

04;07;12

Управление энергетическим спектром ионов в модифицированном методе импульсного лазерного напыления на пересекающихся факелах

© *Е.В. Хайдуков, О.А. Новодворский, В.В. Рочева, А.А. Лотин, Д.А. Зуев, О.Д. Храмова*

Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Шатура
E-mail: khaydukov@mail.ru

Поступило в Редакцию 15 сентября 2010 г.

Методом зонда Ленгмюра получены времяпролетные кривые ионных токов на зонд в плазменном пучке, образованном пересекающимися факелами от двух мишеней кремния по направлению биссектрисы угла между исходными факелами. Впервые обнаружено изменение энергетического спектра плазменного пучка, сформированного при пересечении двух эрозийных факелов посредством изменения угла между ними. Сообщается о разработке модифицированного метода импульсного лазерного напыления на пересекающихся эрозийных факелах, который позволяет в широком диапазоне управлять энергией осаждаемых частиц.

В настоящее время возрос интерес исследователей к проблемам получения пленочных наноструктур. Разработка дешевой технологии получения ультратонких пленок позволила бы внедрить в уже существующие „кремниевые“ технологии процесс создания многослойных структур, в состав которых входят кремниевые слои (материалы для спинтроники, солнечные элементы) [1–3]. Одним из эффективных способов формирования эпитаксиальных тонких пленок является метод импульсного лазерного напыления [3,4], в котором осаждение производится из неравновесной плазмы. Кинетическая энергия ионов существенно влияет на процесс формирования и свойства получаемой пленки (тип кристаллической структуры, размер кристаллов, адгезия, эпитаксия и др.) [5]. Поэтому важной характеристикой процесса импульсного лазерного напыления является контроль и управление энергетическим

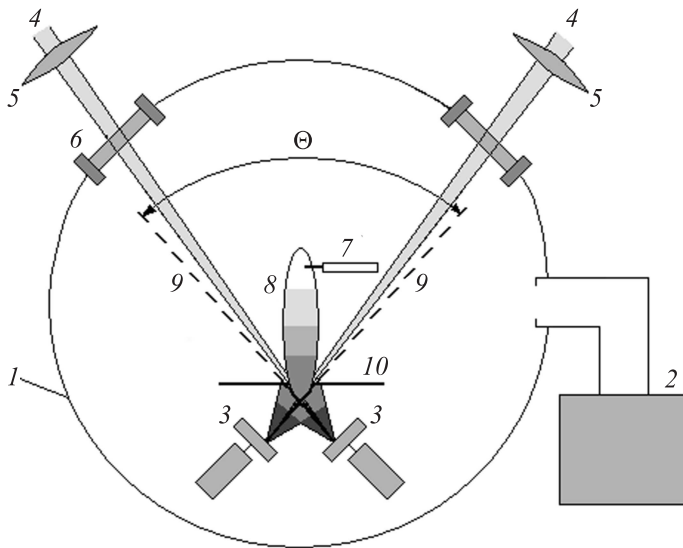


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

спектром факела, в частности энергетическим спектром ионов [4–7], непосредственно в процессе роста тонкой пленки.

В настоящей работе времяпролетным методом зонда Ленгмюра получены времяпролетные кривые (ВПК) ионного тока на зонд, из анализа которых определялись распределения по скоростям ионов в плазменном пучке, сформированном пересекающимися факелами при одновременной абляции двух мишеней кремния излучения АУГ: Nd^{3+} -лазера с длиной волны излучения $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$. Впервые демонстрируется возможность управления энергетическим спектром осаждаемых ионов в методе пересекающихся факелов, посредством изменения угла между осями исходных факелов.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Эксперименты проводились в вакуумной камере 1, которая откачивалась турбомолекулярным насосом 2 до давления 10^{-6} Торр. Мишени 3 в виде дисков из монокристаллического кремния закреплялись в оправе и вращались для однородности выработки. Излучение лазера делилось на два равных пучка 4, которые при помощи линз 5 через окна вакуумной

камеры 6 фокусировались на поверхности мишеней. Длительность лазерного импульса составляла 15 ns, энергия в импульсе до 500 mJ. Зонд Ленгмюра 7 длиной 5 mm изготавливался из вольфрамовой проволоки диаметром 0.16 mm. Зонд располагался перпендикулярно оси плазменного пучка 8. Перемещение зонда в вакуумной камере осуществлялось дистанционно вдоль оси пучка. Потенциал зонда составлял -18 V , что обеспечивало работу зонда в режиме насыщения ионного тока. Источником напряжения на зонде служила батарея аккумуляторов, которая одним полюсом подключалась к зонду, а другим полюсом через нагрузочный резистор заземлялась. Для стабилизации потенциала зонда во время протекания тока источник напряжения шунтировался емкостью $2.5\text{ }\mu\text{F}$. Ток зонда регистрировался на резисторе утечки $1\text{ k}\Omega$ с использованием быстродействующей платы аналогово-цифрового преобразователя (АЦП) AT-5102 фирмы International Instruments и записывался на ПК. Отсчет времени прихода зарядов на зонд производился от момента генерации лазерного импульса, регистрируемого фотодиодом, сигнал с которого подавался на канал запуска АЦП. На полученных графиках ВПК за условную единицу тока принимается величина 1 mA .

В схеме пересекающихся факелов угол Θ между осями факелов 9, которые лежали в одной плоскости, изменялся от 180 до 70° ; при угле 180° оси совпадали и факелы разлетались навстречу друг другу. Перпендикулярно биссектрисе угла Θ устанавливался неподвижный экран 10 с отверстием, диаметр которого выбирался так, чтобы исключить прямую видимость точек абляции мишеней с места расположения зонда при изменении угла Θ в указанном диапазоне. Этим исключалось прямое попадание на зонд заряженных частиц от исходных факелов.

Ранее нами было показано, что при абляции одной мишени кремния скорость разлета лидирующей группы ионов не зависит от расстояния до мишени, а времяпролетные кривые ионов эрозионного факела представляют собой сумму одномерных распределений Максвелла по скоростям для нескольких групп ионов [8].

В настоящей работе получены ВПК ионного зондового тока отклоненного пучка, образованного при пересечении факелов под разными углами и при различных плотностях энергии на мишенях кремния. При изменении плотности энергии на мишени кремния от 8 до 50 J/cm^2 форма ВПК не изменялась. На рис. 2 представлены экспериментальные ВПК отклоненного пучка, образованного после пересечения исходных

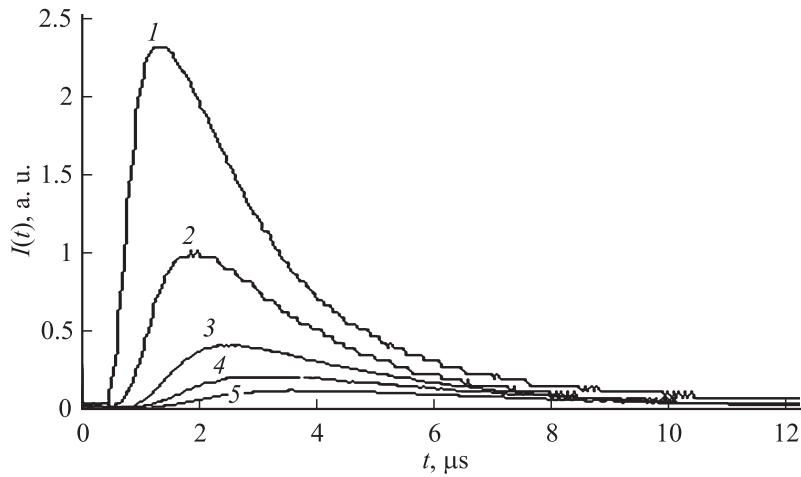


Рис. 2. Зондовые ВПК плазменного пучка, образованного при пересечении двух факелов, на разных расстояниях зонда от диафрагмы: 1 — 10 mm, 2 — 30 mm, 3 — 50 mm, 4 — 70 mm, 5 — 90 mm.

факелов под углом 90° при разных положениях зонда относительно диафрагмы при плотности энергии на мишенях 32 J/cm^2 . Амплитуда ВПК спадала обратно пропорционально квадрату расстояния, а время прихода максимума ВПК изменялось линейно при изменении положения зонда, что свидетельствует об инерциальном разлете заряженных частиц плазменного пучка. Асимметрия зондовых ВПК связана с неравновесным распределением ионов по скоростям в пучке [7].

При изменении угла Θ между осями исходных факелов максимум ВПК отклоненного пучка сдвигается. Рис. 3, *a* демонстрирует сдвиг максимума ВПК отклоненного пучка при изменении угла Θ . Учитывая скорость разлета ионов до момента пересечения и зная путь, пройденный ионами до и после пересечения, можно вычислить скорости отклоненных ионов после взаимодействия. Это позволяет определить изменение кинетической энергии в максимуме распределения ионов (для наиболее вероятной скорости) в отклоненном пучке при изменении угла Θ , которое представлено на рис. 3, *b*. Видно, что при изменении угла от 180 до 70° между осями факелов энергия изменяется от 80 до 480 eV при плотности энергии на мишени 32 J/cm^2 . Для сравнения

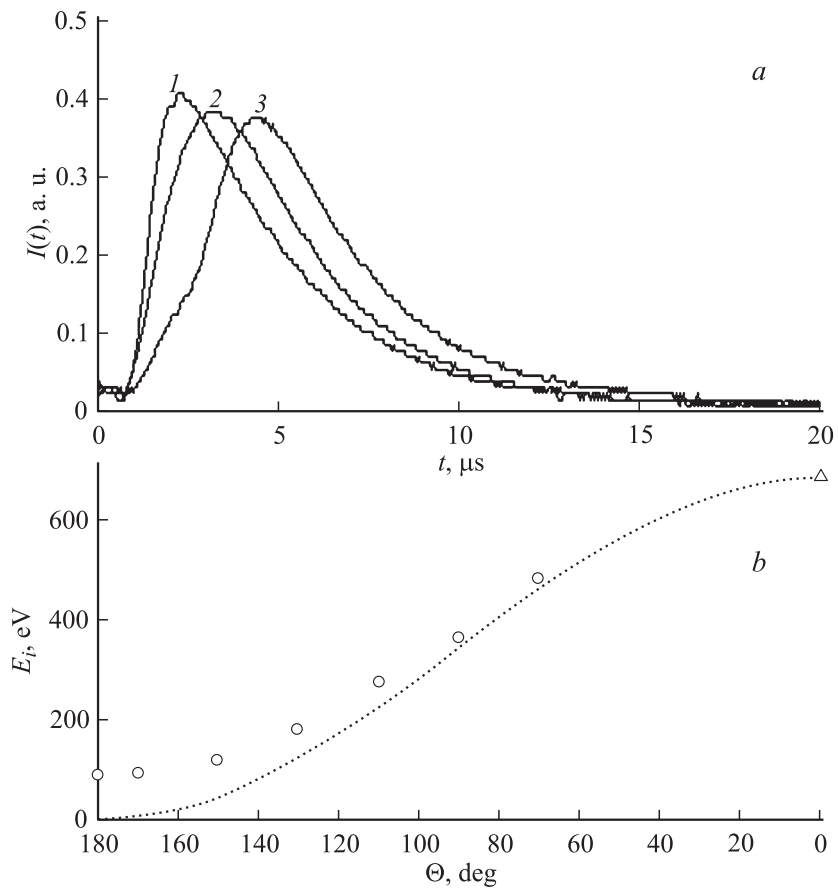


Рис. 3. Зондовые ВПК отклоненного плазменного пучка при изменении угла Θ между осями исходных факелов (а): 1 — 170° , 2 — 130° , 3 — 90° . Зависимость кинетической энергии E_i в максимуме распределения ионов отклоненного плазменного пучка от угла Θ между осями исходных факелов (б): круги — эксперимент, пунктир — расчет, треугольник — начальная энергия ионов.

на рис. 3, б приведено значение энергии в максимуме распределения ионов при абляции только одной мишени кремния (точка обозначена на рис. 3, б треугольником) при прочих равных условиях, которая равна

680 eV. Погрешность определения кинетической энергии не превышает размеров обозначений экспериментальных результатов.

Мы рассмотрели простую модель упруго-неупругого столкновения, когда проекция скорости сталкивающихся ионов, параллельная биссектрисе угла Θ , сохраняется, а доля энергии, соответствующая лобовому столкновению, уходит в тепло и во внутренние степени свободы. Тогда кинетическая энергия ионов в отклоненном пучке будет определяться простым выражением:

$$E_i(t, \Theta) = E_0(t) \cos^2 \frac{\Theta}{2},$$

где $E_0(t)$ — кинетическая энергия ионов до взаимодействия, Θ — угол между осями исходных факелов. На рис. 3, *b* пунктиром приведена расчетная кривая для энергии частиц в отклоненном пучке. Характер изменения энергии отклоненных ионов качественно согласуется с предложенной моделью. Количественное различие экспериментальных данных при больших значениях угла Θ связано с наличием дисперсии разлета частиц в исходных факелах. Дополнительное увеличение энергии частиц отклоненного пучка может быть вызвано нагревом области пересечения исходных факелов при неупругих столкновениях, как показано в модели, учитывающей весь комплекс ионизационно-рекомбинационных процессов и поуровневой кинетики [9].

Таким образом, в проведенных исследованиях на примере кремния было установлено, что в плазменном пучке, образованном пересекающимися факелами при абляции двух мишеней, кинетическая энергия заряженных частиц зависит от угла пересечения факелов. Это позволяет в широком диапазоне управлять энергией осаждаемых частиц в процессе импульсного лазерного напыления.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 09-08-00291, 09-02-12108, 09-02-01298, 09-07-12151.

Список литературы

- [1] Bolduc M., Awo-Affouda C., Stollenwerk A., Huang M.B., Ramos F.G., Agnello G., LaBella V.P. // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. P. 033302-05.
- [2] Mai H., Dietsch R., Holz T., Voellmar S., Hopfe S., Scholz R., Weissbrodt P., Krawietz R., Wehner B., Eichler H., Wendrock H. // Proceedings of SPIE. 1994. V. 2253. P. 268–279.

- [3] *Yasuda S., Chikyow T., Inoue S., Matsuki N., Miyazaki K., Nishio S., Kakihana M., Koinuma H.* // *Appl. Phys. A.* 1999. V. 69. P. S925–S927.
- [4] *Панченко В.Я., Новодворский О.А., Голубев В.С.* // *Наука и технологии в промышленности.* 2006. № 4. Ч. 1. С. 39–51.
- [5] *Saenger K.L.* // *J. Appl. Phys.* 1991. V. 70. P. 5629–5635.
- [6] *Eason R.* *Pulsed laser deposition of thin films: Applications-LED growth of functional materials.* Hoboken. N.J.: Wiley-Interscience, 2007. 682 p.
- [7] *Новодворский О.А., Филиппова Е.О., Храмова О.Д., Шевелев А.К., Венциль К., Барта И.* // *Квантовая электроника.* 2001. Т. 31. № 2. С. 159–163.
- [8] *Хайдуков Е.В., Новодворский О.А., Лотин А.А., Рочева В.В., Храмова О.Д., Панченко В.Я.* // *ЖТФ.* 2010. Т. 80. В. 4. С. 59–63.
- [9] *Бегимкулов У.Ш., Брюнеткин Б.А., Дякин В.М., Колдашов Г.А., Репин А.Ю., Ступицкий Е.Л., Фаенов А.Я.* // *Квантовая электроника.* 1991. Т. 18. № 7. С. 877–881.