

01;04;05;12

Метод определения температуры поверхности в области ее взаимодействия с потоком низкотемпературной плазмы

© Н.Л. Казанский,¹ А.И. Колпаков,² В.А. Колпаков,² В.Д. Паранин²

¹ Институт систем обработки изображений РАН,
443001 Самара, Россия
e-mail: ipsi@smr.ru

² Самарский государственный аэрокосмический университет,
443086 Самара, Россия
e-mail: vparanin@mail.ru

(Поступило в Редакцию 20 марта 2007 г.)

Предложен метод определения температуры поверхности в области ее взаимодействия с потоком низкотемпературной плазмы. Получено аналитическое решение граничной задачи теплопроводности для нестационарного случая на основе преобразования Лапласа. На основе теоретических и экспериментальных исследований полученных аналитических соотношений показано, что предложенный метод расчета позволяет оценить значение температуры с высокой точностью в реальном масштабе времени. Даны практические рекомендации по применению метода при формировании микро- и наноструктур в низкотемпературной плазме.

PACS: 44.20.+b

Введение

Вакуумно-плазменная обработка широко применяется при формировании на поверхности материалов оптического микрорельефа, микро- и наноструктур, пленок химических элементов и др. [1,2]. Взаимодействие плазмы с поверхностью приводит к повышению температуры образца. Следствием этого являются различной степени отклонения значений параметров и характеристик формируемых элементов от заданных. Для повышения точности изготавливаемых микро- и наноструктур необходим контроль температуры в области взаимодействия потока плазмы с поверхностью, который затруднен влиянием ее электрического поля на измерители. Применение пирометрических (оптических) методов контроля ограничено областью высоких температур, собственным немонахроматическим излучением возбужденных компонентов плазмы газового разряда. Поэтому целью настоящей работы является создание аналитического метода расчета температуры поверхности образца при ее бомбардировке направленным потоком низкотемпературной плазмы.

В настоящее время в теории теплопереноса широкое распространение получили численные методы расчета. Действительно, данная задача может быть представлена как граничная обратная задача теплопроводности. В этом случае по измерениям на одной части границы образца восстанавливается тепловая нагрузка на другой его части, недоступной для измерений. Однако подобная обратная задача математической физики относится к классу некорректных [3], поэтому даже приближенное решение требует применения специальных численных методов [4,5], обеспечивающих его устойчивость. С другой стороны, достижения физики плазмы позволяют дать количественную оценку величины воздействия на

рабочую поверхность образца в виде теплового потока, поэтому задачу определения температуры поверхности мишени предлагается привести к аналитическому решению прямой задачи теплопроводности при смешанных граничных условиях.

Теоретический анализ

Учитывая равномерность распределения заряженных частиц по сечению плазменного потока в области их взаимодействия с поверхностью подложки [6], соотношение ее геометрических размеров и монокристаллическую структуру, воспользуемся уравнением теплопроводности для одномерного случая [7] при следующих граничных и начальных условиях:

$$\begin{cases} T(x, 0) = T_0 \\ T(b, t) = T_{\text{low}}(t) \\ q(0, t) = q_1 \end{cases} \quad (1)$$

Аналитические решения уравнения теплопроводности для условий (1), как показывает анализ работ в данной области, отсутствует. Поэтому выберем известное решение данного уравнения с похожими граничными и начальными условиями, наиболее близкое для рассматриваемого случая [8]:

$$T(x, t) = \int_0^t q_1(\varepsilon) \frac{\partial \Theta(x, t - \varepsilon)}{\partial t} d\varepsilon + \int_0^t q_2(\varepsilon) \frac{\partial \Theta(b - x, t - \varepsilon)}{\partial t} d\varepsilon + T_0, \quad (2)$$

где $q_1(\varepsilon)$ — удельный тепловой поток на рабочую поверхность $x = 0, \text{W/m}^2$; $q_2(\varepsilon)$ — тепловой поток, от-

водимый с нижнего основания образца, W/m^2 . Функция $\theta(x, t)$ представляет собой температурную реакцию тела на единственный тепловой поток на одной из границ и определяется по формуле [9]:

$$\Theta(x, t) = \frac{1}{\lambda} \left\{ \frac{at}{b} + \frac{3(b-x)^2 - b^2}{6b} + \frac{2b}{\pi^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^{k+1}}{k^2} \times \exp\left(-k^2\pi^2 \frac{at}{b^2}\right) \cos\left(k\pi \frac{b-x}{b}\right) \right\}, \quad (3)$$

где b — толщина образца, м; $a = \lambda/C$ — коэффициент температуропроводности, m^2/s ; λ — коэффициент теплопроводности, $W/(m \cdot K)$; C — объемная теплоемкость материала, $J/(m^3 \cdot K)$.

Вид функции $q_2(\varepsilon)$ определим с помощью измерения температуры нижнего основания образца $T(b, t) = T_{\text{low}}(t)$ (lower surface temperature, T_{low}) и известного подводимого теплового потока $q_1(\varepsilon)$. В этом случае температура рабочей поверхности $T(0, t)$ представляет собой частное решение исходного уравнения (2) и определяется значениями $q_1(\varepsilon)$ и рассчитанным значением $q_2(\varepsilon)$.

Используя преобразование Лапласа

$$F(p) = \int_0^{\infty} f(t) \exp(-pt) dt, \quad (4)$$

представим левую часть (2) в виде функции комплексного переменного p :

$$T_{\text{low}}(p) \leftarrow T(b, t). \quad (5)$$

Условие сходимости интеграла (4) определяет необходимость конечного приближения суммы в (3). Известно, что данное выражение является сходящимся знакопеременным рядом [10], поэтому исходная сумма может быть вычислена с необходимой точностью отбрасыванием правой части, при этом погрешность приближения не превосходит абсолютного значения первого из отброшенных членов.

Преобразуя правую часть (2) с помощью теоремы о свертывании [11], определяющей оригинал произведения изображений:

$$T_0 + \int_0^t q_1(\varepsilon) \frac{\partial \Theta(x, t-\varepsilon)}{\partial t} d\varepsilon + \int_0^t q_2(\varepsilon) \frac{\partial \Theta(b-x, t-\varepsilon)}{\partial t} d\varepsilon \leftarrow T_0(p) + Q_1(p)K_1(p) + Q_2(p)K_2(p), \quad (6)$$

где $T_0(p)$, $Q_1(p)$, $Q_2(p)$ — соответствующие изображения начальной температуры T_0 , тепловых потоков $q_1(\varepsilon)$, $q_2(\varepsilon)$; $K_1(p)$, $K_2(p)$ — изображения производных функций температурной реакции $\theta(b, t)$, $\theta(0, t)$ по времени:

$$\begin{cases} K_1(b, t) = \frac{a}{b\lambda} \left[1 + 2 \sum_{k=1}^n (-1)^k \exp\left(-\frac{k^2\pi^2 at}{b^2}\right) \right], \\ K_2(0, t) = \frac{a}{b\lambda} \left[1 + 2 \sum_{k=1}^n (-1)^{k+1} \exp\left(-\frac{k^2\pi^2 at}{b^2}\right) \right]. \end{cases} \quad (7)$$

С учетом формул (5), (6) искомое решение для $Q_2(p)$ примет вид

$$Q_2(p) = \frac{T_{\text{low}}(p) - T_0(p) - Q_1(p)K_1(p)}{K_2(p)}. \quad (8)$$

Для определения температуры поверхности образца подставим известное $q_1(\varepsilon)$ и вычисленный по формуле (8) оригинал $Q_2(p)$ в исходное уравнение (2). Заметим, что при переходе от функции $T(b, t)$ к искомой $T(0, t) = T_{\text{surf}}(t)$ (surface temperature, T_{surf}) изменится вид $\theta(x, t)$, $\theta(b-x, t)$ за счет замены координаты $x = b$ на $x = 0$. С учетом этого запишем комплексный вид уравнения (2):

$$T_{\text{surf}}(p) = T_0(p) + Q_1(p)K_2(p) + Q_2(p)K_1(p). \quad (9)$$

Значение температуры облучаемой поверхности определим с учетом формул (8) и (9):

$$T_{\text{surf}}(p) = T_0(p) + Q_1(p)K_2(p) + \frac{K_1(p)}{K_2(p)} [T_{\text{low}}(p) - T_0(p) - Q_1(p)K_1(p)]. \quad (10)$$

Анализ выражения (10) показывает, что при малой толщине образца $b \rightarrow 0$ значение T_{surf} приближается к T_{low} . Действительно, как следует из (7), выражение под знаком суммы является бесконечно малым, в этом случае $K_1 = K_2$. Подстановка последнего условия в (10) определяет пренебрежимо малый градиент температуры в плоском образце.

Вид действительной функции $T_{\text{surf}}(t)$ рассчитывается на основе обратного преобразования Лапласа [11]:

$$T_{\text{surf}}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} T_{\text{surf}}(p) \exp(pt) dp. \quad (11)$$

Таким образом, с помощью интегральных преобразований получено выражение, определяющее значение температуры образца в области взаимодействия с направленным потоком низкотемпературной плазмы относительно известных параметров. Недостатком предлагаемого способа является сложность перехода к (10). Однако это обстоятельство полностью устраняется применением программных математических пакетов.

Экспериментальные результаты

Предлагаемая модель была использована для расчета температуры поверхности кварцевой подложки в процессе плазменного облучения. Бомбардировка подложек диоксида кремния размером 0.03×0.03 м и толщиной $b = 0.002$ м осуществлялась потоком плазмы, формируемым газовым разрядом высоковольтного типа в неоднородном электрическом поле [12], с энергией частиц до 6 keV [13]. В атмосфере воздуха диапазон изменения

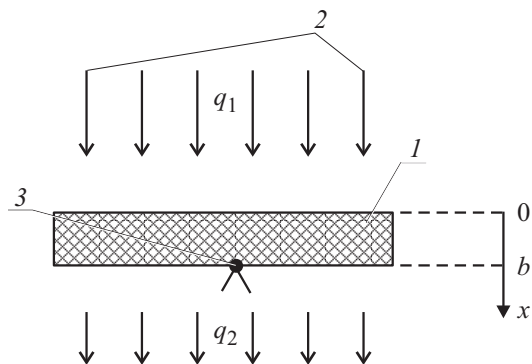


Рис. 1. Принципиальная схема обработки поверхности образца потоком газоразрядной плазмы: 1 — диэлектрическая подложка; 2 — направленный поток низкотемпературной плазмы; 3 — датчик температуры нижнего основания подложки.

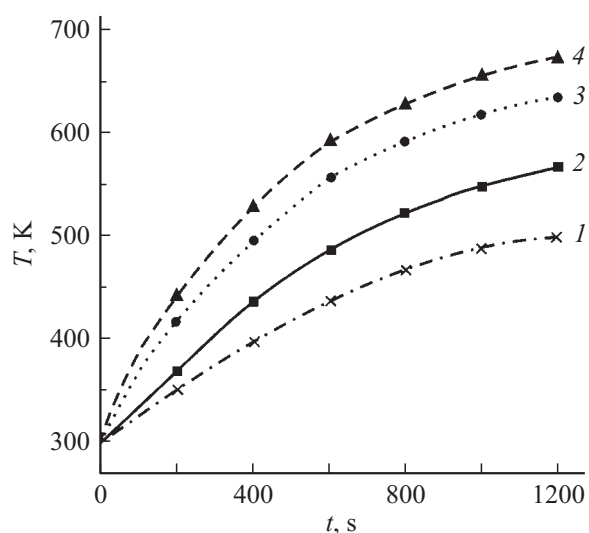


Рис. 2. Характер изменения температуры поверхности нижнего основания подложки: 1 — $I = 50$; 2 — 80; 3 — 120; 4 — 140 мА. Напряжение на электродах $U = 2$ кВ, давление $p = 1.5$ Торг, рабочий газ — воздух.

тока составил 0–140 мА при равномерности распределения заряженных частиц по сечению, не хуже 98% [6]. Поток плазмы, бомбардирующий поверхность подложки, формирует в приповерхностном слое тепловой поток q_1 , который, пройдя через материал подложки, излучается в виде потока q_2 (рис. 1). Температура поверхности нижнего основания измерялась прецизионной термопарой хромель—копель.

Согласно экспериментальным данным, температура нижнего основания образца не превосходила 700 К, характер ее изменения представлен на рис. 2. Значение температуры интерполировалось полиномом, порядок которого определялся заданной точностью. Для данного интервала были также выбраны средние значения теплофизических характеристик материала подложки: $a = 0.00001$ м²/с, $\lambda = 10$ Вт/(м · К) [14].

Катод и анод газоразрядного устройства были сближены до размеров темного астонова пространства. Значение $q_1(\varepsilon)$ в этом случае рассчитывалось с учетом методик [15] как произведение потока электронов на их энергию, определяемую ускоряющим напряжением. Такое допущение справедливо, так как ионная компонента плазмы обладает низкой энергией по сравнению с электронной составляющей и быстро теряет ее в столкновениях с рабочим газом. С другой стороны, при давлении порядка 10^0 – 10^{-1} Торг и расстоянии катод—подложка $d = 0.05$ м число упругих электронных столкновений с атомами газа невелико и общая доля энергии мала.

Известно, что сходимость ряда (3) определяется значением at/b^2 : чем она больше, тем лучше сходимость. Поэтому, с целью получения точного решения при малых at/b^2 (например, на ранних стадиях процесса), необходимо воспользоваться 11–12 членами ряда [16]. В данной работе учитывалось влияние 12 членов суммы (3).

Ранее отмечалось, что аналитическое решение граничной задачи достаточно трудоемко из-за присутствия отношения рядов K_1 и K_2 в (10). Поэтому предложенный алгоритм был реализован с помощью пакета прикладных программ (Maple 8). Используя (10), построим зависимости градиента температур ΔT подложки от времени технологического процесса (рис. 3).

Как видно из рис. 3, а, при малых значениях времени наблюдается резкое возрастание кривых. Это явление объясняется малой толщиной подложки, обуславливающей ее быстрый прогрев. В этом случае подводимый поток $q_1(\varepsilon)$ почти мгновенно и без заметных потерь энергии проходит через образец и излучается с нижнего основания, обуславливая быстрое формирование рабочей разности температур. Согласно рис. 3, а, при больших значениях времени облучения общий нагрев мишени происходит при постоянном градиенте температуры.

Именно этим обстоятельством можно объяснить такое явление, как „тепловой удар“ [17], когда тонкие образцы почти мгновенно разрушаются при подаче на них мощности разряда, значение которой выше критической. Действительно, величина возникающих термонапряжений определяется градиентом температуры, который принимает все свои промежуточные значения и практически достигает максимального значения в самом начале технологического процесса (рис. 3, а). Согласно результатам математического моделирования, время такого переходного процесса при одинаковой величине теплового воздействия $q_1(\varepsilon)$ увеличивается при уменьшении температуропроводности материала, возрастании его толщины. Очевидно, что данное утверждение полностью согласуется с теорией теплопереноса: более массивный образец дольше достигает стационарного состояния. При этом материал, обладающий меньшей теплопроводностью, будет иметь больший градиент температуры, для создания которого источнику потребуется

более длительное время. Строгое решение этой задачи предполагает совместное рассмотрение уравнений теплопереноса и термоупругости [7].

В дальнейшем процессе разность температур не изменяется (рис. 3, *b*) и при больших значениях t принимает постоянное значение. Вследствие этого разрушение образца на поздних стадиях процесса маловероятно. Экспериментальная проверка достоверности предлагаемой модели проводилась также на образцах кремния КЭФ-32 размером $0.01 \times 0.01 \times 0.001$ м. Температура образца устанавливалась путем изменения режимов облучения его поверхности потоком плазмы: напряжения — 2.6–5.3 кВ, тока — 24–80 мА, длительности облучения — 10 мин. Теплофизические параметры материала были выбраны с учетом условий процесса. Регистрация температуры рабочей поверхности и нижнего основания

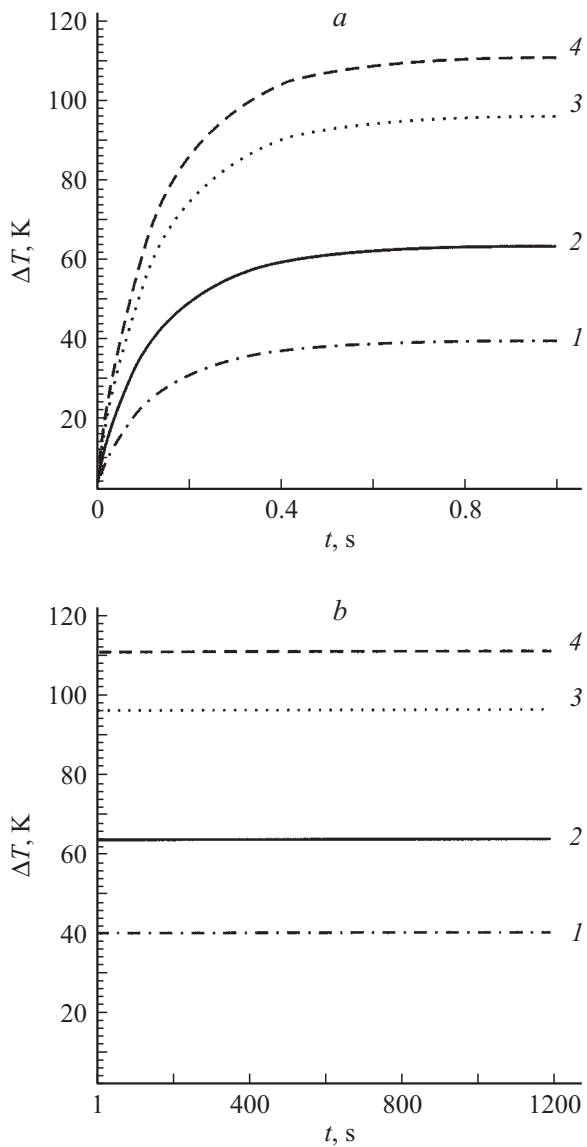


Рис. 3. Разность температур рабочей поверхности и нижнего основания образца при длительности бомбардировки: *a* — $t = 1$, *b* — 1200 s ($I = 1 = 50$; 2 — 80; 3 — 120; 4 — 140 мА).

Значения температуры рабочей поверхности и градиента температуры

| | | | | |
|---------------------------------------|------|------|------|------|
| Температура облучаемой поверхности, К | 1063 | 1173 | 1183 | 1198 |
| Экспериментальная оценка градиента, К | 15 | 10 | 10 | 10 |
| Теоретическая оценка градиента, К | 16.5 | 10.8 | 11.1 | 11.2 |

образца осуществлялась микропирометром типа „Проминь“. Численные значения температуры поверхности и градиента представлены в таблице.

Расхождение расчетных и экспериментальных значений рабочей разности температуры не превышает 12%, что подтверждает правомерность использования предложенного метода оценки.

Заключение

В работе представлен метод оценки температуры поверхности образца при облучении потоком низкотемпературной плазмы. Полученные соотношения позволяют оценить значение температуры поверхности непосредственно в области ее бомбардировки частицами плазмы. Некоторое завышение теоретической оценки, по-видимому, обусловлено тем, что плазменный поток не полностью поглощается твердым телом, некоторая его часть отражается от рабочей поверхности, уменьшая градиент. Показано, что при ионно-плазменной обработке градиент температуры в образце может достигать значительных величин, определяемых геометрией и материалом мишени, мощностью теплового воздействия.

Предложенный метод оценки позволяет контролировать температуру поверхности образца в процессах вакуумно-плазменного травления в направленных потоках низкотемпературной плазмы. Это позволит повысить качество формируемых микро- и наноструктур путем стабилизации технологических процессов, имеющих температурную неустойчивость, оптимизировать скорости травления материалов в низкотемпературной плазме.

Теоретически объяснено явление „теплого удара“, имеющего место при ионно-плазменной обработке плоских поверхностей. Показано, что разрушение тонких образцов наиболее вероятно в начальный момент облучения под действием быстрорастущих термонапряжений. При этом определение критической мощности разряда требует совместного решения системы уравнений теплопроводности и термоупругости.

К недостаткам предложенного способа необходимо отнести неучтенную зависимость теплофизических характеристик от температуры, что особенно критично для полупроводниковых материалов в больших диапазонах рабочих температур. Данное обстоятельство приводит

к неоднозначной зависимости градиента температуры в образце от времени технологического процесса. Более строгое решение возможно на основе использования численных методов для прямой задачи теплопроводности при смешанных граничных условиях. Решение этой задачи является логическим продолжением данных исследований.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ, правительства Самарской области и Американского фонда гражданских исследований и развития (CRDF RUXO-014-SA-06) в рамках российско-американской программы „Фундаментальные исследования и высшее образование“ (BRHE).

Список литературы

- [1] Методы компьютерной оптики / Под ред. В.А. Соифера. М.: Физматлит, 2000. 688 с.
- [2] Орликовский А.А. // Микроэлектроника. 1999. Т. 28. № 5. С. 344–362.
- [3] Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1974. 224 с.
- [4] Алифанов О.М. // ИФЖ. 1983. Т. 45. № 5. С. 742–752.
- [5] Вабищевич П.Н., Пулатов П.А. // ИФЖ. 1986. Т. 51. № 3. С. 470–474.
- [6] Колпаков А.И., Колпаков В.А. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. Вып. 15. С. 58–65.
- [7] Самарский А.А., Вабищевич П.Н. Вычислительная теплопередача. М., 2003. 782 с.
- [8] Алифанов О.М. Обратные задачи теплообмена. М.: Машиностроение, 1988. 279 с.
- [9] Carslaw H.S., Jaeger J.C. Conduction of heat in solids. Oxford: Clarendon Press, 1956. (Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964).
- [10] Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. М.: Изд-во МГУ, 1999. 798 с.
- [11] Диткин В.А., Прудников А.П. Интегральные преобразования и операционное исчисление. М.: Наука, 1974. 542 с.
- [12] Казанский Н.Л., Колпаков В.А., Колпаков А.И. // Микроэлектроника. 2004. Т. 33. № 3. С. 209–224.
- [13] Казанский Н.Л., Колпаков В.А. // Компьютерная оптика. 2003. № 25. С. 112–117.
- [14] Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. И.К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.
- [15] Колпаков В.А. // Микроэлектроника. 2002. Т. 31. № 6. С. 431–440.
- [16] Малкович Р.Ш. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. Вып. 21. С. 91–94.
- [17] Карташов Э.М. Аналитические методы в теплопроводности твердых тел. М.: Высш. шк., 2001. 552 с.