

## Оптическая диагностика лазерно-индуцированных фазовых превращений в тонких пленках германия на кремнии, сапфире и кварце

© Г.А. Новиков,<sup>1</sup> Р.И. Баталов,<sup>1</sup> Р.М. Баязитов,<sup>1</sup> И.А. Файзрахманов,<sup>1</sup> Г.Д. Ивлев,<sup>2</sup> С.Л. Прокопьев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра РАН, 420029 Казань, Россия

<sup>2</sup> Белорусский государственный университет, 220030 Минск, Белоруссия  
e-mail: batalov@kfti.knc.ru

(Поступило в Редакцию 13 марта 2014 г.)

Методом *in-situ* изучены процессы модификации под действием наноимпульсного излучения рубинового лазера тонких (200–600 nm) пленок германия (Ge), полученных ионно-лучевым или магнетронным распылением на подложки монокристаллического кремния (Si), сапфира (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) и плавленного кварца ( $\alpha$ -SiO<sub>2</sub>). Данные о динамике лазерного воздействия получены оптическим зондированием облучаемой зоны на  $\lambda = 0.53$  и  $1.06 \mu\text{m}$ . Результаты зондирования позволили установить пороговые значения плотности энергии лазерного облучения, соответствующие образованию расплава Ge и Si, а также абляционной плазмы Ge в зависимости от количества осажденного Ge и теплофизических параметров подложек. Из осциллограмм отражения  $R(t)$  построены зависимости времени существования расплава от плотности энергии лазерных импульсов.

### Введение

В последние годы значительно вырос интерес к проблеме создания прямозонного Ge путем модификации его непрямой зонной структуры ( $E_g \sim 0.67 \text{ eV}$ ) введением термически-индуцированных растягивающих деформаций (0.2–0.3%) и сильным легированием (до  $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) примесью *n*-типа проводимости (напр. фосфор) [1]. Установлено, что такие методы модификации приводят к понижению разницы в энергиях ( $\sim 0.13 \text{ eV}$ ) между непрямым (в *L*-точке) и прямым (в  $\Gamma$ -точке) минимумами зоны проводимости и получению интенсивной прямозонной фото- и электролюминесценции на длине волны 1.5–1.6  $\mu\text{m}$  при 300 K [2,3]. Наряду с созданием светодиодов на основе волноводных гетероструктур Ge/Si реализованы оптически и электрически накачиваемые лазеры [4,5]. Основными методами выращивания толстых (около 1  $\mu\text{m}$ ) напряженных слоев Ge- на Si-подложках являются сверхвысоковакуумная ( $\sim 10^{-7} \text{ Pa}$ ) молекулярно-лучевая эпитаксия или газофазное осаждение, проводимые при подогреве подложки до 600–700°C с последующим термическим отжигом при 800–900°C.

Альтернативным методом получения напряженных слоев Ge может быть вакуумное осаждение пленок Ge в условиях высокого вакуума ( $\sim 10^{-3} \text{ Pa}$ ) с последующим наносекундным импульсным отжигом мощными лазерными или ионными пучками. Известно, что такие импульсные энергетические воздействия приводят к эффективной кристаллизации осажденных аморфных пленок без значительного нагрева базового материала [6–8]. Более того, они могут приводить к созданию сильно легированных слоев со значительным превыше-

нием равновесной концентрации носителей тока. В настоящей работе проводились эксперименты по вакуумному осаждению пленок Ge на различные подложки, отличающиеся теплофизическими и оптическими свойствами, их импульсной обработке лазерным излучением ( $\lambda = 0.69 \mu\text{m}$ ) с одновременной регистрацией динамики отражательной способности облучаемой поверхности на длинах волн зондирующего излучения 0.53 и 1.06  $\mu\text{m}$ . Данная методика позволяет идентифицировать нано- и субмикросекундные процессы лазерного нагрева, плавления и кристаллизации облучаемого материала по изменению его отражательной способности, определяемой его структурным состоянием (аморфное вещество, расплав, кристалл, плазма). Ранее эта методика применялась на многослойных гетероструктурах Si/SiGe/Ge [9], Ge/SiO<sub>2</sub>/Si [10] и Ge/Si [11] в процессе их обработки излучением рубинового и эксимерного лазеров. В настоящей работе объектами исследования были гетеросистемы Ge/Si, Ge/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и Ge/SiO<sub>2</sub>.

### Эксперимент

В качестве подложек для осаждения пленок Ge были выбраны монокристаллы кремния и сапфира, а также пластины плавленного кварца. Выбор данных подложек (таблица) обусловлен их различными теплофизическими (точки плавления и кипения, коэффициент теплопроводности) и оптическими (прозрачность в видимой или ближней ИК-области) свойствами, определяющими эффективность лазерного отжига. Перед загрузкой в вакуумную камеру подложки очищались в изопропиловом спирте и промывались в дистиллированной воде.

Параметры исходных подложек, толщины слоев Ge и режимы лазерного отжига

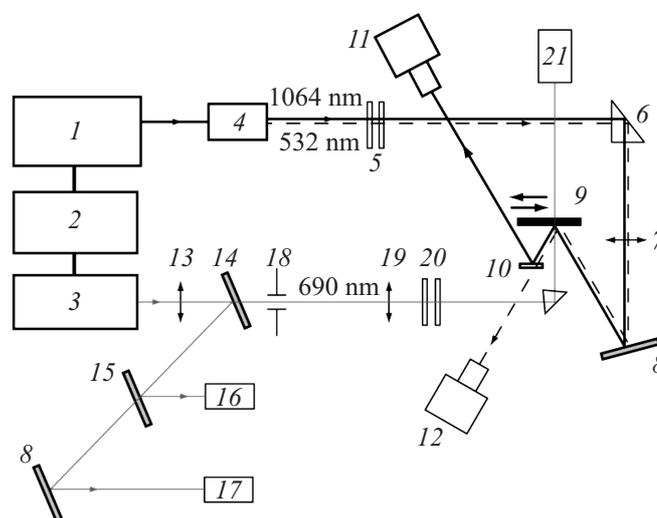
N	Подложка	Температура плавления, $T$ (°C)	Коэффициент теплопроводности $k$ (W/m · K), при		Толщина германия, $d$ (nm)	Плотность энергии, $W$ (J/cm <sup>2</sup> )
			20°C	1000°C		
1	c-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	2050	42	5	200	0.2–1.4
2	c-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	2050	42	5	600	0.2–1.4
3	n-Si(100)	1420	149	24	200	0.2–1.2
4	n-Si(100)	1420	149	24	600	0.2–1.2
5	$\alpha$ -SiO <sub>2</sub>	1720	1.4	–	400	0.2–1.2
6	n-Si(100)	1420	149	24	400	0.2–1.2

Подложки Si очищались от естественного окисла в растворе плавиковой кислоты.

Большая часть образцов (N 1–5) была получена методом ионно-лучевого распыления (ИЛР) на оригинальной установке с ионным источником типа Кауфмана. Давление в вакуумной камере перед распылением составляет  $p \sim 10^{-3}$  Па. Для распыления Ge-мишени в ионный источник напускается химически чистый (99.999%) газ ксенон, из которого формируется низкоэнергетичный ( $E = 1.3$  keV) пучок ионов ксенона ( $Xe^+$ ) с плотностью тока  $j = 150 \mu A/cm^2$ . Конструкция держателя подложки позволяет менять его угол наклона по отношению к ионному пучку на  $15^\circ$  для осуществления ионной очистки поверхности подложки и мишени, а также вращать его вокруг своей оси со скоростью  $2 \text{ min}^{-1}$  для улучшения однородности осаждаемой пленки по толщине. В процессе ионной очистки, проводимой при вакууме  $p \sim 2 \cdot 10^{-2}$  Па и длящейся 3–5 min, с поверхностей мишени и подложки удаляются оксидные и углеводородные пленки. После такой очистки происходит постепенный переход от режима очистки к режиму осаждения пленки путем изменения угла наклона держателя от  $15^\circ$  до  $0^\circ$  со скоростью  $5^\circ/\text{min}$ . В процессе такого перехода реализуется режим динамического перемешивания осаждаемых атомов с атомами подложки, благодаря чему формируется тонкий переходной слой, обеспечивающий повышенную адгезию пленки к подложке. При установке держателя с подложкой параллельно ионному пучку начинается режим осаждения Ge на подложку. Время осаждения составляло 5–15 min, что соответствовало толщине пленки 200–600 nm (скорость осаждения около  $40 \text{ nm}/\text{min}$ ), согласно измерениям на сколах образцов методом сканирующей электронной микроскопии. Образец N 6 был получен методом несбалансированного магнетронного распыления в аргоновой плазме с подогревом Si-подложки до  $200^\circ\text{C}$ . Измерения состава пленок методом электронного микроанализа показали, что пленки Ge, полученные методом ИЛР, содержат минимальное количество примесей и обладают повышенной адгезией к подложке.

Импульсный лазерный отжиг (ИЛО) образцов с *in-situ* зондированием облучаемой зоны проводился на экспериментальной установке, схема которой приведена

на рис. 1. Лазер на неодимовом стекле генерирует квазинепрерывное миллисекундное излучение на длине волны  $1.06 \mu\text{m}$ , которое, проходя через удвоитель частоты, частично преобразуется в видимое с длиной волны  $0.53 \mu\text{m}$ . Светофильтрами из стекла СЗС многократно (на несколько порядков) ослабляется интенсивность основной гармоники лазера. Далее с помощью призмы внутреннего отражения и поворотного зеркала зондирующий пучок, сфокусированный линзой в пятно диаметром  $1 \text{ mm}$ , направляется на образец под углом  $33^\circ$  в центр облучаемой рубиновым лазером зоны диаметром  $4 \text{ mm}$ . Отраженные от образца потоки зондирующего излучения с  $\lambda_1 = 0.53 \mu\text{m}$  и  $\lambda_2 = 1.06 \mu\text{m}$  разделяются светоделителем и детектируются соответственно



**Рис. 1.** Схема установки лазерного отжига и оптического зондирования: 1 — неодимовый лазер ( $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ ), 2 — блок питания, 3 — рубиновый лазер ( $\lambda = 0.69 \mu\text{m}$ ), 4 — удвоитель частоты на кристалле KDP, 5 — светофильтр СЗС, 6 — призма внутреннего отражения, 7 — фокусирующая линза, 8 — поворотное зеркало, 9 — образец на подвижном держателе, 10 — светоделитель, 11 — фотоумножитель ЭЛУ-ФТК, 12 — фотоумножитель ЭЛУ-ФТК, 13 — коллимирующая линза, 14 — отклоняющая пластина, 15 — светоделитель, 16 — фотоприемник ФЭК-29КПУ, 17 — фотометр ФПМ-02, 18 — ограничивающая диафрагма, 19 — проекционная линза, 20 — светофильтр НС, 21 — измеритель энергии ИКТ-1Н.

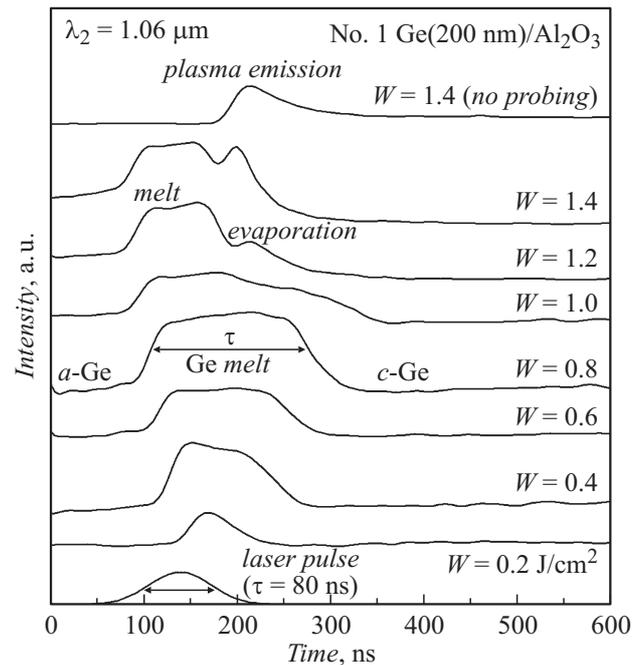
фотоумножителями ЭЛУ-ФТС и ЭЛУ-ФТК, снабженными необходимыми светофильтрами.

Лазерный отжиг образцов осуществлялся на воздухе наносекундными импульсами излучения рубинового лазера (80 ns,  $\lambda = 0.69 \mu\text{m}$ ). Неоднородность распределения энергии по зоне облучения не превышала  $\pm 5\%$ . Это излучение сначала проходит через коллимирующую линзу, далее попадает на отклоняющую пластину, где разделяется на два пучка. Один из них направляется через светоделитель и поворотное зеркало на фотоприемник (ФЭК-29КПУ) для синхронизации импульса рубинового лазера и временной развертки, а также на фотометр (ФПМ-02), используемый для контроля генерации импульса рубинового лазера. Основной пучок рубинового лазера проходит через ограничивающую диафрагму, проекционную линзу и набор светофильтров, ослабляющий излучение до заданной величины ( $0.2\text{--}1.4 \text{ J/cm}^2$ ). Прибором ИКТ-1Н измеряется энергия лазерного импульса (в отсутствие образца). Сигналы с фотоприемников поступают на входы цифрового осциллографа, соединенного с компьютером.

## Результаты и обсуждение

Использованный метод диагностики лазерного воздействия позволяет идентифицировать *in-situ* процессы плавления, кристаллизации, испарения и плазмообразования по поведению отражательной способности в зависимости от структурного состояния облучаемого и одновременно зондируемого материала. Известно, что Si и Ge в аморфном состоянии обладают повышенным коэффициентом отражения ( $R \sim 35\text{--}40\%$ ) по сравнению с кристаллическим ( $R \sim 30\text{--}35\%$ ). Таким образом, по разности уровня отражения до и после лазерного импульса можно судить о структурном состоянии вещества. Кроме того, переход в расплавленное состояние сопровождается резким ростом отражения до уровня  $70\text{--}75\%$  (металлоподобное состояние), что также позволяет наблюдать такой фазовый переход. Спад отражения после стадии плавления приводит как к кристаллизации пленки, так и ее испарению с образованием светящейся плазмы. Рассмотрим подробнее указанные процессы на конкретных образцах.

На рис. 2 приведены временные зависимости отражательной способности для гетероструктуры Ge/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> с толщиной пленки 200 nm (образец N 1). Здесь и далее приведены временные зависимости коэффициента отражения для зондирующего излучения (ЗИ) с длиной волны  $\lambda_2 = 1.06 \mu\text{m}$ , поскольку динамика отражения на второй гармонике ( $\lambda_1 = 0.53 \mu\text{m}$ ) была подобна, но менее выражена. Все кривые смещены относительно друг друга по вертикали для наглядности. На нижнем графике приведена форма лазерного импульса длительностью 80 ns. Плотность энергии в лазерном пучке варьировала в диапазоне  $W = 0.2\text{--}1.4 \text{ J/cm}^2$  с шагом  $0.2 \text{ J/cm}^2$ . Видно, что, начиная с минимальной плот-



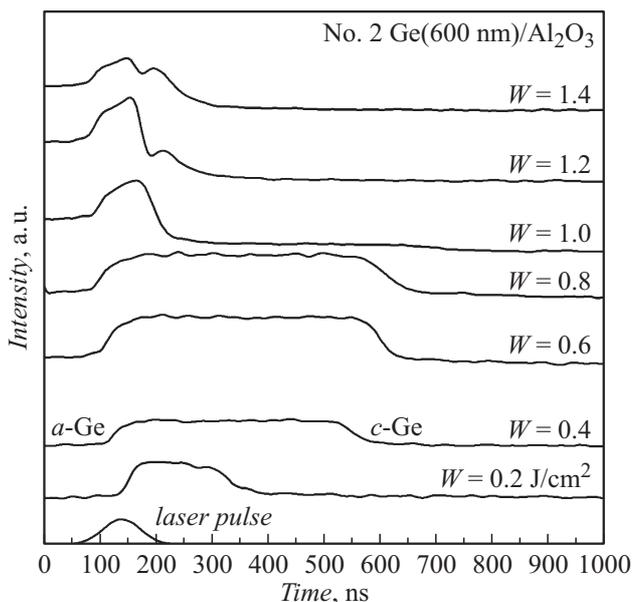
**Рис. 2.** Временные зависимости отражательной способности  $R(t)$  на  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$  пленки Ge толщиной 200 nm на сапфировой подложке при указанных значениях плотности энергии лазерного облучения. Также приведена форма лазерного импульса и временная зависимость, снятая без зондирования лазером (no probing), иллюстрирующая свечение абляционной плазмы. Здесь и далее кривые  $R(t)$  смещены по вертикали для наглядности.

ности энергии, появляется пик повышенного отражения, соответствующего началу плавления пленки Ge. С ростом параметра  $W$  длительность расплава Ge растет, и кривая отражения приобретает трапецевидную форму, где верхняя „полка“ соответствует жидкой фазе Ge с последующим отвердеванием и возвратом к исходному уровню. Начиная с энергии  $0.8 \text{ J/cm}^2$  конечный уровень отражения немного ниже начального, что говорит о полном проплавлении пленки и ее кристаллизации. Начиная с энергии  $1.0 \text{ J/cm}^2$  кривая отражения меняет свою форму, уровни отражения различаются сильнее, а тенденция к росту длительности расплава сохраняется. Это вероятно связано с началом испарения пленки и увеличением ее шероховатости после отвердевания. Фронт плавления при данной энергии достигает подложки, но не проникает в нее ввиду сильного различия в точках плавления Ge и сапфира (см. таблицу). Начиная с энергии  $1.2 \text{ J/cm}^2$  длительность существования расплава резко сокращается, и в спектрах видно появление второго пика, возрастающего с ростом плотности энергии. Сокращение интервала плавления и спад отражения связаны с переходом вещества в газообразное состояние вследствие испарения пленки, а появление второго пика связано со свечением факела абляционной плазмы [12]. Подтверждением этого является верхняя кривая для  $W = 1.4 \text{ J/cm}^2$ , которая получена при выключении ЗИ.

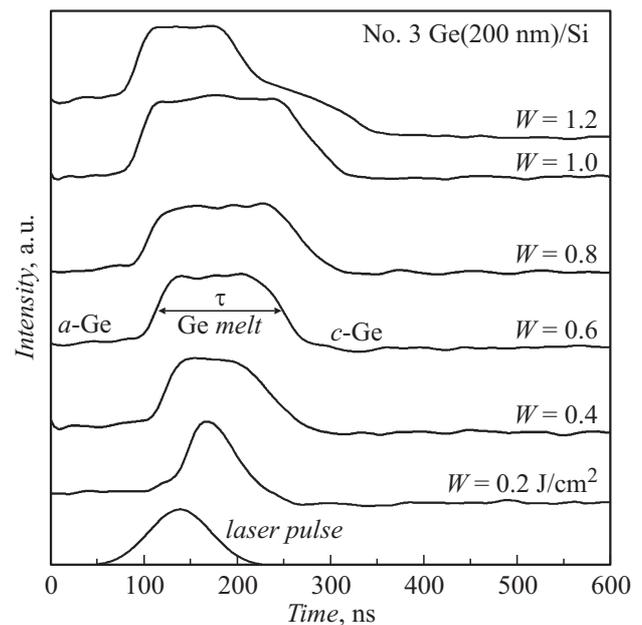
На этой кривой виден пик при  $\sim 210$  ns, совпадающий со вторым пиком, полученным при зондировании. Таким образом, природа пика связана не с отражением ЗИ от плазмы, а с ее свечением в ближней ИК-области. Отметим, что свечение плазмы наблюдалось и визуально в виде вспышки.

Повышение толщины пленки Ge до 600 nm (N 2) приводит к повышению длительности расплава в 3–4 раза при одинаковой плотности энергии импульса (рис. 3), что связано с низкой теплопроводностью аморфной пленки Ge ( $k \sim 1$  W/mK) [11]. Стоит отметить более ранний переход от плавления к испарению для данного образца (при  $1.0$  J/cm<sup>2</sup>), что видно по резкому уменьшению пика расплава и пониженному уровню отражения, который может быть связан с недостижением фронта расплава подложки сапфира, перегревом и испарением пленки. При этом часть нерасплавленной пленки остается в аморфном состоянии с развитым микрорельефом, обуславливающим пониженное отражение на конечной стадии. Дальнейшее повышение энергии импульса до  $1.2$ – $1.4$  J/cm<sup>2</sup> приводит к появлению плазменного пика и более быстрому образованию плазмы.

Использование монокристалла Si в качестве подложки (N 3) не меняет существенно динамику отражения вплоть до энергии  $1.2$  J/cm<sup>2</sup> (рис. 4), соответствующей порогу плавления Si [13], несмотря на различие в коэффициентах теплопроводности Si и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (см. таблицу). Очевидно, что для более теплопроводящего Si требуются большие энергии для плавления той же толщины пленки Ge и кривая отражения сохраняет трапецевидную форму вплоть до энергии  $1.0$  J/cm<sup>2</sup> в отличие от сапфира (N 1). При максимальной плот-



**Рис. 3.** Временные зависимости отражательной способности  $R(t)$  пленки Ge толщиной 600 nm на сапфировой подложке при указанных значениях плотности энергии лазерного облучения.



**Рис. 4.** Временные зависимости отражательной способности  $R(t)$  пленки Ge толщиной 200 nm на Si подложке при указанных значениях плотности энергии лазерного облучения.

ности энергии  $1.2$  J/cm<sup>2</sup> время существования расплава Ge повышается вплоть до момента времени 350 ns, что связано с повышением толщины расплавленного слоя, включая плавление приграничного слоя Si, а более раннее падение отражения связано с началом испарения и последующим затвердеванием расплава с образованием шероховатой поверхности. Стоит отметить отсутствие плазменного пика, связанное с оттоком тепла в подложку и ее частичным плавлением. При повышенной толщине пленки Ge на Si (N 4) также видно более продолжительное плавление при энергиях до  $0.8$  J/cm<sup>2</sup> (рис. 5). При  $W = 1.0$  J/cm<sup>2</sup> на процесс плавления пленки накладывается ее выброс (испарение) в отдельных частях. При дальнейшем росте плотности энергии длительность плавления сокращается с образованием светящейся плазмы и развитого микрорельефа на поверхности.

При использовании в качестве подложки плавленого кварца ( $\alpha$ -SiO<sub>2</sub>), обладающего наименьшим коэффициентом теплопроводности ( $1.4$  W/mK), в осциллограммах (рис. 6) наблюдаются продолжительные стадии плавления уже при минимальных энергиях импульсов ( $0.2$  и  $0.4$  J/cm<sup>2</sup>) с менее резкими задними фронтами (меньшая скорость затвердевания). Также резко снижается порог испарения и плазмообразования до  $0.6$  J/cm<sup>2</sup>. При дальнейшем росте энергии импульсов длительность расплава постепенно сокращается, а интенсивность плазменного свечения увеличивается. Указанные процессы являются следствием очень слабого оттока тепла в подложку ввиду ее низкой теплопроводности.

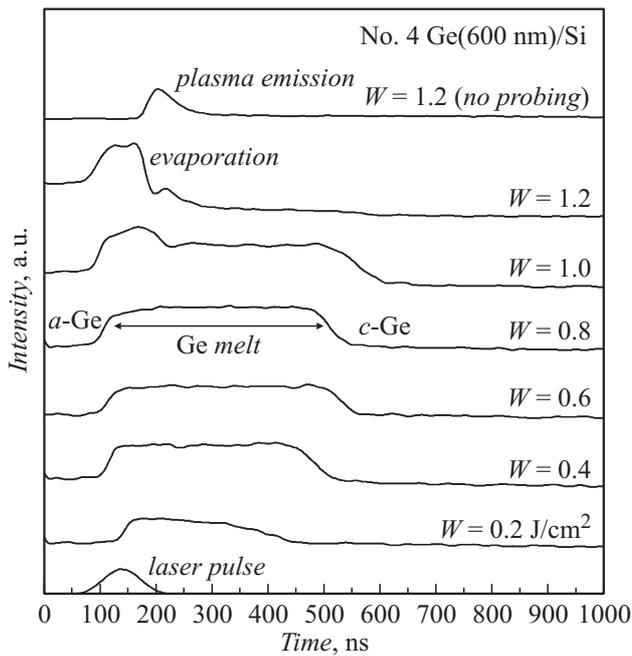


Рис. 5. Временные зависимости отражательной способности  $R(t)$  пленки Ge толщиной 600 nm на Si подложке при указанных значениях плотности энергии лазерного облучения.

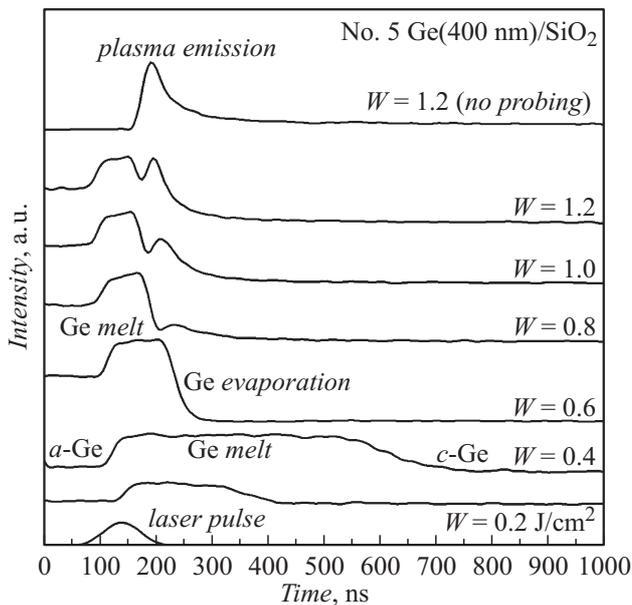


Рис. 6. Временные зависимости отражательной способности  $R(t)$  пленки Ge толщиной 400 nm на кварцевой подложке при указанных значениях плотности энергии лазерного облучения.

В отличие от пленок Ge, полученных методом ИЛР, пленка Ge, полученная магнетронным распылением (№ 6), обладала повышенным содержанием примесей легких элементов (углерод, кислород) и пониженной адгезией к подложке. Эти факторы приводили к образованию более рыхлой (пористой) пленки, неустойчивой

к лазерным импульсам. В частности, отжиг пленки с минимальной плотностью энергии  $0.2 \text{ J/cm}^2$  приводил к ее частичному плавлению (не показано). Повышение плотности энергии до  $0.4 \text{ J/cm}^2$  и выше приводило к резкому уменьшению времени существования расплава, быстрому испарению и нарастанию плазменного свечения.

На основе полученных осциллограмм отражения  $R(t)$  были определены длительности существования расплава Ge как ширина пика повышенного отражения на полувысоте и построены их зависимости от плотности энергии лазерного облучения (рис. 7). Видно, что обработка пленок Ge толщиной 200 nm в режиме плавления слабо зависит от типа подложки (Si или  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), а длительность расплава составляет 50–200 ns в диапазоне  $0.2\text{--}1.0 \text{ J/cm}^2$ . Различие во времени существования расплава между этими подложками становится явным для толстых пленок Ge (толщиной 600 nm) при энергии отжига  $0.4 \text{ J/cm}^2$  и выше. При этом длительность расплава повышается в 3–4 раза и составляет 160–500 ns. Что касается кварцевой подложки, обладающей наименьшей теплопроводностью, то для нее характерен быстрый рост длительности расплава до энергии  $0.4 \text{ J/cm}^2$  и последующее испарение пленки Ge с ростом энергии отжига.

Схематическое изображение процессов плавления, кристаллизации и плазмообразования при лазерной обработке и зондировании систем Ge/ $\text{Al}_2\text{O}_3$  и Ge/Si приведено на рис. 8. Видно, что по мере нарастания плотности энергии фронт плавления (заштрихованная область) расширяется вглубь пленки и при величине  $\sim 0.8 \text{ J/cm}^2$  достигает подложки сапфира. Поскольку существует значительная разница в точках плавления Ge и сапфира (см. таблицу) плавление подложки отсутству-

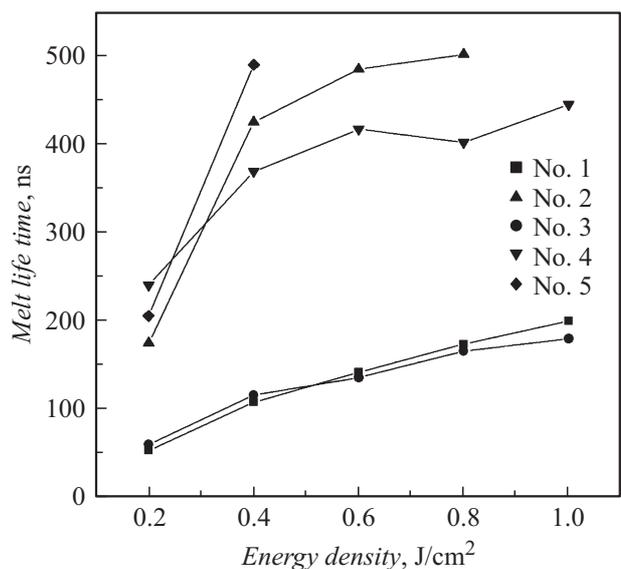
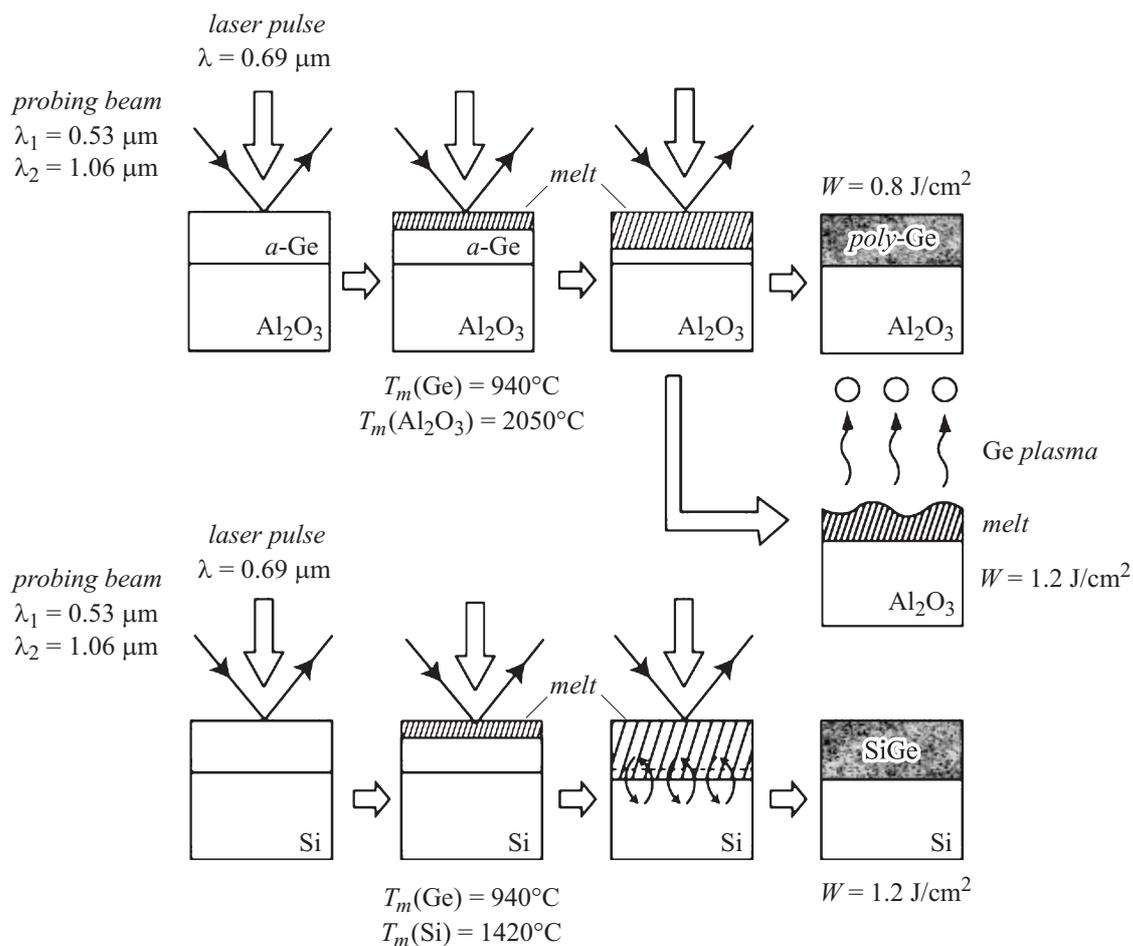


Рис. 7. Зависимость длительности расплава пленки Ge от плотности энергии лазерного облучения для пяти образцов (№ 1–5), полученных методом ИЛР.



**Рис. 8.** Схема лазерного отжига и инициируемых им процессов плавления, кристаллизации и образования плазмы на системах Ge/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и Ge/Si.

ет, а отвердевание расплава приводит к образованию поликристаллического Ge, что подтверждалось данными рентгеновской дифракции. При повышенных плотностях энергии плавление переходило в испарение с последующим плазмообразованием с формированием островковой пленки Ge на поверхности сапфира. В случае кремниевой подложки точки плавления Ge и Si различаются менее чем на 500°C и при плотности энергии около 1.2 J/cm<sup>2</sup> фронт плавления проникает в подложку, что вызывает перемешивание (взаимодиффузию) атомов Ge и Si и образование твердого раствора SiGe, что подтверждается данными Резерфордского обратного рассеяния. Детальное исследование структуры и оптических свойств лазерно-модифицированных пленок Ge является предметом дальнейших исследований.

## Заключение

Проведено вакуумное осаждение аморфных пленок Ge толщиной 200–600 nm на подложки кремния, сапфира и кварца. Кристаллизация пленок Ge была осуществлена облучением наносекундными импульсами

рубинового лазера. В процессе лазерного отжига облучаемая область зондировалась *in-situ* квазинепрерывным излучением в видимой (532 nm) и ближней ИК-области (1.06 μm).

Данная методика позволила выяснить динамику фазовых превращений в тонких пленках Ge на временном интервале менее 1 μs. Получены экспериментальные данные, характеризующие временные параметры процессов плавления, испарения и плазмообразования. Получены зависимости указанных процессов от толщин пленок, теплофизических параметров подложек и режимов лазерного облучения.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 13-02-00348 и БРФФИ (проект Ф13К-117).

## Список литературы

- [1] Liu J., Kimerling L.C., Michel J. // *Semicond. Sci. Technol.* 2012. Vol. 27. P. 094 006.
- [2] Sun X., Liu J., Kimerling L.C., Michel J. // *Appl. Phys. Lett.* 2009. Vol. 95. P. 011 911.

- [3] *Kaschel M., Schmid M., Gollhofer M., Werner J., Oehme M., Schulze J.* // Sol. Stat. Electr. 2013. Vol. 83. P. 87–91.
- [4] *Liu J., Sun X., Camacho-Aguilera R., Kimerling L.C., Michel J.* // Opt. Lett. 2010. Vol. 35. P. 679–681.
- [5] *Camacho-Aguilera R.E., Cai Y., Patel N., Bessette J.T., Romagnoli M., Kimerling L.C., Michel J.* // Opt. Express. 2012. Vol. 20. P. 11 316–11 320.
- [6] *Falk F., Andra G.* // J. Cryst. Growth. 2006. Vol. 287. P. 397–401.
- [7] *Ивлев Г.Д., Гацкевич Е.И.* // ФТП. 2003. Т. 37. С. 622–628.
- [8] *Baglin J.E.E., Hodgson R.T., Chu W.K., Neri J.M., Hammer D.A., Chen L.J.* // Nucl. Instrum. Meth. 1981. Vol. 191. P. 169–176.
- [9] *Gaiduk P.I., Prakopyeu S.L., Zajkov V.A., Ivlev G.D., Gatskevich E.I.* // Physica B. 2009. Vol. 404. P. 4708–4711.
- [10] *ElKurdi M., Kociniowski T., Ngo T.-P., Boulmer J., Debarre D., Boucaud P., Damlencourt J.F., Kermarrec O., Bensahel D.* // Appl. Phys. Lett. 2009. Vol. 94. P. 191 107.
- [11] *Szysko W., Vega F., Afonso C.N.* // Appl. Phys. A. 1995. Vol. 61. P. 141–147.
- [12] *Yap S.S., Siew W.O., Nee C.H., Reenaas T.W., Tou T.Y.* // Thin Sol. Films. 2012. Vol. 520. P. 3266–3270.
- [13] *Ивлев Г.Д., Гацкевич Е.И.* // ЖТФ. 2012. Т. 82. С. 69–72.