \cdot 10^{-2}$ (2), $4.8 \cdot 10^{-2}$ (3) и $6.0 \cdot 10^{-2}$ Торр (4).

Столкновения частиц факела с атомами буферного газа приводят к задержке времени прихода ионов на зонд. При изменении давления аргона от $5.4 \cdot 10^{-4}$ до $6.0 \cdot 10^{-2}$ Торр задержка максимума первого пика увеличилась от 8 до $11.2 \mu\text{s}$, а второго пика — от 25 до $35 \mu\text{s}$. Это указывает на снижение энергии частиц факела в результате столкновений с атомами буферного газа.

Времяпролетный сигнал тока на зонд дается выражением [13]

$$i(t) = 0.5 \cdot s \cdot e \cdot n(t) \cdot v,$$

где s — площадь боковой поверхности зонда, e — заряд электрона, v — скорость ионов около зонда. С учетом эффективной боковой поверхности зонда [14] времяпролетный сигнал может быть преобразован для каждого значения t в распределение плотности зарядов $n(t)$ в пролетающем мимо зонда факеле

$$n(t) = 2 \cdot i(t) \cdot t / (s \cdot e \cdot l),$$

где l — расстояние от мишени до зонда.

Отсюда были получены функции распределения концентрации заряженных частиц по скорости разлета для различных значений давления буферного газа аргона в вакуумной камере, которые представлены на рис. 3.

Как видно из рис. 3, с увеличением давления аргона амплитуда в максимумах пиков обеих групп ионов снижается, что определяется рассеянием на атомах инертного газа. При этом почти в 2 раза уменьшается и средняя скорость быстрых ионов от 23.7 km/s при давлении $5.4 \cdot 10^{-4}$ Torr до 12.0 km/s при давлении 60 mTorr. Средняя скорость медленных ионов, концентрация которых выше, также падает, но значительно слабее, от 2.6 до 2.2 km/s. Обращает на себя внимание то, что полуширина распределения по скорости в группе быстрых ионов растет, а в группе медленных ионов она снижается от 2.7 до 2.1 km/s.

Изменение плотности энергии на мишени также влияет на задержку и амплитуду зондового сигнала. Увеличение плотности энергии приводит к уменьшению величины задержки и увеличению амплитуды сигнала. Интеграл по времени от величины тока зондового сигнала дает значение полного заряда, прошедшего на зонд. Эта величина имеет линейный характер зависимости от плотности энергии лазерного излучения на мишени в нашем диапазоне исследований.

Таким образом, зондовые исследования эрозионного лазерного факела от мишени MnSi показали, что он имеет сложную структуру, изменяется с давлением буферного газа и может влиять на режимы осаждения тонких пленок MnSi. Немонотонная зависимость амплитуды зондового времяпролетного сигнала от давления аргона для высокоэнергетических частиц факела определяется ионизацией атомов аргона на участке возрастания амплитуды сигнала при низких давлениях и рассеянием ионов на атомах аргона при увеличении давления буферного газа. Эффект увеличения амплитуды сигнала наблюдается при давлениях, когда длина свободного пробега ионов факела с энергией, превышающей потенциал ионизации атома аргона, соизмерима с расстоянием от зонда до мишени.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 17-07-00615, 15-29-01171 и 16-29-05385).

Список литературы

- [1] *Chrisey D.B., Hubler G.K.* Pulsed laser deposition of thin films. N.Y.: John Wiley and Sons, 1994. 648 p.
- [2] *Witke T., Ziegele H.* // Surf. Coat. Technol. 1997. V. 97. N 1-3. P. 414–419.
- [3] *Панченко В.Я., Новодворский О.А., Голубев В.С.* // Наука и технологии в промышленности. 2006. № 4. Ч. 1. С. 39–51.
- [4] *Saenger K.L.* // J. Appl. Phys. 1991. V. 70. N 10. P. 5629–5635.
- [5] *Паршина Л.С., Лотин А.А., Зуев Д.А., Хайдуков Е.В., Храмова О.Д., Шорохова А.В., Новодворский О.А., Панченко В.Я.* // Перспективные материалы. 2013. № 14. С. 255–261.
- [6] *Nikolaev S.N., Semisalova A.S., Rylkov V.V., Tugushev V.V., Zenkevich A.V., Vasiliev A.L., Pashaev E.M., Chernoglazov K.Yu., Chesnokov Yu.M., Likhachev I.A., Perov N.S., Matveyev Yu.A., Novodvorskiy O.A., Kulatov E.T., Bugaev A.S., Wang Y., Zhou S.* // AIP Advances. 2016. V. 6. N 1. P. 015020.
- [7] *Старинский С.В., Шухов Ю.Г., Булгаков А.В.* // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. № 8. С. 45–52.
- [8] *Novodvorsky O.A., Khramova O.D., Wenzel C., Bartha J.W., Filippova E.O.* // J. Appl. Phys. 2003. V. 94. N 5. P. 3612–3619.
- [9] *Новодворский О.А., Филиппова Е.О., Храмова О.Д., Шевелев А.К., Венцель К., Барта И.* // Квантовая электроника. 2001. Т. 31. № 2. С. 159–163.
- [10] *Novodvorsky O.A., Wenzel C., Bartha J.W., Khramova O.D., Filippova E.O.* // Opt. Lasers Eng. 2001. V. 36. N 3. P. 303–311.
- [11] *Новодворский О.А., Храмова О.Д., Филиппова Е.О., Сагдеев Р.Я., Шевелев А.К., Барта И.В., Венцель К.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2002. Т. 66. № 6. С. 935–938.
- [12] *Физические величины: Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова.* М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
- [13] *Kelly R., Dreyfus W.* // Surf. Sci. 1988. V. 198. N 1-2. P. 263–276.
- [14] *Кузнецов В.Г.* // Вакуумная техника и технология // 2007. Т. 17. № 4. С. 297–301.