

УДК 535.21: 548.4

ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ КРЕМНИИ, ОБЛУЧАЕМОМ ЛАЗЕРОМ С МИЛЛИСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТЬЮ ИМПУЛЬСА

Г. Мин^{*,**}, Т. Юн^{*}, Г. Сюнь^{*}, Ю. Боши^{*}, Ц. Гуанюн^{*}

* Школа наук Чанчуньского университета наук и технологий, 130022 Чанчунь, Китай

** Колледж оптики и электроники Чанчуньского университета наук и технологий, 130022 Чанчунь, Китай
E-mails: guoming1012@sina.com, lasergm@sina.com, lasergx@sina.com, 358291532@qq.com, lasercust@sina.com

С использованием уравнения теплопроводности, учитывающего фазовые переходы и зависимость термофизических параметров от температуры, изучены температурное поле и фазовые переходы в монокристаллическом кремнии при его нагреве лазерным лучом. С помощью метода конечных элементов и метода конечных разностей выполнено численное моделирование температурного поля и фазовых переходов при различных значениях параметров миллисекундного лазера с излучением в форме гауссова пучка и различных значениях длительности импульса. Проведено сравнение результатов численных расчетов и экспериментальных данных.

Ключевые слова: лазер с миллисекундной длительностью импульса, импульс, монокристаллический кремний, температурное поле, метод конечных элементов.

DOI: 10.15372/PMTF20170414

Введение. Повреждения монокристаллического кремния при относительно длительном облучении лазером появляются, как правило, в результате термического нагружения. В отличие от облучения короткими и ультракороткими импульсами время облучения длительными импульсами значительно больше времени релаксации электронной решетки. Таким образом, механизмы взаимодействия лазерного луча с облучаемым материалом при воздействии коротких и длительных импульсов различны. При воздействии коротких импульсов существенное влияние на поведение материала оказывают нетермические эффекты [1]. В работе [2] представлены результаты исследования изменения температуры в центре пятна облучения при различных значениях плотности энергии лазера с миллисекундной длительностью импульса (миллисекундного лазера). В [3] с использованием модифицированной двухтемпературной модели исследовано поведение кремния при его облучении фемтосекундным лазерным импульсом. В [4] исследовано изменение температуры в кремнии, облучаемом лучом миллисекундного лазера с плотностью энергии, равной 254 Дж/см². В [5] представлены результаты измерения изменяющегося во времени температурного поля в плотном бинарном сплаве Si-As, облучаемом наносекундным лазером. В большинстве работ изучается воздействие на материал облучения нано- и фемтолазерами. Существует небольшое количество работ, в которых изучается воздействие на

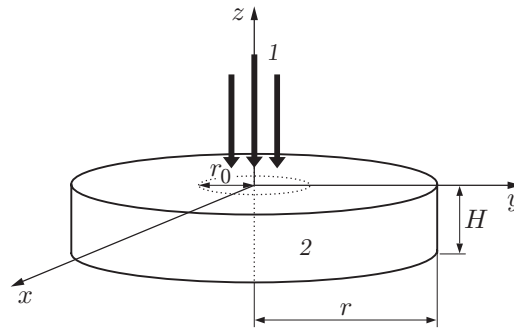


Рис. 1. Схема облучения пучком лазера (1) образца из монокристаллического кремния (2)

материал облучения длительными импульсами. Практически отсутствуют работы, в которых учитывается зависимость свойств монокристаллического кремния от температуры. Поэтому необходимо исследовать нагрев и плавление материалов при воздействии на них длительных импульсов.

В данной работе с использованием программного пакета COMSOL численно моделируется изменение температурного поля в монокристаллическом кремнии, облучаемом миллисекундным лазером. При этом учитывается зависимость термофизических свойств монокристаллического кремния от температуры. Численное моделирование выполняется при различных значениях плотности энергии лазера и длительности импульса.

1. Численное моделирование. Ниже изложена постановка задачи и приведены основные уравнения.

1.1. *Постановка задачи.* Гауссов пучок миллисекундного лазера фокусируется на образец из монокристаллического кремния (рис. 1). Образец и лазер имеют следующие физические характеристики: радиус образца $r = 1,27 \cdot 10^{-2}$ м, толщина образца $H = 4 \cdot 10^{-3}$ м, коэффициент поглощения $\alpha_s = 1023(T/273)^4$ м $^{-1}$, $\alpha_l = 8,6 \cdot 10^7$ м $^{-1}$, теплопроводность $k_s = 22,23 + 422,52 \exp(-T/255,45)$ Вт/(м·К), $k_l = 62$ Вт/(м·К), удельная теплоемкость $C_s = 352,43 + 1,78T - 2,21 \cdot 10^{-3}T^2 - 1,3 \cdot 10^{-6}T^3 - 2,83 \cdot 10^{-10}T^4$ Дж/(кг·К), $C_l = 1021,84$ Дж/(кг·К), плотность $\rho_s = 2330 - 2,19 \cdot 10^{-2}T$ кг/м 3 , $\rho_l = 2540 - 2,19 \cdot 10^{-2}T - 1,21 \cdot 10^{-5}T^2$ кг/м 3 , коэффициент температурного расширения $\beta = 2 \cdot 10^{-5}$ К $^{-1}$, коэффициент отражения $R_s = 0,33$, $R_l = 0,72$, скрытая теплота плавления $L_m = 1800$ Дж/г, скрытая теплота испарения $L_v = 16\,207$ Дж/г, радиус пятна облучения $r_0 = 1$ мм, частота импульсов $f = 10$ Гц (индекс s соответствует твердой фазе, l — жидкой фазе) [6–9].

1.2. *Уравнение теплопроводности.* Используется следующее уравнение теплопроводности:

$$\rho c \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(kr \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial z} \right) + \rho L_m \frac{\partial f_s}{\partial t} + I.$$

Здесь f_s — доля твердой фракции (при $f_s = 1$ вещество находится в твердой фазе, при $f_s = 0$ — в жидкой фазе).

На поверхности образца из монокристаллического кремния краевые условия полагаются адиабатическими:

$$-k \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial r} \Big|_{r=0,0127} = 0, \quad -k \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=H, z=0} = 0,$$

начальное условие задается в виде

$$T(r, z, t) \Big|_{t=0} = T_0 = 300 \text{ К.}$$

Поскольку в уравнении теплопроводности f_s является функцией температуры, производная по времени вычисляется по правилу дифференцирования сложной функции:

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} = \frac{\partial f_s}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial t}.$$

Производная $\partial f_s / \partial T$ является функцией Дирака с сильной сингулярностью вблизи точки плавления, что приводит к расходимости результатов численных расчетов. Чтобы избежать указанной расходимости, для производной $\partial f_s / \partial T$ используется экспоненциальная аппроксимация

$$\frac{\partial f_s}{\partial T} \approx \frac{e^{-(T-T_m)^2/dT^2}}{\sqrt{\pi} dT}.$$

При смене фаз вместо теплоемкости c используется эквивалентная теплоемкость c_p :

$$c_p = c - L_v \frac{\partial f_v}{\partial T}$$

(f_v — модифицированная функция жидкого состояния, зависящая от температуры). Производная $\partial f_v / \partial T$ является гладкой функцией:

$$\frac{\partial f_v}{\partial T} = \frac{1}{\sqrt{\pi} dT} \exp\left(-\frac{(T - T_v)^2}{(dT)^2}\right)$$

(T_v — температура испарения).

При облучении образца из монокристаллического кремния лазером энергия лазера проникает внутрь образца, где распределяется по некоторому закону. При численном моделировании эта энергия учитывается путем добавления в правую часть уравнения теплопроводности объемного источника тепла:

$$I(T, z, r, t) = \alpha(T)(1 - R(T))I_0 f(r)g(t) e^{-\alpha(T)z},$$

где $g(t)$, $f(r)$ — функции распределения импульса лазера во времени и пространстве соответственно. Для функции $f(r)$ принимается гауссово распределение

$$f(r) = e^{-2r^2/r_0^2}, \quad r = \sqrt{x^2 + y^2}.$$

2. Результаты расчетов и их анализ. На рис. 2 представлена зависимость температуры в центре пятна облучения T_c от времени t при различных значениях плотности энергии U , на рис. 3 — зависимость температуры в центре пятна от плотности энергии при различных значениях длительности импульса t_p . При облучении лазером температура в центре пятна со временем увеличивается. Когда температура приближается к температуре плавления, равной 1687 К, скорость возрастания температуры уменьшается (на кривой $T_c(t)$ в этой точке имеется излом). Это означает, что толщина области плавления увеличивается. Вследствие перехода твердой фазы на поверхности кремниевого образца в жидкую происходит поглощение скрытого тепла и скачкообразное изменение коэффициента отражения кремния от значения $R = 0,33$ до значения $R = 0,72$. В результате увеличения коэффициента отражения монокристаллического кремния существенно уменьшается энергия поглощения. При плотности энергии $U > 159,2$ Дж/см² скорость увеличения температуры больше скорости ее уменьшения, поэтому излом на кривой $T_c(t)$ практически не виден. После завершения фазового перехода скорость возрастания температуры увеличивается до тех пор, пока не будет достигнута температура точки испарения. В этот момент температура незначительно увеличивается, затем на кривой $T_c(t)$ появляется плато, на котором происходит испарение.

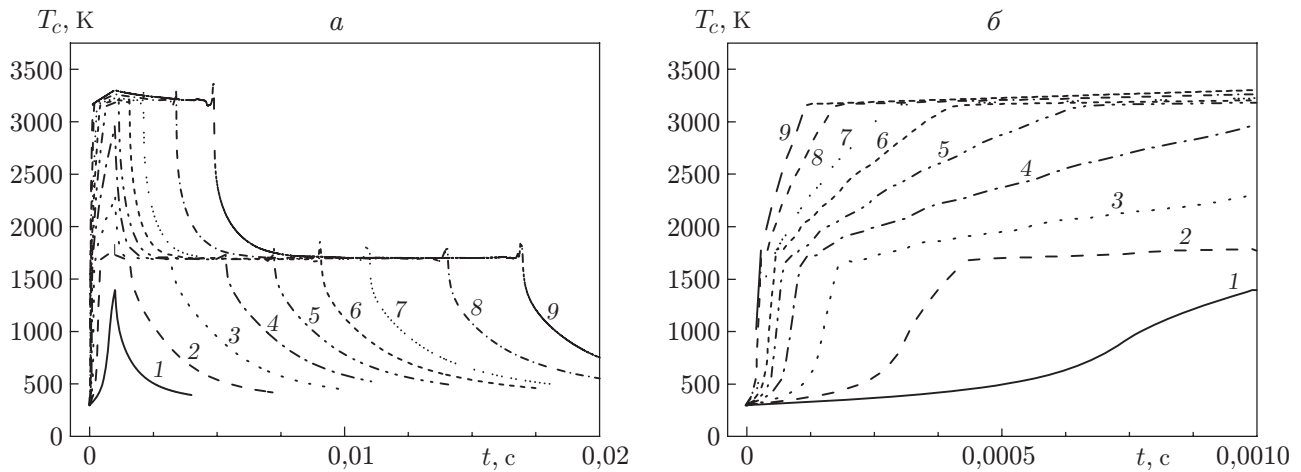


Рис. 2. Зависимость температуры в центре пятна облучения от времени при $t_p = 1$ мс и различных значениях плотности энергии:
a — $0 \leq t \leq 0,02$ с, *б* — $0 \leq t \leq 0,001$ с; 1 — $U = 15,95$ Дж/см², 2 — $U = 31,85$ Дж/см², 3 — $U = 63,69$ Дж/см², 4 — $U = 95,54$ Дж/см², 5 — $U = 127,34$ Дж/см², 6 — $U = 159,24$ Дж/см², 7 — $U = 191,08$ Дж/см², 8 — $U = 254,78$ Дж/см², 9 — $U = 318,47$ Дж/см²

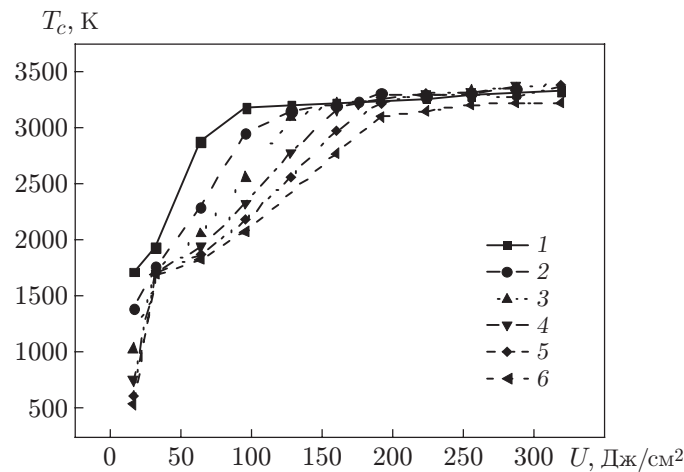


Рис. 3. Зависимость температуры в центре пятна облучения от плотности энергии при различных значениях длительности импульса:
 1 — $t_p = 0,5$ мс, 2 — $t_p = 1,0$ мс, 3 — $t_p = 1,5$ мс, 4 — $t_p = 2,0$ мс, 5 — $t_p = 2,5$ мс, 6 — $t_p = 3,0$ мс

Температуру, превышающую температуру испарения, следует рассматривать как температуру, при которой происходит испарение жидкости, находящейся вблизи поверхности кремниевого образца. Поскольку в этот момент температура кремния высокая, теплопроводность мала, и для проникания энергии лазера в кремниевый образец необходим большой промежуток времени, что и приводит к появлению плато.

В момент времени $t = 1$ мс облучение лазером прекращается, дальнейшее перераспределение температуры в образце из монокристаллического кремния происходит только вследствие тепловой диффузии. При этом температура в центре пятна облучения быстро уменьшается. При достижении температуры, равной температуре плавления ($T = 1687$ К), происходит переход жидкой фазы в твердую. Скорость понижения температуры уменьша-

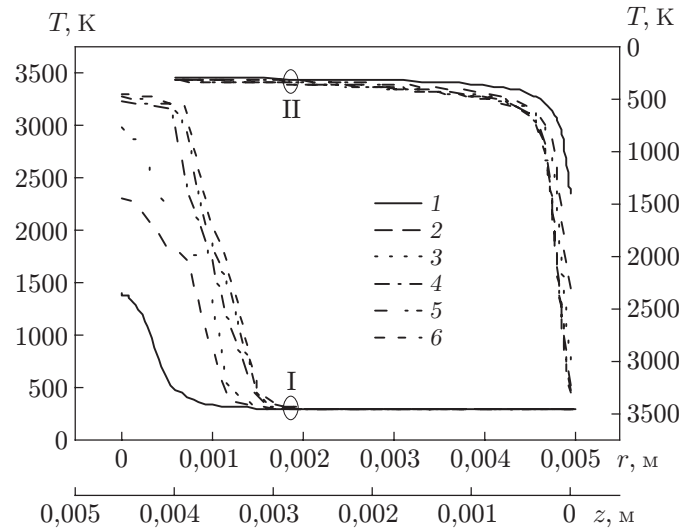


Рис. 4. Радиальное (I) и осевое (II) распределения температуры при различных значениях плотности энергии:

1 — $U = 15,9 \text{ Дж/см}^2$, 2 — $U = 63,7 \text{ Дж/см}^2$, 3 — $U = 127,3 \text{ Дж/см}^2$, 4 — $U = 191,1 \text{ Дж/см}^2$, 5 — $U = 254,8 \text{ Дж/см}^2$, 6 — $U = 318,5 \text{ Дж/см}^2$

ется, и вновь появляется плато. С увеличением плотности энергии лазера длина плато увеличивается, поскольку при этом требуется больше времени для поглощения энергии вследствие тепловой диффузии, до тех пор пока не закончится превращение жидкой фазы в твердую (пока полностью не высвободится скрытая теплота фазового перехода). Затем температура быстро уменьшается. После окончания процесса отвердевания температура вновь увеличивается вследствие увеличения скорости эмиссии при переходе из жидкого состояния в твердое. Чем больше плотность энергии лазера, тем больше температура поверхности образца из монокристаллического кремния и, следовательно, тем меньше требуется времени для плавления этого образца.

Интенсивность тепловой диффузии зависит от градиента температуры по пространственной переменной. Градиент температуры уменьшается, когда температура в центре пятна облучения приближается к начальной. При плотности энергии лазера $U < 191,1 \text{ Дж/см}^2$ температура в центре пятна уменьшается до значения $T_c = 300 \text{ К}$ приблизительно за $0,02 \text{ с}$. В результате температура образца из монокристаллического кремния становится равной начальной температуре.

При постоянной плотности энергии максимальная температура при воздействии лазера уменьшается с увеличением длительности импульса. Угол наклона кривой $T_c(U)$ увеличивается с увеличением длительности импульса (см. рис. 3). Температура в центре пятна определяется плотностью энергии лазера. Чем больше длительность импульса, тем меньше плотность энергии, поэтому в центре пятна температура уменьшается. При длительности импульса в диапазоне $t_p = 0,5 \div 3,0 \text{ мс}$ и плотности энергии $U > 31,85 \text{ Дж/см}^2$ происходит плавление образца из монокристаллического кремния. При увеличении плотности энергии и уменьшении длительности импульса температура в течение малого промежутка времени становится больше температуры плато, при которой твердая фаза превращается в жидкую, затем происходит ее дальнейшее быстрое увеличение.

На рис. 4 приведено распределение температуры по образцу в радиальном и осевом направлениях. При облучении энергия лазера поглощается поверхностью образца, внутри него вследствие теплопроводности образуется неоднородное температурное поле

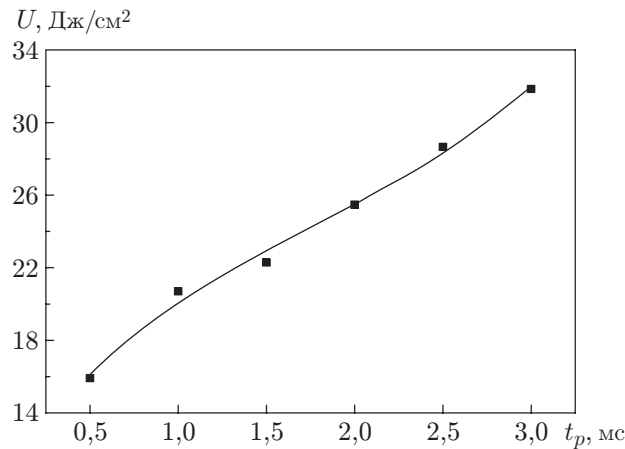


Рис. 5. Зависимость плотности энергии, при которой происходит плавление, от длительности импульса:

точки — результаты расчета, линия — аппроксимация с использованием полинома третьего порядка

с большими градиентами. С увеличением плотности энергии скорость увеличения максимального значения температуры постепенно уменьшается. С увеличением плотности энергии нагретая область вокруг пятна облучения увеличивается. При плотности энергии $U = 318,47$ Дж/см² радиус нагретой области в два раза превышает радиус пятна. Угол наклона кривой зависимости температуры от радиуса $T(r)$ постепенно увеличивается, с увеличением радиуса температура быстро уменьшается. Даже при значительном увеличении плотности энергии толщина области прогрева увеличивается незначительно. При плотности энергии $U = 254,78$ Дж/см² толщина области прогрева равна 1 мм, при этом толщина области плавления составляет 0,16 мм.

Для шести импульсов различной длительности ($t_p = 0,5; 1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0$ мс) вычислены значения плотности энергии, при которых происходит плавление (точки на рис. 5). Эти данные были аппроксимированы с использованием полинома третьего порядка (линия на рис. 5). На рис. 5 видно, что с увеличением длительности импульса увеличивается плотность энергии, необходимой для плавления. Зависимость плотности энергии, необходимой для плавления, от длительности импульса близка к линейной. При изменении длительности импульса в диапазоне $t_p = 0,5 \div 3,0$ мс плотность энергии, необходимой для плавления, изменяется в диапазоне $U = 15 \div 32$ Дж/см².

На рис. 6 приведена зависимость времени плавления t_m образца из монокристаллического кремния от плотности энергии при различных значениях длительности импульса. Время плавления увеличивается с увеличением длительности импульса и уменьшается с увеличением плотности энергии. При $U = 250$ Дж/см² время плавления составляет $t_m \approx 0,2$ мс и при дальнейшем увеличении плотности энергии не меняется. При большой плотности энергии время плавления настолько мало, что практически не зависит от длительности импульса.

При длительности импульса $t_p = 1$ мс и плотности энергии $U = 111,5$ Дж/см² температура в центре пятна облучения равна температуре испарения. При этом наблюдается перемещение частиц в окрестности центра пятна облучения. Это значение плотности энергии является характерным значением.

На рис. 7,а приведена зависимость температуры от времени в точках, расположенных на различных расстояниях от центра пятна облучения. Чем больше расстояние от точки

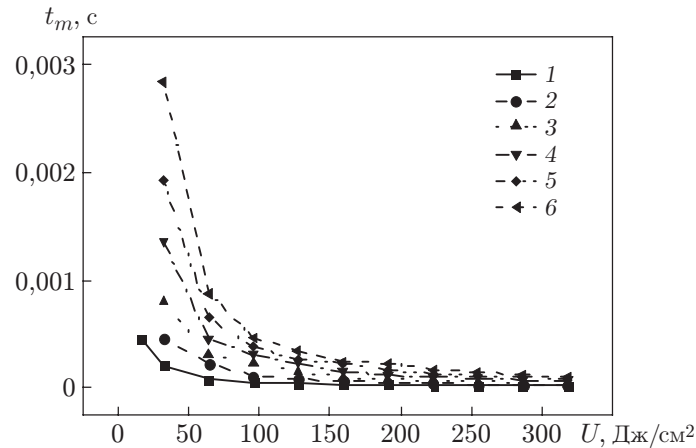


Рис. 6. Зависимость времени плавления от плотности энергии при различных значениях длительности импульса:

1 — $t_p = 0,5$ мс, 2 — $t_p = 1,0$ мс, 3 — $t_p = 1,5$ мс, 4 — $t_p = 2,0$ мс, 5 — $t_p = 2,5$ мс, 6 — $t_p = 3,0$ мс

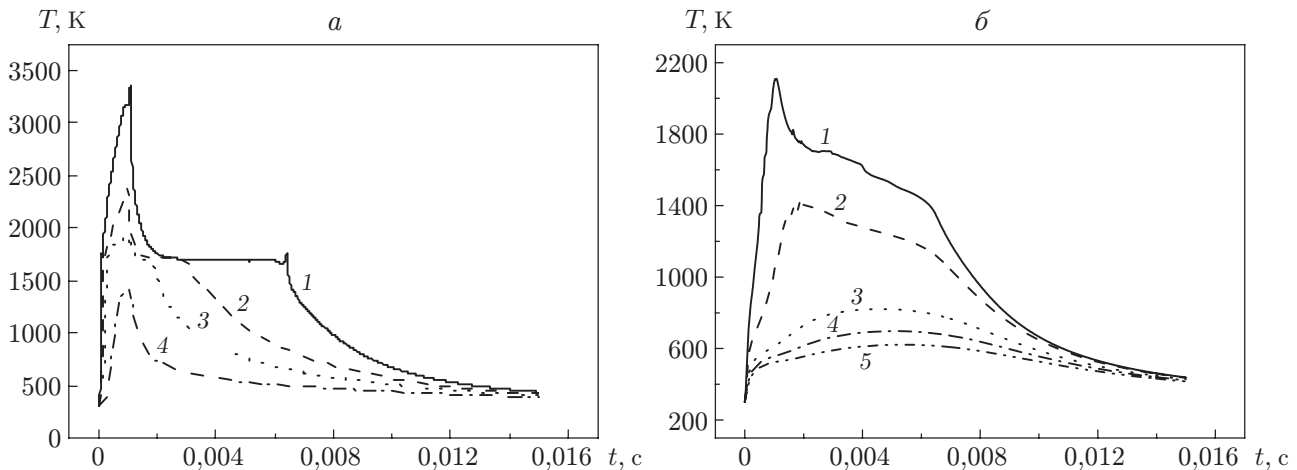


Рис. 7. Зависимость температуры от времени в различных точках образца:

a — в точках с различными значениями радиальной координаты (1 — $r = 0$, 2 — $r = 0,5$ мм, 3 — $r = 0,7$ мм, 4 — $r = 1,0$ мм); *б* — в точках, расположенных на различных расстояниях от поверхности образца (1 — $z = 0,1$ мм, 2 — $z = 0,2$ мм, 3 — $z = 0,4$ мм, 4 — $z = 0,5$ мм, 5 — $z = 0,6$ мм)

до центра пятна облучения, тем меньше угол наклона кривой зависимости температуры от времени в этой точке. Это означает, что скорость увеличения температуры в точке уменьшается по мере удаления от центра пятна облучения. Это обусловлено двумя причинами. Во-первых, коэффициент поглощения кремния увеличивается с увеличением температуры [10]. При увеличении температуры от комнатной температуры до температуры плавления этот коэффициент может увеличиться на 3–4 порядка. Вследствие увеличения коэффициента поглощения глубина проникания энергии в образец из монокристаллического кремния уменьшается, вследствие чего увеличивается скорость нагрева поверхности образца. Во-вторых, при увеличении температуры теплопроводность монокристаллического кремния уменьшается, что затрудняет проникание энергии внутрь образца. В результате увеличивается температура вблизи пятна облучения. На рис. 7, *б* приведена зависимость

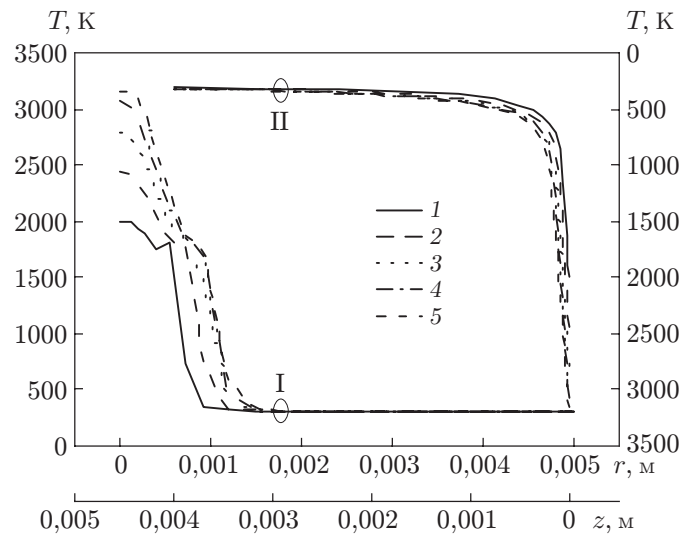


Рис. 8. Распределения температуры в радиальном (I) и осевом (II) направлениях при характерном значении плотности энергии в различные моменты времени: 1 — $t = 0,2$ мс, 2 — $t = 0,4$ мс, 3 — $t = 0,6$ мс, 4 — $t = 0,8$ мс, 5 — $t = 1,0$ мс

температуры от времени в точках, расположенных на различных расстояниях от поверхности образца. Когда плотность энергии равна характерной, на поверхности образца из кремния происходит испарение. Однако даже на расстоянии от поверхности образца, равном 0,3 мм, не происходит перехода твердой фазы в жидкую. Таким образом, плавление происходит только в тонком слое, примыкающем к поверхности образца.

Поскольку луч лазера является гауссовым, радиальное распределение температуры близко к гауссову распределению (рис. 8). При увеличении интенсивности облучения температура увеличивается и область фазового перехода распространяется от центра пятна облучения к периферии. Так как поглощение энергии лазера монокристаллическим кремнием происходит в трехмерной области и с увеличением расстояния от поверхности образца величина поглощения энергии уменьшается по экспоненциальному закону, то с увеличением расстояния от поверхности образца температура также уменьшается по экспоненциальному закону. Облучение образца является осесимметричным, поэтому и распределение температуры в образце является осесимметричным (рис. 9). На оси образца температура максимальна и по мере удаления от нее постепенно уменьшается.

3. Эксперимент. Ниже приводится описание экспериментальной установки и проводится сравнение экспериментальных данных с результатами численных расчетов.

3.1. Экспериментальная установка. На рис. 10 представлена схема экспериментальной установки. Использовался импульсный лазер Nd:YAG марки Melar-100, с помощью которого можно создавать импульсы длительностью $t_p = 0,5 \div 3,0$ мс. Диаметр луча на выходе приближенно равен 2 см. Лазерный луч близок к гауссову. Направленный на образец луч фокусируется с помощью линз. Радиус пятна облучения равен 1 мм. Для измерения температуры поверхности образца из монокристаллического кремния используется высокоточный термометр марки KLEIBER KMGA 740 (Германия). Термометр управляется задерживающим контроллером DG645.

Кремниевые пластины толщиной 4 мм и диаметром 25,4 мм, отшлифованные с одной стороны, размещались на подставке с пятью степенями свободы. Пластины помещались в ацетон и метанол и полировались ультразвуком в течение 15 мин. Поверхность пластин очищалась азотом, затем пластины помещались в сушильные камеры, в которых под-

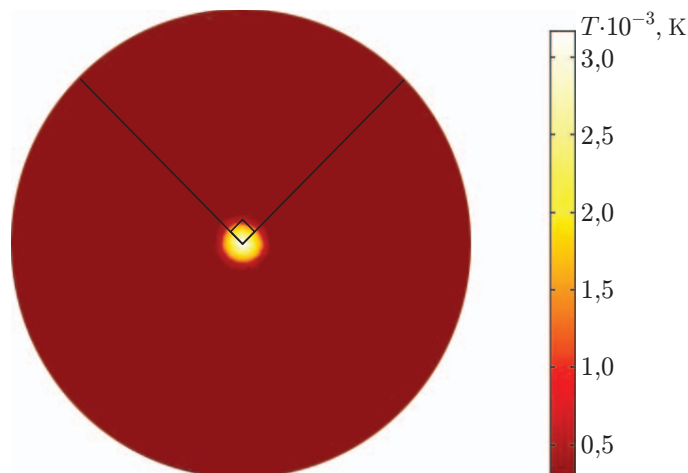


Рис. 9. Трехмерное распределение температуры в образце из монокристаллического кремния при характерном значении плотности энергии

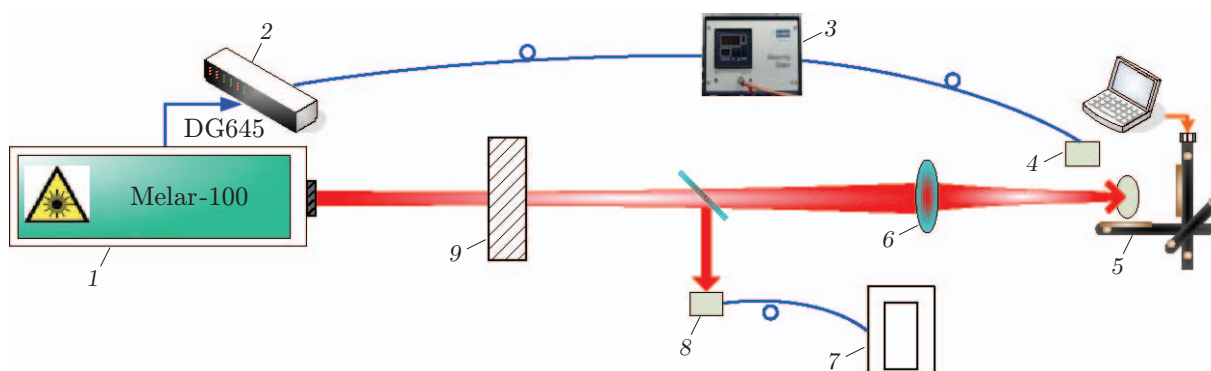


Рис. 10. Схема установки для измерения температуры образца, облучаемого миллисекундным лазером:

1 — импульсный лазер Nd:YAG 1064 nm, 2 — задерживающий контроллер DG645, 3 — пирометр, 4, 8 — зонды, 5 — образец на подставке с пятью степенями свободы, 6 — линзы, 7 — измеритель энергии, 9 — аттенюатор

держивалась низкая температура. Эксперимент проводился при комнатной температуре, нормальном атмосферном давлении и влажности, равной 50 %.

3.2. Сравнение результатов экспериментов и численных расчетов. На рис. 11 приведены зависимости температуры в центре пятна облучения от времени, полученные в экспериментах и при численном моделировании при $U = 63,69; 127,34$ Дж/см². Разность максимальных значений температуры в центре пятна, полученных в экспериментах и в результате численных расчетов, составляет 0,4 и 1,6 %. Распределение температуры, полученное при численном моделировании, соответствует экспериментальным данным. После прекращения действия лазера скорость уменьшения температуры, полученная при численном моделировании, меньше скорости, определенной в эксперименте. Некоторое несоответствие результатов численного моделирования и экспериментальных данных может быть обусловлено рядом причин. Например, используемые при численном моделировании значения термофизических констант монокристаллического кремния могут отличаться от соответствующих констант экспериментального образца.

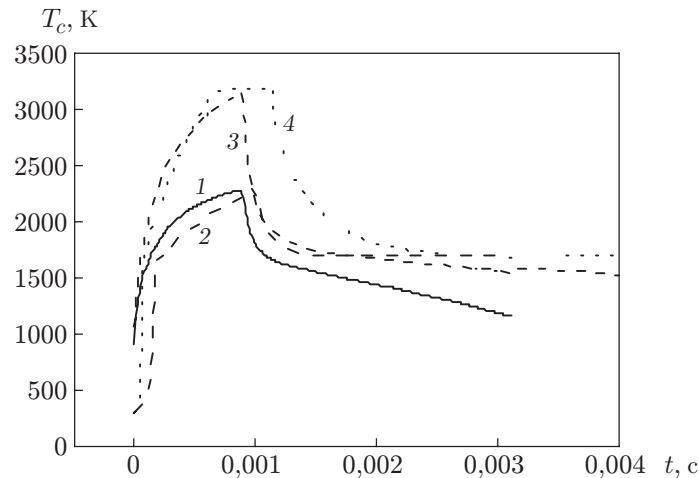


Рис. 11. Зависимости температуры в центре пятна облучения от времени, полученные в экспериментах (1, 3) и при численном моделировании (2, 4):
1, 2 — $U = 63,7 \text{ Дж/см}^2$, 3, 4 — $U = 127,3 \text{ Дж/см}^2$

Заключение. Проведено численное моделирование температурного поля в образце из монокристаллического кремния, облучаемого миллисекундным лазером, при различных значениях плотности энергии лазера и длительности импульса. Механизмы лазерной абляции при воздействии наносекундным и фемтосекундным лазерами различаются. Температура в центре пятна облучения увеличивается с увеличением плотности энергии лазера и уменьшается с увеличением длительности импульса. При температуре, близкой к температуре плавления, характер кривой зависимости температуры от времени изменяется, поскольку при переходе материала на поверхности образца из монокристаллического кремния из твердой фазы в жидкую требуется большее количество скрытой теплоты. При фазовом переходе увеличивается коэффициент отражения, что также приводит к изменению характера кривой зависимости температуры от времени при температуре, близкой к температуре плавления. Температура быстро уменьшается, после прекращения облучения и при достижении температуры плавления происходит переход жидкой фазы в твердую. После окончания процесса отвердевания температура вновь увеличивается, что в основном обусловлено увеличением скорости эмиссии при переходе из жидкого состояния в твердое. При постоянной длительности импульса с увеличением плотности энергии время плавления уменьшается по экспоненциальному закону. При длительности импульса, изменяющейся в диапазоне $0,5 \div 3,0 \text{ мс}$, плотность энергии, необходимой для плавления, изменяется в диапазоне $15 \div 32 \text{ Дж/см}^2$. Полученные в работе результаты могут быть использованы при проектировании различных микроустройств.

ЛИТЕРАТУРА

1. Marine W., Bulgakova N. M., Patrone L., et al. Insight into electronic mechanisms of nanosecond-laser ablation of silicon // J. Appl. Phys. 2008. V. 103, iss. 9. 094902.
2. Li Z., Zhang H., Shen Z., et al. Time-resolved temperature measurement and numerical simulation of millisecond laser irradiated silicon // J. Appl. Phys. 2013. V. 114, iss. 3. 033104.
3. Barberoglou M., Tsididis G. D., Gray D., et al. The influence of ultra-fast temporal energy regulation on the morphology of Si surfaces through femtosecond double pulse laser irradiation // Appl. Phys. A. 2013. V. 113, N 2. P. 273–283.

4. **Wang X., Qin Y., Wang B., et al.** Numerical and experimental study of the thermal stress of silicon induced by a millisecond laser // Appl. Opt. 2011. V. 50, N 21. P. 3725–3732.
5. **Kittl J. A., Sanders P. G., Aziz M. J., et al.** Complete experimental test of kinetic models for rapid alloy solidification // Acta Materialia. 2000. V. 48, N 20. P. 4797–4811.
6. **Endo R. K., Fujihara Y., Susa M.** Calculation of density and heat capacity of silicon by molecular dynamics simulation // High Temperatures — High Pressures. 2003. V. 35, N 36. P. 505–511.
7. **Yamaguchi K., Itagaki K.** Measurement of high temperature heat content of silicon by drop calorimetry // J. Therm. Anal. Calorimetry. 2002. V. 69, N 3. P. 1059–1066.
8. **Glassbrenner C. J., Slack G. A.** Thermal conductivity of silicon and germanium from 3 K to the melting point // Phys. Rev. 1964. V. 134, N 4A. P. 1058–1069.
9. **Semiconductors and semimetals** / Ed. by J. F. Clauser, A. Shimony, R. F. Wood, C. W. White, R. T. Young. S. l.: Acad. Press, 1984. V. 23.
10. **Tao S., Wu B., Zhou Y., et al.** Thermal modeling and experimental study of infrared nanosecond laser ablation of silicon // J. Appl. Phys. 2009. V. 106, N 12. 123507.

*Поступила в редакцию 7/IV 2016 г.,
в окончательном варианте — 31/VIII 2016 г.*
