

04;12

Управление ионными потоками полями поверхностной ионно-звуковой волны

© Н.А. Азаренков, А.А. Бизюков, А.В. Гапон, И.Б. Денисенко

Харьковский государственный университет

Поступило в Редакцию 22 апреля 1997 г.

Впервые показано, что ПИЗВ могут быть применены для полировки, травления и нанесения покрытия. Предлагаемый метод обработки поверхностей прост и удобен, так как устройство для его реализации негромоздко и может быть легко изготовлено. По сравнению с использованием обычных ионных пучков предлагаемый метод обработки поверхностей позволяет получить большие токи частиц на обрабатываемую поверхность, что должно увеличить эффективность обработки материалов. Кроме того, возбуждаемые ПИЗВ являются собственными волнами, что само по себе уменьшает энергозатраты.

Плазменные системы на поверхностных волнах (ПВ) имеют большие перспективы использования для целей плазменных технологий [1–3]. В данной работе исследуется применение ПВ для управления ионными потоками из плазмы на поверхность с целью оптимизации ионно-плазменных процессов полировки, травления и нанесения покрытий.

Пусть однородная плазма занимает полупространство $x < 0$, а вакуум — область $x > 0$. Обрабатываемая поверхность находится от границы плазмы с вакуумом на расстоянии $x = 1/\kappa$, где $1/\kappa$ — глубина проникновения поля ПВ в вакуум. Отметим, что при таком расположении поверхности она практически не будет оказывать влияния на поле ПВ, так как последнее на расстоянии $1/\kappa$ уменьшается в e раз. В реальных условиях вместо вакуумной прослойки между плазмой и поверхностью существует переходной слой, который в первом приближении часто моделирует вакуумной областью [4], что и сделано в настоящей задаче.

Будем рассматривать волновые возмущения поверхностного типа, распространяющиеся вдоль границы раздела плазма–вакуум (оси z), амплитуда которых убывает при удалении от этой границы. Зависимость всех возмущений от времени t и координаты z выбираем в виде $\vec{A}(\vec{r}, t) = \vec{A}(x) \exp(i(k_3 z - \omega t))$, где k_3 — проекция волнового вектора

на ось z , ω — частота волны. Если температура электронов T_e много больше температуры ионов T_i , то в области частот $\omega < \Omega_i/\sqrt{2}$ (где $\Omega_i = \sqrt{4\pi e^2 n_0/m_i}$ — ионная плазменная частота; e, n_0, m_i — заряд, концентрация, масса ионов плазмы соответственно) в рассматриваемой структуре может распространяться поверхностная ионно-звуковая волна (ПИЗВ) [4]. Дисперсионное уравнение для ПИЗВ в рассматриваемой структуре имеет вид

$$k_3 \approx -\varepsilon_i q_1, \quad (1)$$

где $\varepsilon_i = 1 - \Omega_i^2/\omega^2$; $q_1^2 = k_3^2 + 1/(r_D^2 \varepsilon_i)$, $r_D = v_{Te}/\Omega_e$, $\Omega_e = \sqrt{4\pi e^2 n_0/m_e}$, m_e — масса электрона, $v_{Te} = (\gamma T_e/m_e)^{1/2}$ — средняя тепловая скорость электронов, γ — показатель адиабаты.

Из уравнений Максвелла и уравнений квазигидродинамики можно получить системы уравнений, описывающие движение ионов в поле ПИЗВ с учетом дополнительного вытягивающего поля, сосредоточенного в вакуумной области:

в вакууме при $x > 0$:

$$m_i \frac{d^2 x}{dt^2} = e \varepsilon_i B \exp(-k_3 x) \cos(k_3 z - \omega t) + e E_0, \quad (2)$$

$$m_i \frac{d^2 z}{dt^2} = e \varepsilon_i B \exp(-k_3 x) \sin(k_3 z - \omega t);$$

в приграничной области:

$$m_i \frac{d^2 x}{dt^2} = e \frac{B}{2} (\varepsilon_i \exp(-k_3 x) + \exp(q_1 x)) \cos(k_3 z - \omega t) + e E_0/2, \quad (3)$$

$$m_i \frac{d^2 z}{dt^2} = -e B \frac{k_3}{q_1} \exp(q_1 x) \sin(k_3 z - \omega t);$$

в плазме при $x < 0$:

$$m_i \frac{d^2 x}{dt^2} = e B \exp(q_1 x) \cos(k_3 z - \omega t), \quad (4)$$

$$m_i \frac{d^2 z}{dt^2} = -e B \frac{k_3}{q_1} \exp(q_1 x) \sin(k_3 z - \omega t), \text{ где } B \text{ — амплитуда волны.}$$

Наличие разности потенциалов между плазмой и обрабатываемой поверхностью дает дополнительную возможность варьировать параметры ионного потока, вытягиваемого из плазмы ПИЗВ.

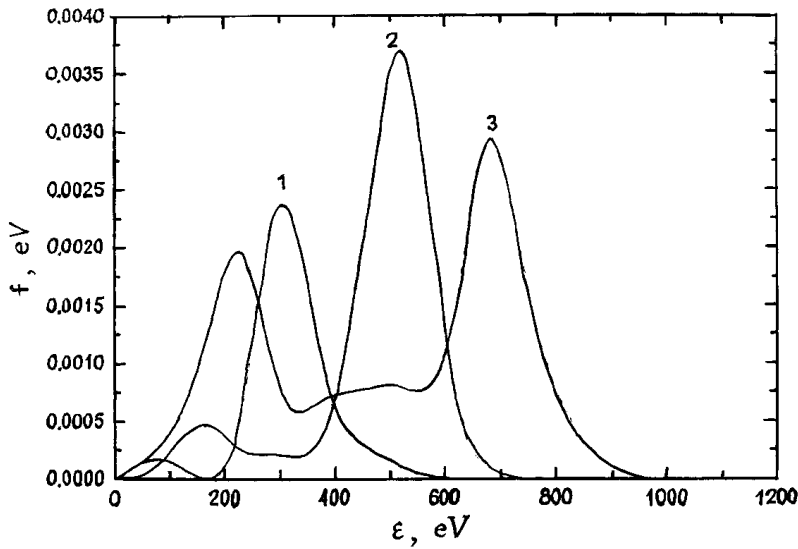


Рис. 1. Функция распределения по энергиям ионов, падающих на обрабатываемую поверхность.

Используя системы уравнений (2)–(4) и (1), для аргоновой плазмы было проведено исследование движения ионов в поле ПИЗВ.

На рис. 1 представлены функции распределения $f(\varepsilon)$ по энергиям частиц, достигающих обрабатываемой поверхности при различных соотношениях между амплитудой ПИЗВ и величиной вытягивающего поля ($\int_0^{\infty} f(\varepsilon) d\varepsilon$ равен отношению числа частиц, достигших поверхность, к общему числу ускоряемых частиц). Все три кривые получены при следующих параметрах: $\omega/2\pi = 4 \cdot 10^4$ Hz, $A^v = 300$ eV; $n_0 = 10^{12}$ cm $^{-3}$; $T_e = 3$ eV, где $A^v = |\varepsilon_i B|$. В случае отсутствия вытягивающего поля распределение частиц по энергиям представлено кривой 1. Функция распределения имеет ярко выраженный пик. При увеличении вытягивающего поля до $E_0 = 0.5 A^v$ (кривая 2) вид функции распределения практически остается прежним, но увеличивается средняя энергия частиц, достигающих поверхность, и пик функции распределения

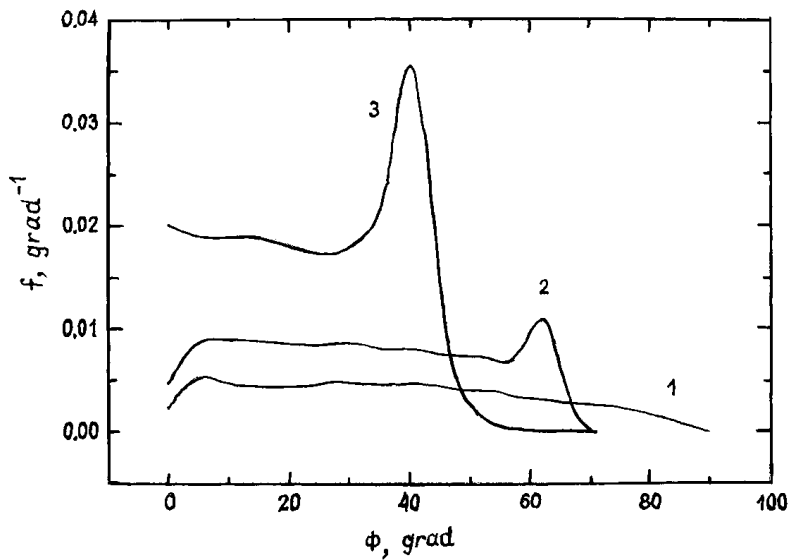


Рис. 2. Функция распределения по углам падения на обрабатываемую поверхность.

смещается в сторону более высоких энергий. При этом количество частиц, достигающих поверхность, увеличивается примерно вдвое по сравнению со случаем, когда отсутствует вытягивающее поле. При приложении вытягивающего поля до $E_0 = A^v$ (кривая 3) изменяется вид функции распределения (функция распределения уже имеет два пика).

На рис. 2 представлены функции распределения $f(\varphi)$ по углам падения на обрабатываемую поверхность. $\int_0^{\pi/2} f(\varphi) d\varphi$ равен отношению числа частиц, достигших поверхность, к общему числу ускоряемых частиц. Функции $f(\varphi)$ построены при тех же параметрах, что и кривые на рис. 1. Кривая 1 соответствует случаю $E_0 = 0$; 2 — $E_0 = 0.5A^v$; 3 — $E_0 = A^v$. Из рисунка видно, что при отсутствии вытягивающего поля зависимость $f(\varphi)$ является практически постоянной, т.е. при $E_0 = 0$ нет одного ярко выраженного направления движения частиц.

При ускоряющем поле $E_0 = 0.5 A^v$ частицы с углами падения больше 75° отсутствуют, но увеличивается общее число частиц, падающих на поверхность. При этом функция распределения в области $5 < \varphi < 60^\circ$ является практически постоянной величиной. При дальнейшем увеличении вытягивающего поля до $E_0 = A^v$ (кривая 3) частицы достигают поверхности под углами, меньшими чем 50° . При этом достаточно большое количество летит под углами, близкими к 40° .

Таким образом, из результатов исследования движения ионов в поле ПИЗВ следует, что структура плазма–переходный слой–поверхность при распространении ПИЗВ представляет собой эффективную ионно-оптическую систему для широкого диапазона параметров ионных потоков. Соответствующим выбором частоты ПИЗВ, концентрации заряженных частиц, температуры электронов, амплитуды поля ПИЗВ и напряженности дополнительного вытягивающего поля можно добиться формирования ионных потоков на поверхность с различными угловыми параметрами и средней энергией.

1) При отсутствии дополнительного вытягивающего поля поверхности достигают порядка 50% от общего числа частиц. При этом они бомбардируют поверхность практически равномерно во всем диапазоне углов. Ионный поток в данном случае особенно эффективен для ионно-плазменной полировки поверхностей [5].

2) Если вытягивающее поле меньше амплитуды ПИЗВ, происходит формирование ионного потока, в котором более половины ионов, вытягиваемых из плазмы, достигают поверхности под углами $30-70^\circ$. Ионные потоки с такими углами падения находят свое применение при изготовлении методами ионного травления поверхностных голографических решеток с косоугольным профилем [6].

3) При вытягивающем поле порядка амплитуды ПВ формируется ионный поток, в котором основная доля частиц достигает поверхности под углами $10-40^\circ$. Применение ионных потоков с такими углами падения в технологиях плазменно-стимулированного осаждения тонких пленок, возможно, решит проблему осаждения тонких пленок на ступеньки резкого профиля, характерные для технологического рельефа микроэлектронных приборов. Применение ионных потоков с преимущественным углом падения $10-40^\circ$ при травлении тонких пленок исключает образование канавок и переосаждение материала на отвесных ступеньках рельефа при вертикальном профиле травления [7,8].

Список литературы

- [1] *Margot J. & Moisan M.* Microwave Discharges: Fundamentals and Applications / Ed. by Ferreira C.M. & Moisan M. NATO ASI Series, Plenum. N.Y., 1993. V. B. 302. P. 141.
- [2] *Aliiev Yu. M., Ivanova K.M., Moisan M., Shivarova A.P.* // Plasma Sources Sci. Technol. 1993. V. 2. P. 145–152.
- [3] *Borges C.F.M., Moisan M., Gicquel A.* // Diamond and Related Materials. 1995. V. 4. P. 149–154.
- [4] *Кондратенко А.Н.* Поверхностные и объемные волны в ограниченной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1985. 232 с.
- [5] *Хит Б.А., Мейер Т.М.* Плазменная технология в производстве СБИС / Под ред. Н. Айспрука, Д. Брауна. М.: Мир, 1987. С. 322.
- [6] *Matsui S., Yamato T., Aritome H., Namba S.* // Jpn. J. Appl. Phys. 1980. V. 19 L. P. 126.
- [7] *Somekh S.* // J. Vac. Sci. Technol. 1976. V. 13. P. 1003.
- [8] *Lee R.E.* // J. Vac. Sci. Technol. V. 16. P. 164.