

ТЕМПЕРАТУРНОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЖИДКОЙ ФАЗЫ ПРИ НАНОСЕКУНДНОМ ЛАЗЕРНОМ ПЛАВЛЕНИИ КРЕМНИЯ И ГЕРМАНИЯ

© Г.Д.Ивлев, Е.И.Гацкевич

Институт электроники Академии наук Белоруссии,

220841 Минск, Белоруссия

(Получена 12 октября 1995 г. Принята к печати 25 января 1996 г.)

Рассчитаны комплексные показатели преломления расплавов кремния и германий в температурных интервалах термодинамической устойчивости жидкого состояния. Расчет проведен в двух вариантах — на основе моделирования структурных факторов расплавов и по их удельной электропроводности. Исследована динамика отражения зондирующего излучения с длинами волн 0.53 или 1.06 мкм от жидкой фазы, образующейся при наносекундном нагреве полупроводников излучением рубинового лазера, и методом оптической пирометрии определена ее пиковая температура в зависимости от плотности энергии облучения. Результаты расчета на основе моделирования структурного фактора лучше согласуются с экспериментом для германия, чем для кремния. Экспериментальные данные свидетельствуют о возможности значительного, на несколько сот градусов, перегрева жидкой фазы при наносекундном лазерном плавлении алмазоподобных полупроводников.

Введение

Объем знаний о кремнии и германии — классических материалах твердотельной электроники — весьма обширен. Однако в связи с разработкой новых технологий, средств и методов исследования научный интерес к этим полупроводникам не ослабевает. В частности, привлекает внимание расплавленное состояние кремния и германия, в котором они обладают типичными для металлов электрическими [1] и оптическими свойствами. Оптические параметры жидких Si и Ge в видимой и ближней инфракрасной областях спектра известны [2,3]. Однако возникает вопрос, как они изменяются при высокотемпературном нагреве расплава. Температурная зависимость комплексного показателя преломления расплавленного кремния при увеличении его температуры на ~ 200 К выше точки плавления в работе [2] не установлена. По результатам измерений [4] отражательная способность расплава Si в красной области спектра заметно уменьшается при повышении температуры на ~ 300 К. Аналогичная информация относительно оптических параметров жидкого Ge в литературе практически отсутствует, так же как и теоретические разработки по указанному вопросу.

Образование расплава при наносекундном лазерном нагреве полупроводников хорошо регистрируется по возрастанию коэффициента отражения зондирующего излучения $[\overset{5}{-}12]$. Динамика изменения в этих условиях оптических характеристик кремния и германия, преимущественно отражательной способности, исследовалась в указанных и многих других работах. Лишь в отдельных экспериментах $[\overset{6}{,}7]$ одновременно измерялась температура поверхности образующейся жидкой фазы — расплава Si, но зависимость ее оптических характеристик от степени нагрева не выяснялась. Поверхность расплава при поглощении мощного лазерного излучения, очевидно, может нагреваться значительно выше точки плавления полупроводника. Однако, какова предельная температура расплава, и как она коррелирует с равновесной точкой кипения кремния или германия, до настоящего времени экспериментально не установлено.

Цель данной работы — исследовать теоретически и экспериментально изменение оптических параметров расплавов кремния и германия при высокотемпературном лазерном нагреве.

Методика эксперимента

Образцы — полированные пластины кремния КДС-10 и германия ГДГ-10 ориентации (111) облучались наносекундными импульсами рубинового лазера при ряде значений плотности энергии облучения. О температурном изменении оптических параметров жидкой фазы судили по результатам пирометрических измерений и динамике отражения зондирующего излучения p -поляризации ($\lambda = 0.53$ и 1.06 мкм), направляемого на образец под углом 45° . В качестве источника зондирующего излучения использовался лазер на стекле, активированном неодимом, работающий в режиме квазинепрерывной свободной генерации длительностью 0.5 мс, причем часть генерируемого излучения преобразовывалась во вторую гармонику. Зондирующий пучок был ослаблен до уровня, при котором исключался дополнительный вклад в нагрев образца, и фокусировался в пятно диаметром ~ 1 мм в центральной области зоны воздействия (диаметр зоны 3 мм) моноимпульсом рубинового лазера $[\overset{10}{}]$. Неоднородность распределения энергии в пятне рубинового лазера не превышала $\pm 5\%$, длительность импульса составляла $\sim 10^{-7}$ нс, величина энергии воспроизводилась с отклонением не более $\pm(2 \div 3)\%$. В качестве фотоприемников использовались скоростные фотоэлектронные умножители ЭЛУ-ФТК и ЭЛУ-ФТС, связанные со входом двухлучевого осциллографа С8-14, полоса пропускания которого (50 МГц) определяла временное разрешение регистрирующего тракта.

Температура поверхности расплава определялась по интенсивности теплового излучения в зеленой области спектра на эффективной длине волны пирометрического датчика $\lambda = 0.53$ мкм $[\overset{13}{}]$,

$$T = C_2 \left(\lambda_e \ln \frac{\varepsilon U_c}{\varepsilon_c k_a U} - \frac{C_2}{T_c} \right)^{-1}, \quad (1)$$

где $C_2 = 1.439 \cdot 10^{-2}$ м · К, ε — излучательная способность поверхности на длине волны λ_e , U — выходное напряжение датчика, k_a — коэффициент ослабления детектируемого потока теплового излучения,

ε_c — излучательная способность калиброванного излучателя, имеющего температуру T_c , которой соответствует выходное напряжение U_c . Отметим, что согласно закону Кирхгофа $\varepsilon = 1 - R$, где R — коэффициент отражения. Выражение (1) получено на основе формулы Вина, описывающей достаточно точно (с погрешностью менее 1%) спектральное распределение теплового излучения абсолютно черного тела, если $\lambda T < 3 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$, что в нашем случае выполняется.

В датчике использовался фотоумножитель ФЭУ-84-6, на анодной нагрузке которого (50 Ом) измерялись величины U_c и U . Датчиком визуировалась центральная область зоны лазерного нагрева диаметром 1.5 мм. Чтобы пиковый анодный ток фотоумножителя не превышал предел линейности импульсной световой характеристики (80 мА), поток теплового излучения, попадающий в апертуру датчика, ослаблялся нейтральными фильтрами; k_a есть величина, обратная коэффициенту пропускания фильтров. Упомянутым выше калиброванным излучателем считается жидкая фаза кремния на стадии эпитаксиальной кристаллизации, когда температура поверхности ниже, но близка к равновесной температуре плавления Si $T_m = 1685 \text{ К}$. В наших условиях характерная скорость v кристаллизации расплава в среднем равна 3 м/с [14]. Для Si (111) кинетический коэффициент составляет $\beta \simeq 0.15 \text{ м/с} \cdot \text{К}$ [15]. Возможная скорость переохлаждения жидкой фазы $\Delta T = v/\beta$ получается равной $\sim 20 \text{ К}$. Таким образом, $T_c = 1665 \text{ К}$.

Соответствующая T_c величина U_c составляла 0.4 В. Это — уровень плато на осциллограмме *d* рис. 1. Максимум сигнала здесь определяется вольт-амперной характеристикой импульсного диода КД510А, подключенного к выходу датчика во избежание перегрузки осциллографического усилителя при нарастании потока теплового излучения. С уменьшением сигнала и выходом его на плато шунтирующее действие диода прекращается, так как его прямое сопротивление возрастает от нескольких Ом до $\sim 20 \text{ кОм}$. Окончание плато коррелирует по времени со спадом повышенной отражательной способности образца, т.е. с завершением кристаллизации. Осциллографированием импульсов напряжения без диодного ограничения измеряется величина $U = U_c$, по которой определяется пиковая температура поверхности образца T_p , в данном случае равная $\sim 2000 \text{ К}$, так как $U = 3.3 \text{ В}$, $k_a = 2.1$ и $\varepsilon/\varepsilon_c = 1$. Отношение $\theta = \varepsilon U_c / \varepsilon_c k_a U$, входящее в формулу (Р), составляло $\sim 10^1 \div 10^{-4}$ ($T_p \simeq 1400 \div 3800 \text{ К}$) и определялось с относительной суммарной погрешностью $\pm(10 \div 20)\%$. Исходя из этого на основе (1) несложно оценить максимальную погрешность измерения температуры. Она невелика и по мере уменьшения θ меняется от ± 1 до $\pm 3\%$.

В связи с тем, что наносекундное воздействие инициирует в веществе существенно нестационарные процессы, может возникнуть сомнение в равновесности излучения, испускаемого образцом под действием мощного лазерного пучка. Действительно, при поглощении лазерного излучения в металле термодинамическое равновесие между электронной и фоновой (т.е. ионной) подсистемами может нарушаться. В этой ситуации температура металла как таковая утрачивает определенность. Испускаемое излучение будет неравновесным, поскольку электронная подсистема имеет одну температуру, T_e , а ионная — другую, T_i , причем максимальная разность $(T_e - T_i)_{\max} = 2q_{\max} / \alpha_0 \sqrt{\pi a t}$ [16], где q — плотность потока лазерного излучения,

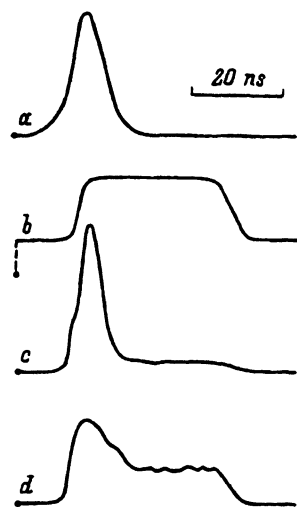


Рис. 1. Осциллограммы лазерного импульса (а), отраженного зондирующего пучка ($\lambda = 1.06$ мкм) (b) и теплового излучения кремния (с, d) при плотности энергии в лазерном импульсе ~ 2.7 Дж/см²; d — измерение в режиме диодного ограничения максимума сигнала на выходе пирометрического датчика.

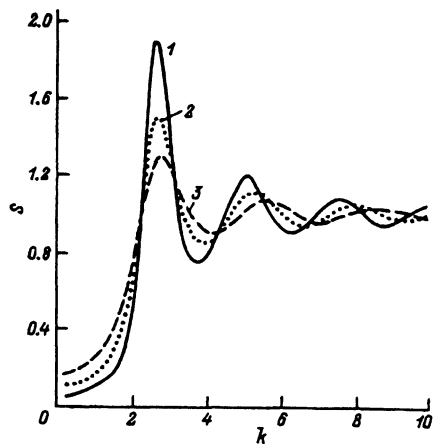


Рис. 2. Структурный фактор жидкого германия, рассчитанный на основе модели жестких сфер. T, K: 1 — 1210, 2 — 2100, 3 — 3000.

$\alpha_0 \approx 5 \cdot 10$ Дж/см³ · с · К — коэффициент теплообмена, a — температуропроводность, t — длительность импульса. Применительно к нашим условиям ($q_{\max} < 10^8$ Вт/см², $a \approx 0.2$ см²/с) получается пренебрежимо малая разность: $(T_e - T_i) < 20$ К.

Состояние расплава на стадии нагрева неравновесно в том смысле, что возникает большой температурный градиент — порядка 10^7 К/см. Интенсивность теплового излучения определяется температурным полем в скин-слое, толщина которого $\sim 10^{-6}$ см. Перепад температуры в нем весьма незначителен при указанном градиенте. К тому же согласно экспериментальным данным [7] спектральное распределение теплового излучения кремния, расплавленного лазерным импульсом длительностью 10 нс, соответствует закону Планка. Таким образом, отмеченные особенности импульсного воздействия лазерного излучения можно не учитывать как в плане пирометрических измерений, так и при расчете оптических параметров расплавов кремния и германия в зависимости от температуры.

Методы расчета

Оптические свойства металла определяются комплексным показателем преломления $\tilde{n} = n + i\kappa$, связанным с высокочастотной диэлектрической проницаемостью $\epsilon = \epsilon_1 - i\epsilon_2$ соотношениями

$$n = \sqrt{\frac{\epsilon_1 + \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2}}{2}},$$

$$\kappa = \sqrt{\frac{-\varepsilon_1 + \sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}}{2}}. \quad (2)$$

Вещественная (ε_1) и мнимая (ε_2) части диэлектрической проницаемости жидких кремния и германия в видимой и ближней инфракрасной областях спектра достаточно хорошо описывается формулой Друде (см. [2,3]), согласно которой

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= 1 - \frac{4\pi\sigma\tau}{1 + \omega^2\tau^2}, \\ \varepsilon_2 &= \frac{4\pi\sigma}{\omega(1 + \omega^2\tau^2)}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь σ — статическая проводимость, ω — частота излучения, τ — время релаксации электронов по импульсу. Поскольку $\tau = m\sigma/n_e e^2$, где n_e — концентрация электронов, e и m — заряд и масса электрона, температурное изменение \tilde{n} рассчитывается на основе (3) и (2) по известным для жидких Si и Ge зависимостям $\sigma(T)$ и $n_e(T)$.

Время релаксации $\tau(T)$ вычисляется также по формуле Займана [17]

$$\frac{1}{\tau} = \frac{mk_F n_e}{\pi \hbar^3 Z} \int_0^1 \frac{|V_{ei}(k)|^2}{|\varepsilon'(k,0)|^2} S(k) 4 \left(\frac{k}{2k_F}\right)^3 d\left(\frac{k}{2k_F}\right), \quad (4)$$

где k и k_F — волновой вектор и радиус поверхности Ферми, V_{ei} — фурье-компонента электрон-ионного псевдопотенциала, $\varepsilon'(k,0)$ — диэлектрическая проницаемость вырожденного электронного газа, \hbar — постоянная Планка, Z — валентность, $S(k)$ — структурный фактор. В качестве электрон-ионного псевдопотенциала можно использовать псевдопотенциал Ашкрофта [18]. Учет обменно-корреляционных эффектов [19] обеспечивается введением в подынтегральную функцию (4) дополнительного множителя $[1 + G(k,0)V_{ee} \operatorname{Re} \chi]^{-2}$ и заменой $\varepsilon'(k,0)$ на $\varepsilon''(k,0) = 1 - V_{ee} \chi / [1 + G(k,0)V_{ee} \chi]$, где $G(k,0)$ и χ — обменно-корреляционная функция, вычисляемая в приближении К.Сингви и др., и поляризационный оператор в приближении хаотических фаз соответственно [20], $V_{ee} = 4\pi e^2/k^2$. Температурная зависимость расчетного времени релаксации электронов связана в (4) с изменением $n_e(T)$, $k_F \sqrt{3\pi^2 n_e(T)}$ и структурного фактора расплава.

Структурный фактор жидкого кремния измерен лишь вблизи температуры плавления [18,21]. Экспериментальные данные об $S(k)$ расплава германия (температура плавления $T_m = 1210$ К) ограничены двумя значениями: при $T = 1230$ и 1570 К [21]. Поэтому получить зависимости $\tau(T)$ в широких температурных интервалах, пользуясь результатами измерений $S(k)$, не представляется возможным. Расчет структурных факторов расплавов в зависимости от температуры можно провести на основе модели жестких сфер. В этом приближении [22]

$$S(kd_0) = [1 - n_i C(kd_0)]^{-1},$$

$$C(kd_0) = -4\pi d_0^3 \int_0^1 x^2 (\alpha + \beta x + \gamma x^3) \frac{\sin(kd_0 x)}{kd_0 x} dx,$$

$$\alpha = \frac{(1 + 2\eta)^2}{(1 - \eta)^4}, \quad \beta = -\frac{3\eta(2 + \eta)^2}{2(1 - \eta)^4}, \quad \gamma = \frac{\eta\alpha}{2}, \quad (5)$$

где n_i — концентрация ионов (жестких сфер), η — коэффициент упаковки, $d_0 = \sqrt[3]{6\eta/\pi n_i}$ — диаметр жесткой сферы, $C(kd_0)$ — фурье-образ прямой корреляционной функции. Температурно-зависимыми величинами в (5) являются η и n_i .

Коэффициент упаковки для многих жидких металлов описывается выражением $\eta = A \exp(-BT)$ со свойственными каждому металлу значениями A и B [23], при этом его значение уменьшается на 20 ÷ 30% при увеличении температуры на 1000 К выше T_m . Будем исходить из того, что в нашем случае η изменяется примерно так же, и примем относительное изменение $\Delta\eta/\eta = -25\%$. Учитывая, что при $T = T_m$ $\eta = 0.38$ (Si и Ge [23]), получаем $A = 0.54$ (Ge) и 0.62 (Si), $B = 2.9 \cdot 10^{-4}$, в соответствии с чем повышение T до 3000 К уменьшает η до 0.23 (Ge) и 0.26 (Si).

Концентрация ионов в жидком Si ($T = T_m$) составляет $5.46 \cdot 10^{22}$, в Ge $4.61 \cdot 10^{22}$ см⁻³ и с возрастанием температуры понижается пропорционально плотности расплава. Плотность жидкого кремния в температурном интервале 1693 ÷ 1923 К меняется линейно: $\rho[\text{г/см}^3] = 2.53 - 0.152 \cdot 10^{-3} (T - T_m)$ [К], аналогично зависит от температуры (в интервале 1210 ÷ 1873 К) и плотность расплавленного германия $\rho[\text{г/см}^3] = 5.51 - 0.498 \cdot 10^{-3} (T - T_m)$ [К] [1]. При экстраполяции $\rho(T)$ к 3000 К получается, что плотность Si уменьшается на 8%, Ge — на 16%. Так же меняются и концентрации ионов. Концентрация электронов есть $n_e = 4n_i(T)$. Исходя из данных [1] об удельном электрическом сопротивлении расплавов, измеренном в температурных интервалах от T_m до $T_m + (\sim 400 \text{ К})$, можно получить уравнения, описывающие изменение статической проводимости в зависимости от T : $\sigma[\text{Ом} \cdot \text{м}]^{-1} = 10^6 \{0.834 + 0.5 \cdot 10^{-3}(T - T_m)[\text{К}]\}^{-1}$ и $10^6 \{0.715 + 0.75 \cdot 10^{-3}(T - T_m)[\text{К}]\}^{-1}$ для Si и Ge соответственно. Согласно приведенным выражениям, при нагреве до 3000 К проводимость расплава Si уменьшается примерно в 2, а Ge — в 3 раза.

Основные результаты

Оптические параметры жидких кремния и германия при температурах T_m , рассчитанные по статической проводимости (СП) и на основе моделирования структурного фактора (МСФ), различаются (табл. 1). К экспериментальным значениям n и k для Si [2] и Ge [3] ближе результаты расчета по СП. Если при вычислении τ в подынтегральную функцию (4) вводятся экспериментальные структурные факторы (ЭСФ) [18], то расчетные данные для Ge практически совпадают с теми, что дает расчет по СП; в случае Si несколько отличаются только величины n .

Таблица 1. Оптические параметры расплавов кремния и германия на длине волны 0.63 мкм

Метод или источник	Кремний			Германий		
	n	κ	$R, \%$	n	κ	$R, \%$
СП	3.1	5.4	73	2.8	5.7	76
МСФ	2.4	7.5	86	2.5	6.5	82
ЭСФ	2.5	5.4	76	2.8	5.7	76
[²]	2.7	5.2	73			
[³]				3.2	5.8	75

В этой связи при последующих расчетах $\tilde{n}(T)$ на основе МСФ вычисляемое время релаксации умножалось на поправочные коэффициенты 0.51 (Si) и 0.71 (Ge), уменьшающие τ до значений, соответствующих ЭСФ. Второй коэффициент ближе к единице, поскольку структурный фактор $S(k)$ жидкого германия описывается на основе модели жестких сфер лучше, чем расплавленного кремния. Повышение температуры (рис. 2) снижает высоту пиков $S(k)$, увеличивает длинноволновый предел $S(0)$ и сдвигает экстремумы в сторону больших значений k . Аналогично изменяется и структурный фактор Si.

Согласно данным [⁴], уменьшение коэффициента отражения излучения с $\lambda = 0.63$ мкм от расплавленного кремния, температура которого в эксперименте повышалась от T_m до ~ 1950 К, составляет около 0.02%/град. ($R = 72\%$ при T_m). Расчет по СП для того же температурного интервала дает 0.01%/град., т.е. менее существенную зависимость $R(T)$. Из представленных результатов также следует (табл. 2), что времена релаксации электронов в расплавах при одинаковой температуре почти одинаковы. Большой вклад в темпе-

Таблица 2. Оптические параметры расплавов кремния и германия на длине волны $\lambda = 0.63$ мкм, рассчитанные в зависимости от температуры

T, K	Кремний				Германий			
	$\tau, 10^{-16} c$	n	κ	$R, \%$	$\tau, 10^{-16} c$	n	κ	$R, \%$
СП								
1210					2.7	2.8	5.7	76
1685	2.0	3.2	5.4	73	1.9	2.8	4.7	69
2000	1.7	3.1	4.9	70	1.6	2.8	4.2	66
2500	1.4	3.0	4.3	66	1.3	2.6	3.7	61
3000	1.2	2.9	3.9	62	1.1	2.5	3.3	57
МСФ								
1210					2.7	2.8	5.7	76
1685	2.4	3.1	5.9	76	2.5	2.8	5.4	74
2000	2.3	3.1	5.7	75	2.3	2.8	5.1	73
2500	2.0	3.1	5.3	73	2.1	2.7	4.8	70
3000	1.9	3.0	5.0	71	1.9	2.7	4.4	68

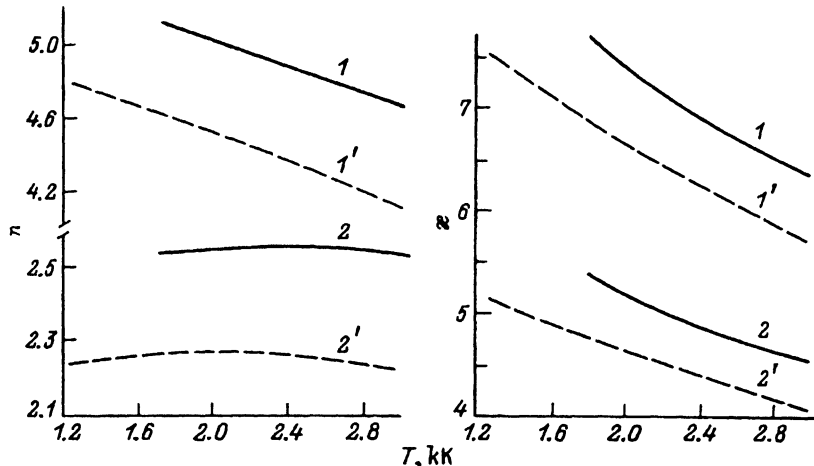


Рис. 3. Действительная (n) и мнимая (κ) составляющие комплексного показателя преломления расплавов кремния (сплошные линии) и германия (штриховые), рассчитанные для длин волн 0.53 (2, 2') и 1.06 (1, 1') мкм в зависимости от температуры.

ратурную зависимость комплексного показателя преломления жидких Si и Ge вносит изменение коэффициента экстинкции κ , определяющего толщину скин-слоя в расплаве. Оптические параметры, полученные на основе МСФ, слабее, чем рассчитанные по СП, зависят от T . Из сравнения результатов расчета (МСФ) на длинах волн 0.53 и 1.06 мкм (рис. 3) следует, что зависимости $n(T)$ качественно различаются. Показатель преломления при $\lambda = 0.53$ мкм меняется немонотонно с увеличением T , но в общем очень слабо подвержен влиянию температуры расплава кремния или германия. При $\lambda = 1.06$ мкм зависимости $n(T)$ качественно различаются (рис. 3). Ход кривых $n(T)$ и $\kappa(T)$ одинаков, однако показатель преломления меньше зависит от температуры. При $T = T_m$ и угле падения 45° излучения p -поляризации коэффициенты отражения, рассчитанные по формулам [24], для германия составляют 68% ($\lambda = 0.53$ мкм) и 72% ($\lambda = 1.06$ мкм), для кремния — соответственно 67 и 71%. Изменение коэффициентов отражения $\Delta R = R(T_m) - R(3000 \text{ K}) = 11$ и 9% (Ge), 7 и 5% (Si), т.е. зависимость $R(T)$ в случае германия должна быть более сильной. Именно это и следует из эксперимента (рис. 4).

Отражательная способность расплава кремния даже при его нагреве до 3400 K изменяется весьма слабо ($\Delta R < 3\%$). Минимум R соответствует по времени моменту достижения пиковой интенсивности теплового излучения, что в равной мере относится и к германию. Коэффициент отражения зондирующего излучения от расплава германия при повышении T до ~ 3000 K (равновесная точка кипения) изменяется больше ($\Delta R = 6 \div 7\%$), чем в случае нагрева кремния выше точки кипения (2900 K). Если $T_p \lesssim 3000$ K, отражательная способность жидкого Si во время действия лазерного импульса остается практически той же, что и при $T \simeq T_m$ (рис. 1), т.е. поведение этого расплава в определенной степени аномально. Температурное изменение R при нагреве расплавленного германия наблюдается вполне отчетливо. Тем не менее значение ΔR получается несколько меньше расчетно-

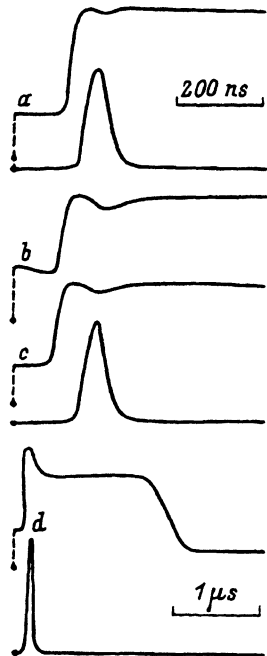


Рис. 4. Осциллограммы отраженного зондирующего пучка (a-d, верхние кривые) и теплового излучения (a, c, d, нижние кривые) расплавов кремния (a, d) и германия (b, c). a, d — Si, $\lambda = 1.06$ мкм, $T_p \approx 3400$ и 3800 К; b, c — Ge, $\lambda = 0.53$ мкм, $T_p = 2800$ К и $\lambda = 1.06$ мкм, $T_p = 3100$ К.

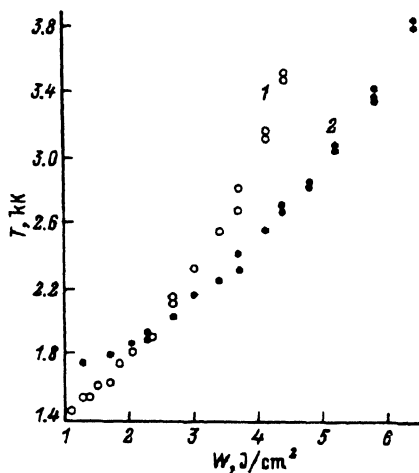


Рис. 5. Пиковая температура расплавов германия (1) и кремния (2) в зависимости от плотности энергии лазерного облучения W .

го. Согласно же результатам вычислений по СП, величина $\Delta R > 20\%$ ($\Delta T [K] = 3000 - T_m [K]$), т.е. она явно завышена в сравнении с наблюдаемым изменением коэффициента отражения.

По данным пирометрических измерений пиковая температура поверхности расплавов зависит нелинейно от плотности энергии лазер-

ного облучения (рис. 5). Зависимость для германия (порог плавления 0.4 Дж/см^2) более разкая, чем для кремния (1 Дж/см^2). При $T_p \simeq 3000 \text{ К}$ время существования жидкой фазы превышает 1 мкс (Si) и 2 мкс (Ge). Увеличение плотности энергии до ~ 4.3 (Ge) и 6.4 Дж/см^2 (Si) приводит к разрушению облучаемой поверхности, которое происходит при достижении величин T_p , соответственно равных ~ 3500 и 3800 К . Разрушение, связанное с объемным парообразованием при значительном перегреве расплава, приводит к тому, что в исходном состоянии гладкая поверхность образца становится неровной. В этой ситуации наблюдается необратимое уменьшение зеркально отраженного потока зондирующего излучения (рис. 4). При плотности энергии на 10% ниже пороговой расплав перегревается на $\sim 500 \text{ К}$ (Si), но в нем за время метастабильности порядка десятков наносекунд процесс парообразования не успевает развиваться. Отражательная способность перегретого расплава кремния ниже, чем у квазиравновесного при $T \simeq T_m$, но это различие незначительно. Эффект перегрева менее выражен при воздействии лазерного излучения на расплавленный германий.

Заключение

Проведенное исследование показывает, что оптические параметры жидких германия и кремния при высокотемпературном лазерном нагреве изменяются не столь существенно, как это следует из расчетов на основе известных температурных зависимостей электропроводности данных расплавов. Более адекватные результаты дает расчет оптических параметров на основе моделирования структурного фактора. В рамках модели жестких сфер частота электрон-ионных столкновений или обратная ей величина — время релаксации электронов относительно слабо (в особенности в расплаве кремния) зависит от температуры. Изменение комплексного показателя преломления, приводящее к уменьшению отражательной способности, наиболее заметно при высокотемпературном нагреве жидкого германия. Полученные экспериментальные данные свидетельствуют о возможности значительного, на несколько сот градусов, перегрева жидкой фазы, возникающей при наносекундном лазерном плавлении алмазоподобных полупроводников.

Авторы признательны В.Л.Малевичу за полезное обсуждение работы.

Список литературы

- [1] А.Р. Регель, В.М. Глазов. *Физические свойства электронных расплавов* (М., 1980).
- [2] К.М. Шварев, Б.А. Баум, П.В. Гельд. *ФТТ*, **16**, 3246 (1974).
- [3] J.N. Hodgson. *Phil. Mag.*, **6**, 509 (1961).
- [4] M.O. Lampert, J.M. Koebel, P. Siffert. *J. Appl. Phys.*, **52**, 4975 (1981).
- [5] D.H. Auston, C.M. Surko, T.N.C. Venkatesan, R.F. Slusher, J.A. Golovchenko. *Appl. Phys. Lett.*, **33**, 437 (1978).
- [6] В.А. Пилипович, Г.Д. Ивлев, В.Л. Малевич, В.В. Жидков. *Письма ЖТФ*, **9**, 594 (1983).
- [7] M. Kemmler, G. Wartmann, D. von der Linde. *Appl. Phys. Lett.*, **45**, 159 (1984).
- [8] G.E. Jellison, D.H. Lowndes. *Appl. Phys. Lett.*, **51**, 352 (1987).
- [9] Г.М. Гусаков, А.А. Комарницкий. *Письма ЖТФ*, **13**, 166 (1987).

- [10] Г.Д. Ивлев, В.Л. Малевич. Квант. электрон., **15**, 2584 (1988).
- [11] М.Ю. Аверьянова, С.Ю. Карпов. ФТТ, **32**, 548 (1990).
- [12] J. Solis, C.N. Afonso. J. Appl. Phys., **69**, 2105 (1991).
- [13] G.D. Ivlev, V.L. Malevich, V.V. Zhidkov. Phys. St. Sol. (a), **106**, k123 (1988).
- [14] В.А. Пилипович, В.Л. Малевич, Г.Д. Ивлев, В.В. Жидков. ИФЖ, **48**, 306 (1985).
- [15] С.Ю. Карпов, Ю.В. Ковальчук, Ю.В. Погорельский. В кн.: *Итоги науки и техники. Физические основы лазерной и пучковой технологии* (М., 1988), т. 1, с. 181.
- [16] С.И. Анисимов, Я.А. Имас, Г.С. Романов, Ю.В. Ходыко. *Действие излучения большой мощности на металлы* (М., 1970).
- [17] *Физика металлов. 1. Электроны*, под ред. Дж. Займана (М., 1972).
- [18] W.-H. Shin, D. Stroud. Phys. Rev. B, **31**, 3715 (1984).
- [19] Е.И. Гацкевич, В.Л. Малевич. ФТП, **22**, 697 (1988).
- [20] *Достижения электронной теории металлов*, под ред. П. Цише, Г. Леммана (М., 1984), т. 1.
- [21] J.P. Gabathuler, S. Steeb. Z. Naturforsch., **34A**, 1314 (1979).
- [22] А.Ф. Скрышевский. *Структурный анализ жидкостей и аморфных тел* (М., 1980).
- [23] Д.К. Белашенко. *Структура жидких и аморфных металлов* (М., 1985).
- [24] А.П. Пришивалко. *Отражение света от поглощающих сред* (Минск, 1963).

Редактор Л.В. Шаронова

Temperature-induced changes in optical properties of liquid phase during nanosecond laser melting of silicon and germanium

G.D.Ivlev, E.I.Gatskevich

Institute of Electronics, Belarus Academy of Sciences,
220841 Minsk, Belarus

Complex refractive indexes of liquid silicon and germanium in temperature ranges of the liquid state thermodynamic stability have been calculated on the basis of structure factor modelling and by specific electrical conductivities of the melts. Time-resolved reflectivity at 0.53 and 1.06 μm of the liquid phase arising during nanosecond heating of the semiconductors by a ruby laser radiation has been studied. Peak temperature of the melted surface as a function of the laser energy density has been determined by means of optical pyrometry. The calculated data based on the structure factor modelling agree better with the experiment for germanium, then for silicon. Weakly pronounced decrease of reflectivity of liquid silicon is observed if its peak temperature exceeds the equilibrium boiling point. The experimental data obtained show the possibility of a significant (a few hundred degrees) overheating of the liquid phase under conditions of the nanosecond laser melting of diamond-like semiconductors.