

УДК 537.87

Динамика распространения продуктов лазерной абляции с последующим процессом напыления

Н. С. Захаров, В. В. Руденко

Центральный физико-технический институт, г. Сергиев Посад-7
Московской обл., Россия

Приведены результаты численных расчетов лазерного напыления паров кремния. Задача решается в двумерной центрально-симметричной постановке для лазерного импульса, характеризующегося острой фокусировкой пучка на мишень. Решение получено для длительностей лазерного импульса, сопоставимой со временем, характеризующим время, необходимое для достижения продуктами абляции поверхности напыления. Исследовались режимы абляции как без возникновения экранировки падающего излучения, так и с интенсивной экранировкой.

Модель

В ряде случаев процессы лазерной абляции с образованием и распространением образовавшегося газового (плазменного) облака заканчиваются осаждением этих паров на твердые мишени в виде тонкой пленки. Этот эффект может использоваться для получения и обработки многослойных металлических зеркал, создания различных пленок в полупроводниковых технологиях и т. п. При этом качество и характер напыления будут существенным образом определяться газодинамикой распространения плазменного облака. В ряде подходов [1, 2] предпочтение отдавалось короткоимпульсным (порядка наносекунд) режимам воздействия, при которых поглощенная за время импульса в небольшом объеме внутренняя энергия трансформировалась в кинетическую на инерционной стадии разлета плазменного облака. Размеры плазменного факела на неинерционной стадии разлета при этом были существенно меньше расстояния между подвергающейся облучению мишенью и напыляемой подложкой. Однако в ряде случаев определенный интерес могут представлять режимы лазерного воздействия с большой длительностью импульса (микросекунды) при острой фокусировке лазерного излучения на мишень. При этом достаточно широкий лазерный пучок фокусируется мощной линзой в очень малое пятно, а мишень располагается близко к фокальной плоскости. В силу специфики такой геометрии интенсивность лазерного излучения быстро убывает в случае удаления от мишени. Это приводит к тому, что при высокой интенсивности излучения, когда начинается поглощение в плазме, область поглощения остается локализованной у поверхности мишени. В этой сравнительно небольшой области достигаются максимальные значения газодинамических параметров, остальная большая часть облака расширяется достаточно равномерно, образуя при соприкосновении с подложкой достаточно большую напыленную область.

В предлагаемой здесь математической модели будем считать, что на линзу с поперечным размером $r = r_1$, расположенную на расстоянии f_1 от мишени по оси z , нормально к ее поверхности падает излучение с плотностью потока энергии $q(z, r) = \text{const}$ (при $z = f_1$). Линза фокусирует падающий пучок в круглое пятно с радиусом $r = r_0$, на поверхности мишени в цилиндрической системе координат, связанной с ее поверхностью. Пройдя через линзу, плотность энергии в падающем лазерном пучке увеличивается как $q(z) = q(r_1) (r_1(f - f_1)/(r_0(z + f - f_1)))^2$. При $z = 0$ она достигает максимального значения $W = q(r_1)(r_1/r_0)^2$. Когда в плазме начинается поглощение излучения, плотность энергии зависит также от r . При отражении от поверхности мишени часть излучения поглощается, а другая часть отражается в обратном направлении. С точки зрения геометрической оптики отраженный луч будет конусообразно сходиться в точку на расстоянии $f - f_1$ от мишени, а затем обратно расширяться по направлению к линзе. При этом внешние края падающего и отраженного лучей будут сдвинуты относительно друг друга на расстояние $2(f - f_1)$ по оси z . До точки схождения интенсивность отраженного луча будет возрастать, а после этой точки убывать обратно пропорционально квадрату расстояния от нее. В реальной ситуации схождения в точку не будет, и минимальный размер будет определяться величиной дифракционного предела. В случае, когда мишень располагают практически в фокусе, величина $f - f_1 \ll r_0$, и отраженный и падающий лучи почти совпадают.

Будем считать, что подложка прозрачна для падающего излучения и находится на расстоянии h от поверхности мишени, перпендикулярно оси z , а полупространство $z > 0$ заполнено воздухом с давлением p_0 и плотностью ρ_0 , прозрачным для излучения. При облучении преграда испаряется, образуя плазменный факел, кото-

рый, распространяясь от мишени, осаждается на подложку. Считая плазму невязким и нетеплопроводным газом, будем описывать ее движение уравнениями однотемпературной газодинамики:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{V}) &= 0; \\ \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho u \vec{V}) + \frac{\partial P}{\partial r} &= 0, \quad \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho v \vec{V}) + \frac{\partial P}{\partial z} = 0; \\ \frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho E \vec{V}) + \operatorname{div}(P \vec{V}) &= \operatorname{div}(\vec{Q}); \\ \vec{\Omega} \operatorname{grad} I &= -\chi I, \quad \vec{Q} = \int \vec{\Omega} I d\Omega,\end{aligned}$$

где u, v — компоненты скорости $\vec{V}$;
 e — внутренняя энергия;
 $E = e + V^2/2$;
 P, T — давление и температура плазмы, соответственно;
 $\chi(r, z)$ — коэффициент поглощения;
 I — интенсивность энергии лазерного излучения;
 $\vec{Q}$ — вектор потока излучения;
 $\vec{\Omega}$ — единичный вектор в направлении распространения потока лазерного излучения.

Данная система уравнений дополняется уравнениями состояния $P = P(\rho, e)$ и $T = T(\rho, e)$. Зависимость коэффициента отражения мишени R от параметров задачи берется из эксперимента, а χ рассчитывается теоретически [3]. Граничные условия для газодинамических уравнений на поверхности $z = 0$ при $r < r_0$ соответствуют числу Маха $M = 1$, причем температура поверхности преграды находится из решения известной краевой задачи теплопроводности с движущейся границей. Для решения системы газодинамических уравнений использовался метод крупных частиц, обобщенный на случай движения эрозивной плазмы.

Приведенные ниже результаты были получены для длины волны лазерного излучения 1,315 мкм. Процесс абляции рассматривался при значениях давления воздуха порядка 0,01 Па, что предполагало моделирование условий, близких к условиям достаточно глубокого вакуума. Область применимости описанной модели была ограничена, с одной стороны, возникновением рэлей-тейлоровских неустойчивостей при малых давлениях на контактной границе между паром и воздухом, а с другой — ограничениями на применимость однотемпературной модели при высоких значениях плотности энергии лазерного излучения.

Отметим, что процесс лазерной абляции при воздействии на мишень лазерного излучения с большой плотностью энергии достаточно подробно исследовался как в теоретических, так и в экспериментальных работах. При этом в продуктах абляции возникала ударная волна, распространяющаяся навстречу излучению, а форма

плазменного облака напоминала очень сильно вытянутый эллипсоид с областью поглощения, находящейся в его вершине [4, 5]. Специфика рассматриваемой ситуации заключается в наличии острой фокусировки лазерного излучения, что предполагает быстрое схождение излучения после линзы в очень малое пятно (порядка 10^{-4} м). Конфигурация плотности лазерного излучения, напоминающая по форме сходящийся к мишени конус со всевозрастающей плотностью энергии, приводит к возникновению ряда особенностей. При такой геометрии у поверхности мишени плотность излучения может достигать очень больших значений, а затем быстро убывать при удалении от нее. Это приводит к тому, что зарождающаяся у поверхности мишени ударная волна при распространении от поверхности будет все меньше поддерживаться поглощенной энергией излучения, что приводит к возникновению структуры плазменного облака, существенно отличающейся от режимов, наблюдаемых в случае несфокусированного излучения [4, 5]. Исследование режимов, характеризующихся острой фокусировкой падающего излучения с процессом последующего напыления лазерной плазмы на подложку, рассматривается в дальнейшем.

Результаты численных расчетов газодинамических параметров

Из постановки задачи видно, что профиль напыленной пленки определяется газодинамикой разлета плазменного облака. В задаче исследовалось воздействие сфокусированного лазерного излучения с углом сходимости $\operatorname{tg} \alpha = 0,1$ ($\operatorname{tg} \alpha = r_1/f_1$) в пятно с радиусом $r_0 = 1 \cdot 10^{-4}$ м на поверхность кремниевой мишени.

Форма лазерного импульса (от времени) характеризовалась линейным ростом до момента времени $1 \cdot 10^{-7}$ с и далее имела постоянное значение плотности мощности W (значение W берется без учета поглощения при $z = 0$). По мере увеличения плотности мощности падающего излучения начинается интенсивное испарение с поверхности мишени. При относительно небольших W (для данных условий меньше 130 ГВт/м²) излучение практически не поглощается в плазме. При таких плотностях мощности расходимость пучка не оказывает никакого влияния на газодинамику разлета. Все определяется уносом массы с поверхности мишени и характеристиками разлета без дополнительного подогрева плазмы. Температура плазмы при этом близка к температуре испарения материала мишени, а скорости внутри плазмы и скорость распространения границы облака — порядка $\sim 10^3$ м/с. При расширении в вакуум размеры облака могут существенно превышать r_0 . При этом при длительностях лазерного импульса порядка микросекунды при расширении облака температура (по расчетам) в некоторых его областях, близких

к границе облака, опускалась ниже температуры кипения материала мишени. Несмотря на то, что процесс пространственной конденсации не описывается в рамках рассмотренной модели, можно ожидать, что в некоторых случаях, отвечающих такому режиму, напыление может носить капельный характер. Одна из определяющих характеристик режима испарения — зависимость от времени унесенной массы M . Расчетные зависимости M для плотностей мощности падающего излучения $W_1 = 100 \text{ ГВт/м}^2$, $W_2 = 160 \text{ ГВт/м}^2$, $W_3 = 225 \text{ ГВт/м}^2$, $W_4 = 1,1 \text{ ТВт/м}^2$, $W_5 = 6,75 \text{ ТВт/м}^2$, $W_6 = 11 \text{ ТВт/м}^2$, $W_7 = 79 \text{ ТВт/м}^2$, от времени показаны на рис. 1. В первом режиме (см. рис. 1, кривая 1) поглощение отсутствует совсем. Во втором режиме поглощение присутствует незначительно и начинает проявляться лишь после достаточного накопления испаренного вещества. Поэтому кривая 2 начинается с более интенсивного линейного роста, который после начала небольшого поглощения несколько замедляется, оставаясь в дальнейшем без значительных изменений. Время перестройки от начального режима до стационарного конечного при этом порядка 0,5 мкс, а температура в газе устанавливается равной порядка $(10-11) \cdot 10^3 \text{ К}$. При дальнейшем возрастании плотности мощности плазма поглощает все больше света, сама при этом разогреваясь. Поглощение и разогрев происходят в области, где интенсивность излучения имеет максимальные значения, не распространяясь в направлении излучения. Достигнув некоторой предельной температуры, плазма при этом далее не разогревается. Формирования режима, аналогичного режиму световой детонации, не происходит. В расчетных режимах (для указанных значений W) ни разу не достигалась полная экранировка мишени, т. е. ситуация, при которой прекращался бы доступ энергии к поверхности мишени. Как только сильно разогретые области плазмы начинают распространяться и удаляться от мишени, падает интенсивность излучения и, соответственно, поглощенная энергия. Это приводит к замедлению скорости движения, и в результате формируется некоторый стационарный режим, характеризующийся относительно небольшой областью поглощения, в которой достигаются максимальные значения всех газодинамических параметров. Остальная плазма при этом получает энергию из горячей области.

Таким образом, в конечном установившемся стационарном режиме при некоторой температуре достигается баланс между поглощенной энергией, передаваемой к поверхности мишени энергией, и энергией, передаваемой в остальную часть плазменного облака. Температура в большей части остальной плазмы, а также плотность и давление существенно ниже, чем в нагретой области. Во всех рассмотренных случаях с поглощением (см. рис. 1, кривые 2—7) процесс происходил аналогично случаю 2. Вначале унос

массы был пропорционален интенсивности падающего излучения, затем с началом поглощения плазма нагревалась до некоторой температуры, после чего режим переходил в некоторую стационарную фазу. Время перехода от начальной линейной зависимости между уносом массы и временем к конечному стационарному режиму при этом быстро убывает с ростом интенсивности падающего излучения. В третьем случае (см. рис. 1, кривая 3) оно уже порядка 0,2—0,3 мкс, в четвертом (см. кривую 4) — порядка 0,05 мкс, а при еще большей плотности излучения (см. рис. 1, кривые 5—7) оно еще меньше и переход к стационарному режиму формируется на участке линейного от времени роста интенсивности излучения. Установившаяся в стационарном режиме температура поднимается с ростом интенсивности излучения. Для третьего варианта она составляет порядка $(15-16) \cdot 10^3 \text{ К}$, для четвертого — $(25-26) \cdot 10^3 \text{ К}$, для пятого — $(55-56) \cdot 10^3 \text{ К}$, а для шестого — еще больше. Важно отметить, что унос массы зависит линейно от плотности падающего излучения лишь на начальной, очень короткой стадии воздействия. Сопоставление различных режимов для данного размера пятна показывает, что в конечном стационарном режиме коэффициент пропорциональности между уносом массы и временем зависит от плотности лазерного излучения по зависимости, близкой к логарифмической.

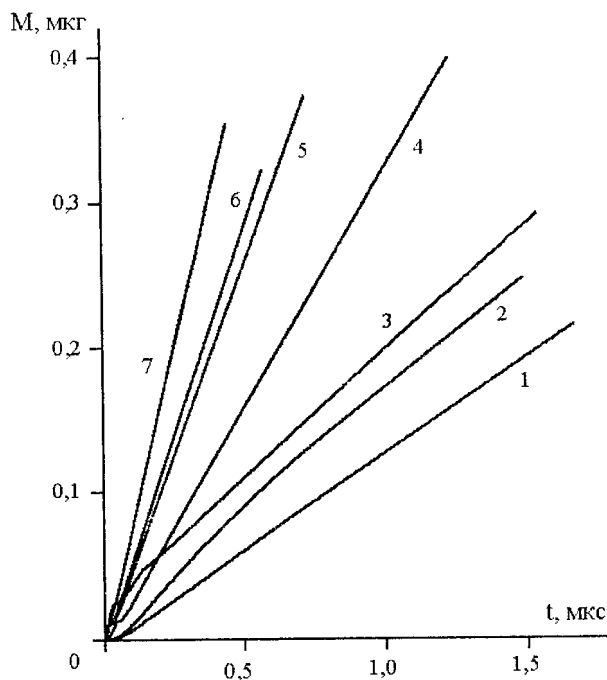


Рис. 1. Унос массы M с поверхности мишени для плотностей мощности падающего излучения W_1-W_7 (кривые 1—7, соответственно) от времени

Для оценки возможностей напыления в том или ином режиме важно знать не только унос массы, но и пространственные характеристики

плазменного облака и характер его расширения в зависимости от времени. Изменение со временем геометрической формы плазменного облака можно описать через зависимость отношения $\xi(t) = Z_{\max}/R_{\max}$ от времени ($R_{\max}(t)$ и $Z_{\max}(t)$ — максимальные размеры плазменного облака по осям r и z , соответственно). В начальный момент времени, когда $R_{\max} = r_0$, а $Z_{\max} = 0$, ξ равно нулю. В дальнейшем при переходном режиме оно резко возрастает, что говорит о резком расширении плазменного облака в направлении оси z , при котором оно начинает вытягиваться и принимать форму, близкую к цилиндрической. Этот промежуток длится недолго и значения $\xi(t)$, медленно уменьшаясь, стабилизируются при режимах с небольшим поглощением у значений, несколько меньших двух, а у режимов с большей интенсивностью — несколько превышающих единицу. Указанные зависимости $\xi(t)$ для наиболее типичных случаев с мощностью падающего излучения W_1, W_2, W_4, W_6 представлены на рис. 2. Существенно, что при отсутствии поглощения (см. рис. 2, кривая для W_1) величина $\xi(t)$ на начальном этапе достигает локального максимума, имеющего наибольшее значение по сравнению с другими кривыми. По мере роста поглощенной энергии (кривые для W_2, W_4, W_6) величина локального максимума уменьшается. На рис. 2 значения величины $\xi(t)$ носят осциллирующий характер, возникающий из-за скачков при переходе от одной расчетной ячейке к другой при расширении плазмы. Непрерывные линии показывают усредненные зависимости. Характерно, что форма облака остается все таки гораздо ближе к полушарообраз-

ной в отличие от ситуации с образованием интенсивной ударной волны, где облако сильно вытянуто по оси z [3, 4]. Зависимости, аналогичные $\xi(t)$, были получены в работах [1, 2] для случая разлета плазменного облака с начальным выделением энергии и без дальнейшего ее подвода. Такую слабую зависимость формы облака от того, подводится энергия или нет, можно объяснить лишь тем, что большая часть энерговыделения сосредоточена вблизи поверхности мишени, практически в небольшом ядре.

Изменение величины $Z_{\max}(t)$, изображенное на рис. 3, позволяет оценить реальные размеры плазменного облака и скорость продвижения его внешней границы в зависимости от времени. Кривые 1—5, 7 соответствуют значениям мощности падающего излучения $W_1—W_5, W_7$, аналогично обозначениям рис. 1. Существенно отметить, что во всех случаях зависимости $Z_{\max}(t)$ не очень сильно изменяют свою кривизну со временем, что говорит об одном порядке скорости движения внешней границы на всем промежутке времени для каждого значения плотности мощности. Характерно, что для относительно небольших плотностей мощности для $Z_{\max}$ (см. рис. 3, кривые 1—3) выгнуты вниз, а для больших плотностей мощности кривые $Z_{\max}$ (см. рис. 3, кривые 4, 5, 7) выгнуты вверх. В первых случаях скорость к концу рассмотренного процесса возрастает, а в последних — падает. Характерные значения для скорости движения границы плазменного облака в первом и втором случаях достигают 4,3, в третьем — 6,4, в четвертом — 10, а в пятом, шестом и седьмом — 17, 20 и 31 км/с, соответственно.

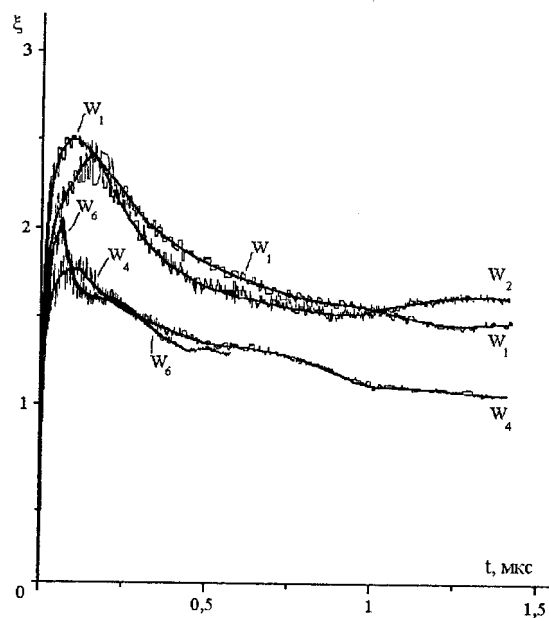


Рис. 2. Изменение со временем формы облака из продуктов абляции в плоскости zr для плотностей мощности падающего излучения W_1, W_2, W_4, W_6

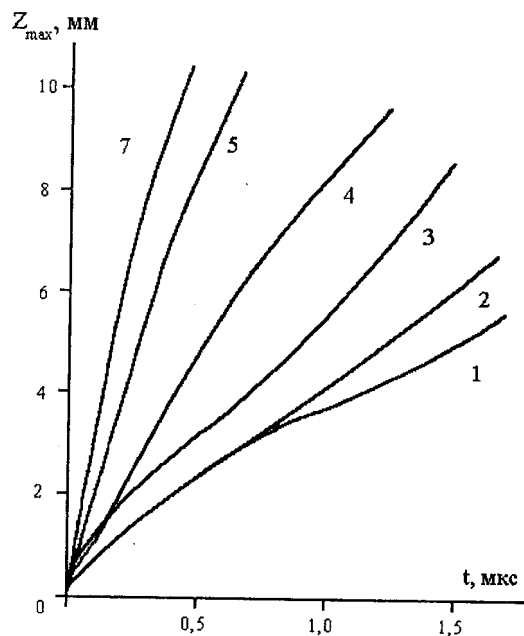


Рис. 3. Зависимость максимального размера облака по оси z от времени для плотностей мощности падающего излучения $W_1—W_5, W_7$ (кривые 1—5 и 7, соответственно)

Профиль толщины напыленной пленки

Полученные зависимости уноса массы и формы плазменного облака от времени позволяют рассчитать профиль толщины пленки на подложке, расположенной на расстоянии h от мишени перпендикулярно к оси z . Плотность потока массы на подложку j можно представить в виде

$$j(r, h, t) = \begin{cases} \rho(r, h, t) v_z(r, h, t), & \text{при } t > t_s, \\ 0, & \text{при } t < t_s, \end{cases}$$

$$H(r, h, t) = \frac{1}{\rho_s} \int_{t_s}^t j(r, h, t) dt,$$

где $H(r, h, t)$ — толщина пленки;

ρ_s — плотность кремния в конденсированном состоянии;

t_s — время, необходимое плазме для подлета к подложке, находящейся на расстоянии h .

В рассматриваемой модели на границе между плазмой и подложкой предполагаются граничные условия, отвечающие случаю полного прилипания для долетевшей плазмы. Эти условия могут нарушаться на границах области поглощения в силу неучета зависимости коэффициента прилипания от угла падения и кинетической энергии налетающих частиц. Нарушение этих граничных условий возможно также при еще больших скорости движения плазмы и величины ее плотности, что может привести к невозможности отвода тепла подложкой за счет механизма теплопроводности и к ограничению величины падающего потока частиц.

Как и следовало ожидать, профиль напыленной пленки определяется газодинамикой разлета плазменного облака. На рис. 4, а представлены зависимости толщины напыленной пленки H от нормированного радиуса r/r_0 для подложки, расположенной на расстоянии $h_1 = 0,8$ мм от облучаемой мишени для плотностей мощности падающего излучения W_1 и $W_8 = 2,25$ ТВт/м². Поведение уноса массы, скорости распространения и конфигурация облака при $W = W_8$ полностью аналогичны случаю для W_4 , отличаясь лишь несколько большим поглощением (максимальная температура в области ядра порядка $(35-36) \cdot 10^3$ К). Время подлета плазмы к мишени было для плотностей падающей энергии W_1 порядка $t_s^1 = 8,1 \cdot 10^{-8}$ с, а для W_8 — порядка $t_s^2 = 5,6 \cdot 10^{-8}$ с.

Приведенный график (см. рис. 4) представляет напыление на близко расположенную подложку. Кривые на рис. 4 показаны для моментов времени, прошедших с момента начала включения излучения

$$t = t_s^i + t_j,$$

где $t_1 = 3,3 \cdot 10^{-7}$ с, $t_2 = 7,3 \cdot 10^{-7}$ с, $t_3 = 14,4 \cdot 10^{-7}$ с — времена напыления для мощностей W_1 и W_8 , соответственно.

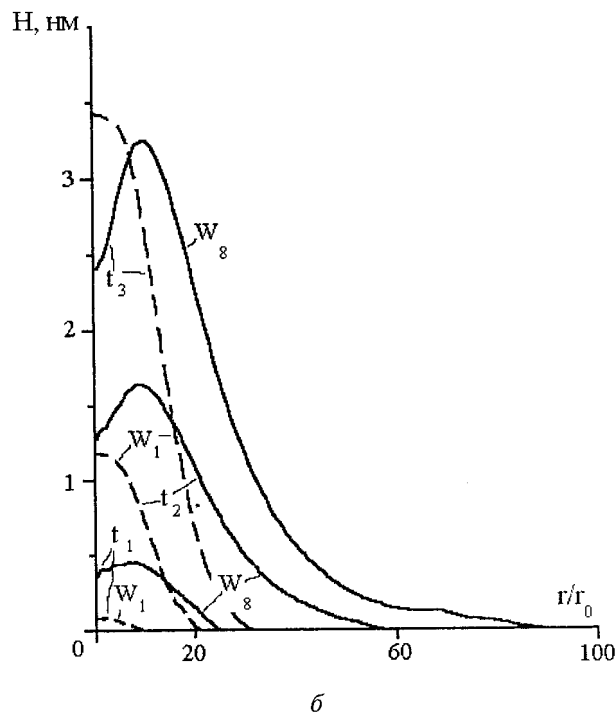
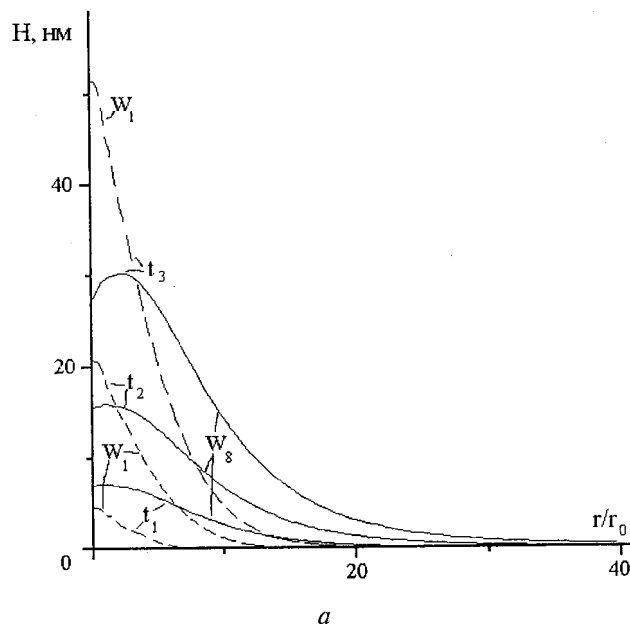


Рис. 4. Профили толщины H напыленной пленки в зависимости от параметра r/r_0 для подложки, находящейся на расстоянии от мишени:

а — 0,8 мм для режимов с плотностью мощности падающего излучения W_1 , W_8 для времени напыления t_1 , t_2 и t_3 , соответственно; б — 2 мм для таких же режимов

Из-за большой вытянутости на начальной стадии в случае маленькой плотности падающей энергии кривые для W_1 имеют более узкую и вытянутую форму по сравнению со случаем с большой падающей энергии (для W_8), где кривые

вые для H имеют меньший максимум при $r = 0$, но более широкое основание.

Характерно, что для указанных времен облако успело разрастись до значительных размеров (по сравнению с r_0) и занимает поверхность с радиусом $(20-40) \cdot r_0$. Следует обратить внимание на поведение кривых в области при r , близких к нулю. Если у кривой для W_1 (практически без поглощения) в области нуля кривая имеет максимум и плавно спадающую в виде колокола форму, то у кривой для W_8 в области нуля имеется провал, величина которого все больше проявляется с ростом времени. Такое явление связано с тем, что в центре пучка с начального момента плотность плазмы выше, и поглощение начинается именно ближе к середине пучка. Это приводит к тому, что к середине пятна облучения доходит меньше энергии и соответственно уменьшается испаренная масса. Такая неравномерность в распределении испаренной массы по пятну приводит в дальнейшем к тому, что плазменный факел имеет расположенную в центральной области интегральную массу меньше, чем на некотором расстоянии от центра. При напылении на подложку это явление и проявляется в наличии локального провала в центре пятна напыления и наличия максимальных значений толщины напыленной пленки на некотором расстоянии от центра пятна. После достижения этого максимума толщина пленки медленно убывает по мере увеличения r .

Рассмотрим профиль напыленной пленки на подложку, находящуюся на большем удалении от мишени, на расстоянии $h_2 = 2$ мм (см. рис. 4, б). Время подлета до нее при плотности лазерного излучения W_1 было порядка $t_s^1 = 4,35 \cdot 10^{-7}$ с, а для W_8 — порядка $t_s^2 = 1,67 \cdot 10^{-7}$ с. Наиболее низколежащие кривые приведены через время после начала напыления $t_1 = 1,65 \cdot 10^{-7}$ с, лежащие посередине — через время $t_2 = 5,65 \cdot 10^{-7}$ с и верхние кривые — через время $t_3 = 10,9 \cdot 10^{-7}$ с. С момента начала облучения при этом прошло время $t = t_s^i + t_j$, для каждого из режимов W_1 и W_8 , соответственно. На таком расстоянии большая скорость при более мощном режиме становится преобладающим фактором над более вытянутой формой облака при маломощном режиме. Вид кривых для H при больших мощностях имеет, аналогично предыдущему случаю, провал в начале координат. Этот провал становится все более существенным по величине абсолютного значения (порядка 25 % от амплитудного), а локальный максимум, достигаемый после провала, отодвигается от оси z все дальше.

Следует обратить внимание на то, что область напыления существенно больше в режиме для W_8 , приближаясь к значениям 100 для величины r/r_0 . Для режима для W_1 она достигает для тех

же времен напыления значения 30, при тех же порядках толщины пленки H .

Закключение

Рассмотренные на основании достаточно простой модели режимы лазерной абляции, характеризующиеся острой фокусировкой лазерного излучения на мишень, показали возможность применения их для технологических целей при напылении продуктов абляции на подложку. Такие режимы могут быть реализованы при фокусировке лазерного пучка сильной собирающей линзой в очень малое пятно на поверхности мишени (порядка 10^{-4} м). В процессе таких режимов облучения возможно формирование стационарного режима подогрева плазмы в относительно небольшой области, примыкающей к поверхности мишени. При удалении от последней плотность мощности лазерного излучения падает, не позволяя сформироваться и распространяться мощной ударной волне, характерной для режимов с отсутствием острой фокусировки. В достаточно широком диапазоне плотностей мощности ее увеличение приводит лишь к повышению температуры в области плазмы, где происходит интенсивное поглощение. Несмотря на то, что в данной модели не учитывались процессы переизлучения плазмы, следует ожидать, что их учет не повлияет на общие указанные закономерности для газодинамических параметров. Проведенные расчеты позволяют оценить профиль и толщину возможного напыленного слоя при различных интенсивностях лазерного излучения на подложку, расположенную на различных расстояниях от мишени. Исследовано также влияние поглощения в плазме на процесс напыления, проявляющееся в наличии провала в центре профиля напыленной пленки. Приведенные результаты расчетов показывают, что подбирая режим облучения и геометрию расположения напыляемой подложки, можно достичь требуемых заданных параметров для напыленной пленки.

Литература

1. Анисимов С. И., Лукьянчук Б. С., Лучес А.// ЖЭТФ. 1995. Т. 108. № 7. С. 240.
2. Anisimov S. I., Bauerle D., Luk'yanchuk B. S.// Phys. Rev. B. 1993. V. 48. № 16. P. 12076.
3. Zel'dovich Ya. B., Raizer Yu. P. The Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena. — Moscow: Nauka, 1966.
4. Piri A. N.// Phys. Fluids. 1973. V. 16. № 9. P. 1435.
5. Захаров Н. В., Руденко В. В.// Изв. РАН. Сер. физ. 1999. Т. 63. № 6. С. 1173.

Статья поступила в редакцию 12 мая 2005 г.

Dynamics of expansion the products of laser ablation with the next process deposition their on materials

N. S. Zakharov, V. V. Rudenko

Central Institute of Physics and Technology, Sergiev Posad-7, Moscow Region, Russia

The calculations results obtained for laser deposition of Si vapor. The process of expansion gas-dynamic plume in vacuum was solved under condition of two-dimensional cylindrical problem for laser impulse witch characterized the sharp focusing its light on barrier. Solution was obtained for laser time duration as big as time, demanded for product of laser ablation to expand to deposition surface. Investigated laser ablation regimes as absorption laser radiation in plasma as without it.

УДК 537.525

Преодоление кризиса плазменного потока в вакуумной дуге в сильном магнитном поле

И. А. Кринберг

Иркутский государственный университет, г. Иркутск, Россия

Г. К. Матафонов

Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск, Россия

Исследованы движение и нагрев плазмы в вакуумной дуге с кольцеобразным (или трубчатым) анодом, помещенной в аксиальное магнитное поле. Показано, что скорость сверхзвукового плазменного потока может уменьшиться до половины начальной величины, а электронная температура — увеличиться до половины начальной энергии ионов, приходящейся на единицу ионного заряда. Найдено, что увеличение мощности разряда при наложении магнитного поля вызвано усилением теплового потока на катод.

В вакуумно-дуговых источниках ионов для повышения ионного заряда часто используется внешнее магнитное поле, направленное вдоль оси разрядного промежутка [1]. Как было показано путем модельных расчетов [2, 3], причиной роста зарядности является повышение электронной температуры вдоль катодной плазменной струи, которая в аксиальном магнитном поле принимает цилиндрическую форму. Проведенные в дальнейшем измерения температуры оказались в близком согласии с теорией [4, 5]. Вместе с тем известно [6], что при подведении энергии к сверхзвуковому цилиндрическому потоку газа (плазмы) поток замедляется, и на некотором расстоянии от начального сечения наступает кризис течения, когда скорость потока становится равной скорости звука. Подобного развития событий следует ожидать в вакуумной дуге в магнитном поле, так как эмитируемый с поверхности катода поток плазмы является сверхзвуковым с характерным значением числа Маха $M_0 \approx 4-5$ [7, 8]. Кризис течения не был обнаружен в модели [2, 3], в которой не учиты-

валось изменение скорости потока. Расчеты, проведенные на основе более полной модели, показали [8], что при величине внешнего поля $B \geq 10^3$ Гс кризис течения может иметь место уже на расстоянии 1–2 см от катода, тогда как в ионно-дуговых источниках часто используются плазменные струи гораздо большей длины [1]. Цель настоящей работы — исследование возможности преодоления кризиса плазменного течения в вакуумных дугах с большой длиной межэлектродного промежутка и кольцеобразным (или трубчатым) анодом, через отверстие в котором проходит "длинная" плазменная струя.

Модель плазменной струи

При исследовании плазменных течений с характерным размером по радиусу, значительно меньшим характерного размера вдоль потока, можно использовать метод профилирования, позволяющий перейти от двухмерной задачи к квазиодномерной [9]. Тогда система МГД-урав-