

ОПТИЧЕСКАЯ ПИРОМЕТРИЯ ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ, РАСПЛАВЛЕННОГО НАНОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ОБЛУЧЕНИЕМ

© Г.Д.Ивлев

Оптическое излучение, испускаемое кремнием в условиях наносекундного лазерного плавления, можно считать равновесным [1], т. е. адекватно характеризующим температуру объекта, которая в этом случае может быть измерена пирометрическими методами. Такие измерения проводились в отдельных экспериментах [1-4], однако в них не было получено точной информации о температуре расплава Si во время кристаллизации. Между тем она необходима как для количественного описания процесса жидкофазной эпителизации при высоких, порядка нескольких метров в секунду [5], скоростях роста кристалла, так и при моделировании лазерно-индуцированных в полупроводнике фазовых переходов расплав-кристалл. Кроме того, сама возможность получения указанной информации методами оптической пирометрии, судя по всему, представляется не совсем очевидной. Цель данной работы заключается в пирометрической диагностике процесса кристаллизации кремния, расплавленного наносекундным воздействием лазерного излучения.

Согласно формуле Планка, интенсивность квазимоновхроматического излучения с эффективной длиной волны λ_e и соответственно выходной сигнал пирометрического датчика $S = S_b$ изменяются в зависимости от яркостной температуры излучателя T_b обратно пропорционально величине $\exp(C_2/\lambda_e T_b) - 1$, где $C_2 = 14388 \text{ мкм} \cdot \text{К}$ [6]. В нашем случае $\exp(C_2/\lambda_e T_b) \approx 2 \cdot 10^7 \gg 1$, т. е. выходной сигнал датчика пропорционален $\exp(-C_2/\lambda_e T_b)$; при визировании датчиком калиброванного источника излучения с температурой T_c выходной сигнал $S = S_c$. Отсюда следует, что

$$\frac{1}{T_b} = \frac{1}{T_c} + \frac{\lambda_e}{C_2} \ln \frac{S_c}{S_b}.$$

Если отношение S_c/S_b умножается на ϵ -излучательную способность объекта на λ_e , расчет по приведенной формуле дает значение истинной, т. е. термодинамической температуры светящейся поверхности.

В качестве калиброванного излучателя использовалась поверенная температурная лампа СИ8-200. Спектральная характеристика пропускания оптической системы датчика имела максимум на $\lambda = 510$ нм при ширине 70 нм по уровню 0.5. Величина λ_e , равная 533 нм для температурного интервала 1500–1600 К, рассчитывалась по логарифму отношения двух спектральных яркостей [6]. Корректность определения λ_e проверялась измерением наперед заданной температуры тела накала лампы $T_b = 1492$ К. Измерялся анодный ток фотоприемного элемента датчика (ФЭУ-84-6) при $T_c = 1595$ К и при указанной величине T_b . Получаемые значения яркостной температуры отличались от установленной не более чем на $\pm 1-2$ К.

Пластины (111) кремния КДБ-10 облучались рубиновым лазером [7] при длительности моноимпульса $\sim 10^{-7}$ с и диаметре пятна 3 мм. Датчиком визировалась центральная область (диаметр 1.7 мм) зоны облучения. Выходной сигнал датчика, снимаемый с сопротивления нагрузки 50 Ом, подавался на вход запоминающего осциллографа С8-14. Во избежание перегрузки осциллографического усиления на стадии достижения пиковой температуры, значительно превышающей равновесную точку плавления Si $T_m = 1685$ К, выход ФЭУ шунтировался импульсным диодом КД 510 А. В этой ситуации максимальный уровень сигнала (рис. 1) определяется преимущественно вольт-амперной характеристикой диода, а уровень плато — нагрузочным резистором, так как прямое сопротивление диода здесь $\sim 10^4$ Ом. Как следует из осциллограмм, окончание плато коррелирует по времени с уменьшением отражения зондирующего излучения ($\lambda = 1.06$ мкм [7]), т. е. с завершением кристаллизации расплава. Отсюда ясно, что температура T_p , соответствующая высоте плато, характеризует термодинамическое состояние кремния во время жидкофазной эпитаксии.

С целью повышения точности определения T_p измерительная система градуировалась по импульсному излучению лампы ($T_c = 1595$ К). Для получения от нее относительно коротких, во избежание перегрузки ФЭУ, одиночных световых импульсов использовались вращающийся диск с прорезью и фотозатвор. Выделялся трапецеидальный импульс длительностью 200 мкс. При визировании датчиком тела накала лампы или поверхности Si условия измерений различались только по длительности развертки осциллографа и наличию во втором случае ограничительного диода на выходе датчика. Определение S_c и S_p сводилось к измерению на осциллограммах высоты трапецеидального импульса h_c и уровня плато h_p . В каждой серии измерений регистрировалось 5–6 осциллограмм импульса излучения от лампы; разброс h_c относительно среднего не превышал

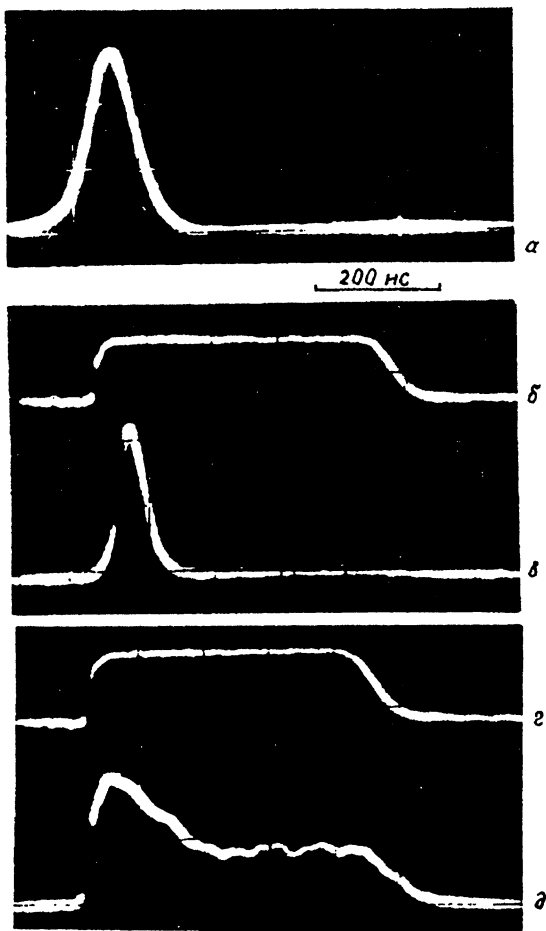


Рис. 1. Осциллограммы лазерного импульса (а), воздействующего на кремний, отражения зондирующего излучения (б, в) и выходного сигнала пирометрического датчика (е, д). Плотность энергии облучения $\sim 3 \text{ Дж/см}^2$; е — перед апертурой датчика помещены ослабляющие фильтры, д — фильтры отсутствуют, выход датчика зашунтирован импульсным диодом.

$\pm 1-2\%$. Импульсный сигнал от кремния осциллографировался до 10 раз. При появлении визуально заметной эрозии поверхности последующему облучению подвергался новый участок образца. Разброс значений h_p обычно был в пределах $\pm 2-3\%$. При высокой воспроизводимости по уровню h_p само плато, однако, было не совсем ровным (рис. 2) из-за флуктуаций фототока и коэффициента усиления ФЭУ, проявляющихся вследствие относительно слабой освещенности фотокатода.

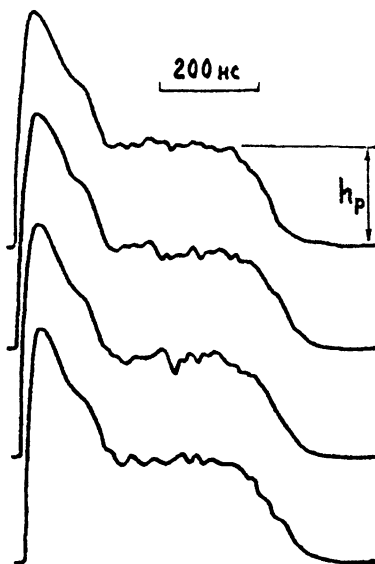


Рис. 2. Осциллограммы выходного сигнала пирометрического датчика, полученные при четырехкратном лазерном облучении кремния.

В таблице приведены усредненные значения T_b по каждой из пяти независимых серий измерения. При определении соответствующих значений T_p величина ϵ на $\lambda = 0.53 \text{ мкм}$ была принята равной 0.28 ± 0.02 [8-10]. Данные пятой серии получены при облучении кремния в воздухе, а четырех предшествующих — в среде аргона. Как видно, результаты измерений практически не различаются. Величину T_p для определенности можно принять равной 1650 К. Соответственно переохлаждение расплава $\Delta T = T_m - T_p \simeq \simeq 35 \text{ К}$. Фактические значения T_p и ΔT могут быть либо больше, либо меньше указанных на величину систематической ошибки до $\pm 15 \text{ К}$, определяемой погрешностью $\pm 7 \text{ К}$ установки реперной температуры T_c и вкладом отклонения по ϵ .

Скорость движения фронта кристаллизации $v = \beta \Delta T$ [5] при нашем времени существования расплава составляет на

Температура поверхности расплава кремния на стадии кристаллизации

№ серии измерений	1	2	3	4	5
$T_b, \text{ К}$	1531	1530	1533	1532	1531
$T_p, \text{ К}$	1650	1649	1652	1651	1650

заклучительной стадии процесса ~ 2 м/с, что следует из решения [11] уравнения теплопроводности. С учетом возможных отклонений величины ΔT получается, что коэффициент $0.04 \lesssim \beta \lesssim 0.1$ м/с · К. Ранее величина ΔT определялась другими методами [12,13]. При кристаллизации кремния на сапфире $\beta \simeq 0.06$ м/с · К [12]; в соответствии с результатами исследования [13] для Si (111) $0.04 < \beta < 0.1$ м/с · К, что хорошо согласуется с нашими данными. Теоретическая оценка $\beta \approx 0.02$ м/с · К [14] явно занижена для роста кристалла из расплава Si со скоростью несколько метров в секунду.

Относительная погрешность в определении яркостной температуры расплава составила в эксперименте 0.5%, а истинной — 1%. Температура поверхности кремния, расплавленного лазерным импульсом, практически неизменна на стадии кристаллизации и хорошо воспроизводима, что позволяет использовать такого рода излучатель для градуировки пирометрических систем, предназначенных для измерения температуры импульсных источников теплового излучения.

Список литературы

- [1] Kemmler M., Wartmann G., von der Linde D. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 45. N 2. P. 159–161.
- [2] Пилипович В.А., Ивлев Г.Д., Малевич В.Л., Жидков В.В. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. В. 10. С. 594–598.
- [3] Iulev G.D., Malevich V.L., Zhidkov V.V. // Phys. Stat. Sol. (a). 1988. V. 106. N 2. K123–K127.
- [4] Baller T.S., Kools J.C.S., Dieleman J. // Appl. Surface Sci. 1990. V. 46. P. 292–298.
- [5] Карпов С.Ю., Ковальчук Ю.В., Погорельский Ю.В. // Итоги науки и техники. Физические основы лазерной и пучковой технологии. Т. 1. М., 1988. С. 5–48.
- [6] Свет Д.Я. Оптические методы измерения истинных температур. М., 1982. 296 с.
- [7] Гацкевич Е.И., Ивлев Г.Д., Чапанов А.М. // Квантовая электроника. 1995. Т. 22. В. 8. С. 805–810.
- [8] Шварев К.М., Баум Б.А., Гельд П.В. // ФТТ. 1974. Т. 16. В. 11. С. 3246–3248.
- [9] Jellison G.E. (Jr), Lowndes D.H. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 5. P. 352–354.
- [10] Гацкевич Е.И., Малевич В.Л. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 4. С. 697–699.
- [11] Пилипович В.А., Ивлев Г.Д., Малевич В.Л., Жидков В.В. // ИФЖ. 1985. Т. 48. В. 2. С. 302–312.
- [12] Thompson M.O., Bucksbaum P.H., Bockor J. // Energy Beam-Solid Interaction and Transient Thermal Processing. Pittsburg, Pa. 1985. P. 180–186.
- [13] Larson B.C., Tischler J.Z., Mills D.M. // Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 1985. V. 51. P. 113–118.
- [14] Современная кристаллография. Т. 3. М., 1980. 407 с.

Институт электроники АНБ,
Минск

Поступило в Редакцию
20 декабря 1995 г.
В окончательной редакции
13 марта 1996 г.