

## Определение энергии активации реакции диспропорционирования аморфной пленки $\text{GeO}_x$ на кварцевой подложке с использованием спектроскопии комбинационного рассеяния света

© Fan Zhang,<sup>1</sup> M. Vergnat,<sup>2</sup> В.А. Володин<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090 Новосибирск, Россия

<sup>2</sup> Université de Lorraine, CNRS, IJL,  
F-54000 Nancy, France

<sup>3</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,  
630090 Новосибирск, Россия  
e-mail: volodin@isp.nsc.ru

Поступило в Редакцию 6 апреля 2023 г.

В окончательной редакции 15 мая 2023 г.

Принято к публикации 15 мая 2023 г.

Аморфные нанокластеры германия были сформированы в пленке  $\text{GeO}_x$  на кварце в результате реакции диспропорционирования  $\text{GeO}_x \rightarrow (1 - \frac{x}{2})\text{Ge} + \frac{x}{2}\text{GeO}_2$  при печных отжигах. Для определения энергии активации реакции отжига были проведены при температурах от 400 до 500°C. Возникновение и рост аморфных нанокластеров германия исследованы методом спектроскопии комбинационного рассеяния света. Показано, что модель локализации фононов применима не только для нанокристаллов германия, но и для аморфных кластеров германия в случае их сверхмалых размеров. Обнаружено, что время насыщения формирования нанокластеров аморфного германия экспоненциально зависит от температуры отжига. Анализ кинетики формирования нанокластеров проведен в рамках модели Колмогорова–Аврами. Впервые была получена энергия активации реакции диспропорционирования, которая составила  $1.0 \pm 0.1$  eV.

**Ключевые слова:** оксид германия, реакция диспропорционирования, модель Колмогорова–Аврами, энергия активации.

DOI: 10.21883/JTF.2023.08.55985.74-23

### Введение

В последние годы наблюдается интерес к пленкам оксида кремния или германия, содержащим аморфные нанокластеры или нанокристаллы (НК) кремния или германия, благодаря тому, что наночастицы в диэлектрической матрице являются квантовыми точками [1,2]. Используя квантово-размерные эффекты, можно управлять оптическими свойствами кластеров Ge [3], т. е. такие кластеры способны излучать свет в ближнем ИК и видимом диапазонах [4,5]. Помимо этого, пленки оксида германия ( $\text{GeO}_x$ ) могут использоваться в электронике. Оксид германия обладает высокой прозрачностью в видимом и ближнем ИК диапазонах, а также относительно высоким коэффициентом преломления. Эти свойства позволяют использовать пленки  $\text{GeO}_x$  в различных устройствах, таких, как светодиоды [6,7], солнечные батареи [8,9] и транзисторы [10]. Кроме того, тонкие слои  $\text{GeO}_x$  применяются в МОП-структурах на основе германия в качестве поверхностных пассивирующих слоев вследствие низкой плотности интерфейсных состояний [11]. Однако при производстве МДП транзисторов на основе Ge возникают некоторые проблемы, такие, как более высокий ток утечки, высокая плотность поверхностных состояний, а также проблемы с термической стабильно-

стью, которые необходимо решить для их более широкого внедрения в коммерческих приложениях [12–14].

Кварц является одним из наиболее стабильных материалов, применяемых в электронике, и поэтому часто используется как подложка для создания электронных и оптоэлектронных компонентов. Пленки  $\text{GeO}_x$  могут использоваться в качестве покрытия на кварцевых стеклах, чтобы изменить их оптические свойства, такие, как пропускание и отражение света. Это может быть особенно полезно в производстве солнечных батарей или оптических приборов. Таким образом, пленки  $\text{GeO}_x$  на кварцевой подложке имеют широкий спектр применений в различных областях, таких как микроэлектроника, нанотехнологии и оптические устройства.

Стоит отметить, что пленки  $\text{GeO}_x$  более химически стабильны, чем пленки  $\text{GeO}_2$  [15], однако аморфные пленки  $\text{GeO}_x$  термически метастабильны. При увеличении температуры в аморфных пленках  $\text{GeO}_x$  происходит реакция диспропорционирования  $\text{GeO}_x \rightarrow (1 - \frac{x}{2})\text{Ge} + \frac{x}{2}\text{GeO}_2$  [16,17]. В случае пленок GeO при полном диспропорционировании происходит реакция  $2\text{GeO} \rightarrow \text{Ge} + \text{GeO}_2$  [18]. Для формирования аморфных нанокластеров германия и их кристаллизации в пленках аморфного нестехиометрического оксида германия широко применяют печные отжики. Например,

печной отжиг при температуре 550°C, 30 min, привел к образованию аморфных кластеров германия и их частичной кристаллизации [19]. При этом к настоящему времени известны всего две работы по исследованию кинетики формирования нанокластеров германия в пленках GeO и по определению энергии активации реакции диспропорционирования [20,21]. Стоит отметить, что влияние стехиометрического состава (параметра  $x$ ) пленок GeO $_x$  на кинетику реакции диспропорционирования ранее вообще не исследовалось.

В настоящей работе впервые исследовано влияние температуры на кинетику формирования нанокластеров аморфного германия и определена энергия активации реакции диспропорционирования для аморфной пленки GeO $_x$  ( $x \sim 1.1$ ) на подложке кварца. Так же впервые было обнаружено, что спектры комбинационного рассеяния света (КРС) от нанокластеров аморфного германия зависят от их размеров, т.е. модель локализации фононов можно применять не только для НК германия [22], но и для аморфных нанокластеров германия в случае их сверхмалых размеров.

## 1. Описание эксперимента

Одним из способов создания пленок GeO $_x$  со стехиометрическим параметром  $x$ , который составляет  $\sim 1.1$ , является метод электронно-лучевого распыления в вакууме. Данный метод позволяет получить пленки на подложке кварца. Метод основан на использовании пучка электронов, которые бомбардируют мишень (порошки GeO $_2$ ), расположенную в вакуумной камере (давление в реакторе составляло  $10^{-6}$  Pa). При этом происходит распыление материала мишени и его осаждение на поверхность холодной подложки. В нашем случае пленка была покрыта защитным слоем SiO $_2$ , полученным непосредственно в том же реакторе, чтобы избежать испарения монооксида германия в процессе постростового отжига [23]. Серии отжигов были проведены с применением печи MILA-5000-UHV с нагревом с помощью ламп накаливания при атмосферном давлении в воздушной атмосфере. Температуры отжига составляли от 400 до 500°C, точность поддержания температуры составляла  $\pm 0.1^\circ\text{C}$ .

Для анализа структуры пленок применялась спектроскопия КРС. Измерения спектров КРС проводились на спектрометре T64000 Horiba Yobin Yvon в геометрии обратного рассеяния. Спектральное разрешение было  $\sim 2\text{ cm}^{-1}$ . Для возбуждения КРС была использована линия волоконного лазера GFL-515-0200-FS (Инверсия-Файбер, Новосибирск, Россия) с длиной волны 514.5 nm. Пятно лазерного излучения на образце было размером  $\sim 10\ \mu\text{m}$ , его мощность — примерно 1 mW, что не вызывало заметного нагрева образцов.

## 2. Результаты и обсуждение

По имеющимся литературным данным можно утверждать, что температура сильно влияет на скорость процесса диспропорционирования [24], поэтому в настоящей работе были проведены отжиги при различных температурах — от 400 до 500°C для изучения кинетики формирования аморфных нанокластеров германия.

На рис. 1 показаны спектры КРС пленки GeO $_x$ , осажденной на подложке кварца, после отжигов при температурах 425 и 500°C в зависимости от времени отжига. Как видно, в спектрах КРС исходной пленки отсутствуют сигналы от аморфных кластеров германия; можно лишь наблюдать особенности, возникающие от рассеяния на подложке кварца, — это широкая полоса и небольшой пик при  $\sim 495\text{ cm}^{-1}$ . Возможно, эта особенность объясняется колебаниями связей Si–Si в комплексах дефектов [25]. Сигнал от подложки кварца наблюдается потому, что пленка GeO $_x$  полупрозрачна для лазерного излучения с длиной волны 514.5 nm. Итак можно утверждать, что в исходной пленке нет никаких наночастиц (аморфных или кристаллических кластеров германия) по крайней мере в количестве, достаточном для их обнаружения методом спектроскопии КРС.

Известно, что НК германия дают вклад в спектр КРС в виде относительно узкого пика, положение которого составляет от 290 до 300  $\text{cm}^{-1}$  и зависит от размеров НК [25]. При увеличении размеров НК положение пика КРС от них должно смещаться в сторону пика от монокристаллического германия, который составляет 301.5  $\text{cm}^{-1}$  [26]. Из-за того что в аморфном германии отсутствует периодическая структура, что приводит к отсутствию трансляционной симметрии, при рассеянии света в нем не выполняется закон сохранения квазиимпульса. Спектр КРС аморфных веществ отражает эффективную плотность их колебательных состояний. В спектре КРС аморфного германия появляется широкая полоса с максимумом примерно 275  $\text{cm}^{-1}$  [27]. Как видно из рис. 1, после отжигов в спектрах КРС эта полоса возникает, т.е. отжиги привели к формированию кластеров аморфного германия в пленке. При этом при температуре отжига 425°C время возникновения кластеров аморфного германия составляет 10 min (600 s), однако при температуре 500°C это время составляет 6 min (360 s). При дальнейших отжигих видно, как увеличивался пик от аморфного германия. Очевидно, что это происходило вследствие роста нанокластеров аморфного германия. Однако со временем наступает насыщение процесса формирования этих нанокластеров, что связано с уменьшением содержания избыточного германия в матрице, окружающей нанокластеры германия. Время насыщения формирования кластеров аморфного германия в пленке в процессе отжига при температуре 425°C составляет примерно 8 h, а в процессе отжига при температуре 500°C — примерно 70 min. Это означает, что чем выше температура отжигов, тем быстрее происходит формирование нанокластеров германия.

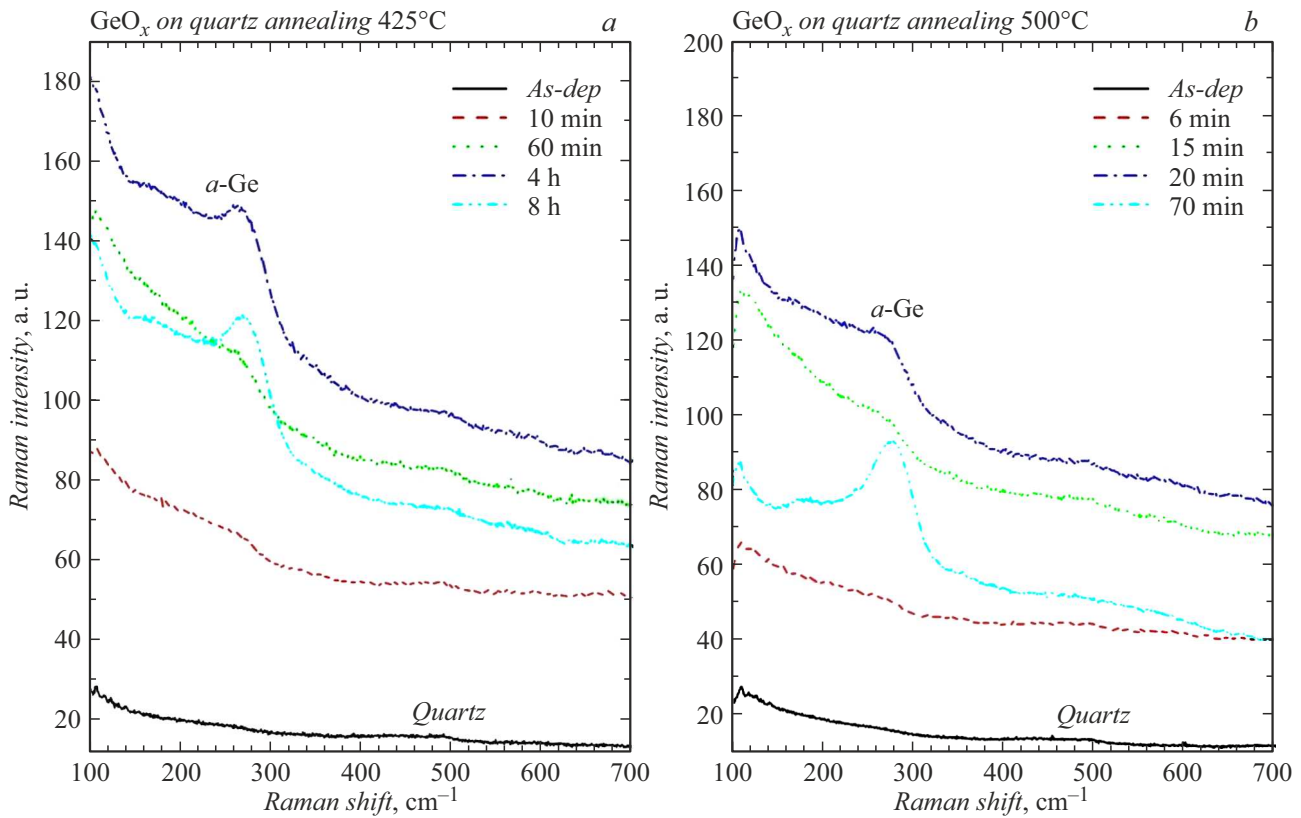


Рис. 1. Спектры КРС пленки  $\text{GeO}_x$  при отжигах: *a* —  $425^\circ\text{C}$ , *b* —  $500^\circ\text{C}$ .

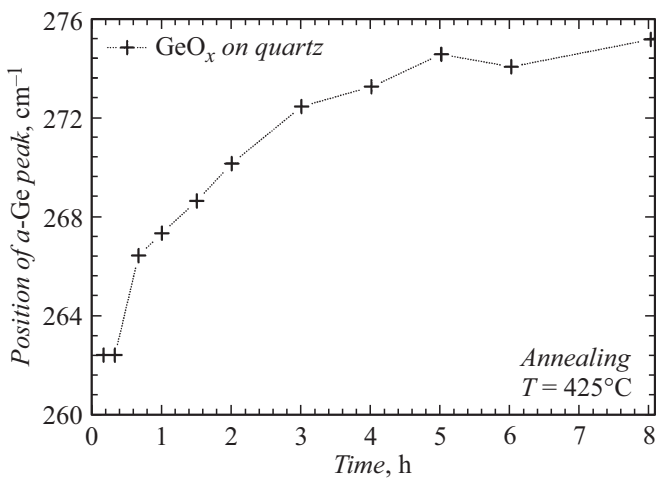
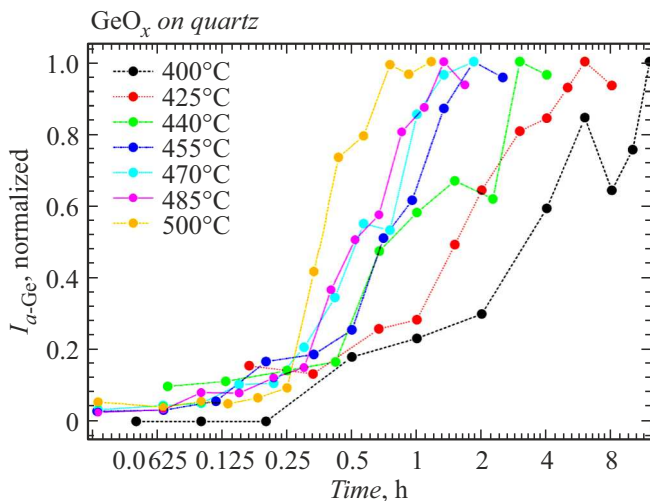


Рис. 2. Зависимость положения пиков КРС от времени отжига при температуре  $425^\circ\text{C}$ .

Был проведен анализ спектров КРС с использованием программы Fityk. Из спектров удалялся фон (вычитанием прямой линии в диапазоне от  $150$  до  $300\text{ cm}^{-1}$ ), а затем проводилась деконволюция спектров на кривые Гаусса и находились положения и интенсивности пиков КРС. Известно, что спектр КРС от аморфных включений несимметричен, он просто отражает эффективную плотность колебательных состояний связей Ge–Ge.

Асимметрия учитывалась следующим образом: спектры аппроксимировались двумя кривыми Гаусса (с разной шириной линии), сумма двух кривых вполне адекватно описывала форму спектра. За положение пика КРС принималось положение узкой и более интенсивной кривой Гаусса, за интегральную интенсивность полосы КРС от кластеров аморфного германия принималась сумма площадей обеих кривых Гаусса. Все эти данные были получены для всех температур и для всех времен отжига. В качестве примера на рис. 2 показана зависимость положения пиков КРС от времени отжига при температуре  $425^\circ\text{C}$ . На рисунке видно, что после отжига в течение  $10\text{ min}$  положение пика КРС от нанокластеров аморфного германия составляло не  $275\text{ cm}^{-1}$  (как должно быть в случае сплошной пленки аморфного германия), а  $262\text{ cm}^{-1}$ . По-видимому, на начальной стадии формирования размер нанокластеров аморфного германия в нашем случае составляет менее  $1\text{ nm}$ , этот размер меньше длины корреляции фононов в аморфном германии. Известно, что она мала, и по оценкам составляет  $1.2\text{--}1.5\text{ nm}$  [28]. Надо отметить, что при увеличении времени отжига положение пика от аморфного германия смещается в сторону больших частот — до  $275\text{ cm}^{-1}$ ; по-видимому, это связано с увеличением их размеров в процессе отжига. Из анализа зависимости положения пиков КРС от времени отжига можно более точно определить время насыщения формирования аморфных



**Рис. 3.** Зависимость нормированной интенсивности пика КРС от кластеров аморфного германия от времени отжига для температур отжига от 400 до 500°С (всего 7 температур). Для удобства восприятия время отжига приведено в логарифмическом масштабе.

кластеров германия в процессе отжига. Из рис. 2 видно, что положения пиков КРС практически не менялись после отжига продолжительностью 5 h и более, таким образом, можно утверждать, что при температуре 425°С время насыщения составляет примерно 5 h (18 000 s).

В полупрозрачных пленках интегральная интенсивность сигнала КРС (она пропорциональна произведению высоты пика КРС на его ширину) будет пропорциональна количеству связей Ge–Ge, т.е. объемной доле нанокластеров германия, поэтому для описания кинетики формирования нанокластеров аморфного германия можно использовать зависимость интегральной интенсивности пика КРС нанокластеров аморфного германия от времени отжига (рис. 3). Для улучшения точности определения интегральной интенсивности пика КРС от нанокластеров аморфного германия сигнал КРС каждый раз сравнивался с сигналом от эталонного образца — пластины монокристаллического кремния. Это позволило избежать возможных ошибок, связанных с флуктуациями мощности возбуждающего лазера и точности юстировки при записи спектров КРС. На рис. 3 представлены нормированные интенсивности пика КРС от кластеров аморфного германия в зависимости от времени отжига при всех использованных температурах отжига. Из деконволюции спектра на пики (кривые Гаусса) были получены их интегральные интенсивности, а потом они были нормированы путем деления на значение самого интенсивного пика после отжигов при каждой температуре. Таким образом, как видно из рис. 3, нормированная интенсивность не могла превышать единицу. Следует отметить, что с повышением температуры отжигов от 400 до 500°С время насыщения

формирования кластеров аморфного германия в пленке в процессе отжига уменьшается от 8 до примерно 1 h.

Перейдем к анализу кинетики формирования нанокластеров аморфного германия. Введем параметр  $y$  — степень завершенности реакции диспропорционирования:  $y = 0$  в случае, если реакция еще не началась, и  $y = 1$  в случае, если реакция завершилась (наступило насыщение формирования нанокластеров аморфного германия). Тогда в зависимости от этого параметра состав пленки будет следующим:  $(1-y)2\text{GeO}_x + y(x\text{GeO}_2 + (2-x)\text{Ge})$ . Очевидно, что объемная доля нанокластеров аморфного германия пропорциональна параметру  $y$ , т.е. исследуя нормированную интенсивность пика КРС от кластеров аморфного германия в зависимости от времени отжигов (данные на рис. 3), можно анализировать кинетику реакции диспропорционирования. Для роста нанокластеров германия необходимо наличие „лишнего“ германия в окружающей матрице. Если предположить, что скорость реакции определяется только лишь количеством „лишнего“ германия в матрице, то получаем следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{\partial y}{\partial t} = \frac{(1-y)}{\tau}, \quad (1)$$

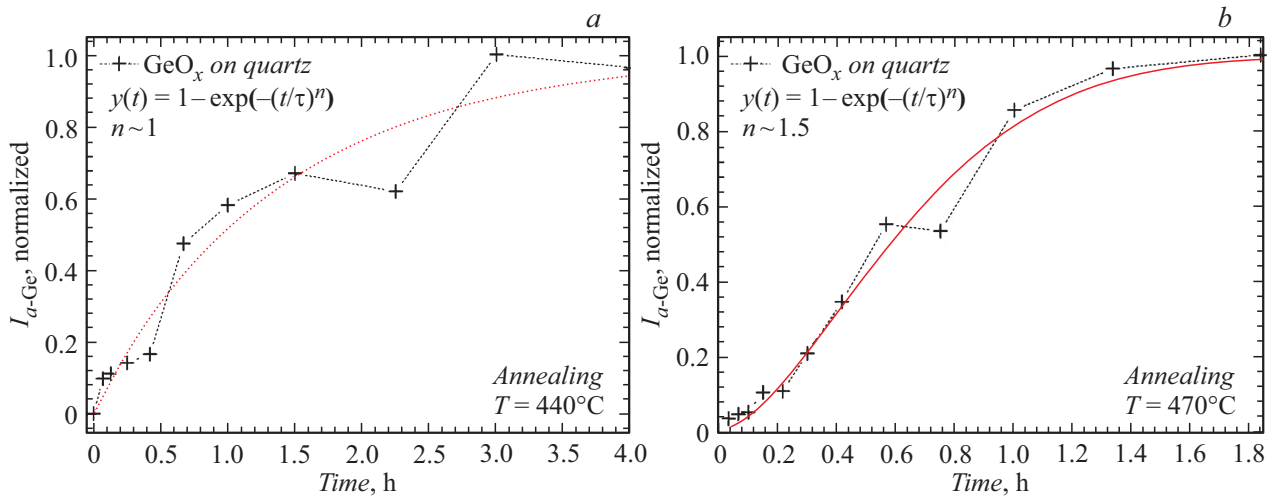
где  $\tau$  — параметр, имеющий размерность времени, в него входит коэффициент диффузии и вероятность встраивания атома германия в нанокластеры. И коэффициент диффузии, и вероятность встраивания зависят от температуры. Из начальных условий  $y(0) = 0$  решением уравнения (1) является

$$y(t) = 1 - e^{-t/\tau}. \quad (2)$$

Вообще скорость реакции определяется формой растущих наночастиц [24,29] (например, иглы, пластины либо цилиндры), а также скоростью зародышеобразования [24]. В нашем случае, исходя из ранее полученных данных по электронной микроскопии, кластеры аморфного германия имеют форму, близкую к шарообразной [3], и основным фактором кинетики является не форма, а скорость зарождения наночастиц. Тогда в зависимости от того, возрастает, убывает или остается постоянной скорость зарождения, в уравнении (2) появляется степень  $n$ . Итак, возникает так называемое уравнение Колмогорова–Джонсона–Мела–Аврами (англ. Kolmogorov–Johnson–Mehl–Avrami equation, JMAK) [30]:

$$y(t) = 1 - e^{-(t/\tau)^n}. \quad (3)$$

Это уравнение описывает процесс формирования нанокластеров аморфного германия в ходе реакции диспропорционирования. В таком случае для описания экспериментальных данных, приведенных на рис. 3, необходимо подгонять два параметра —  $\tau$  и  $n$ , где  $\tau$  — это время точки перегиба второй производной функции  $y(t)$  в уравнении (3) (как уже отмечалось, этот параметр зависит от температуры отжига и энергии активации реакции диспропорционирования),  $n$  — кинетический



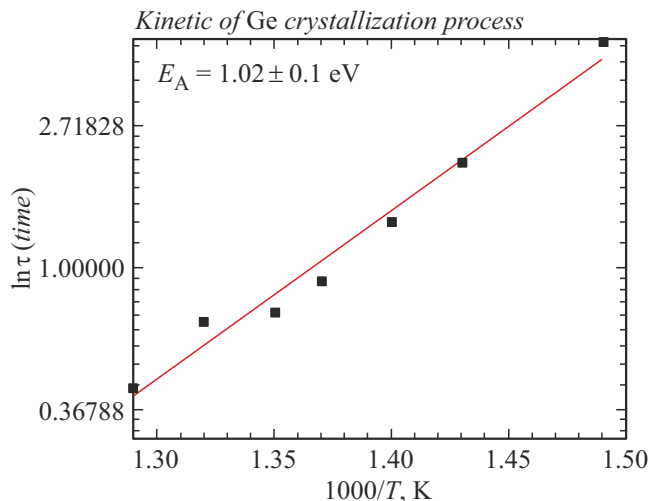
**Рис. 4.** Экспериментальная зависимость нормированной интенсивности пика КРС от кластеров аморфного германия от времени отжига в сравнении с кинетикой, определенной по формуле (3) для температур отжига: *a* — 440, *b* — 470°C.

Условия диффузионно-контролируемого роста

Частицы всех форм, растущие от малых размеров, при скорости зарождения:	<i>n</i>
Возрастающей	> 5/2
Постоянной	5/2
Убывающей	3/2–5/2
Нулевой	3/2
Рост частиц заметного начального объема	1–3/2

показатель Аврами реакции диспропорционирования (как уже отмечалось, он зависит от формы частиц, а также от скорости их зародышеобразования). Используя программу Origin, мы осуществили процедуру аппроксимации рассчитанной по формуле (3) кинетики к экспериментально наблюдаемой кинетике и определили параметры  $\tau$  и  $n$  для всех температур. В качестве примера, на рис. 4 приведены результаты подгонки для двух температур.

Видно, что при температуре отжига 440°C лучшее совпадение экспериментальной кинетики с теорией наблюдается, если степень  $n$  равна единице, однако при температуре отжига 470°C лучшее совпадение получилось при степени  $n$ , равной 1.5. Согласно таблице, значение степени  $n$  лежит в пределах от 1 до 1.5 в случае роста частиц заметного начального объема, что и наблюдается при низких температурах отжига — от 400 до 470°C. При отжиге 500°C при наилучшем соответствии эксперимента теоретической зависимости (3), значение степени  $n$  возросло до 2. Это означает, что скорость зарождения новых кластеров германия убывает, поскольку кинетика процесса зародышеобразования также носит активационный характер зависимости от



**Рис. 5.** График зависимости натурального логарифма параметра  $\tau$  от обратной температуры.

температуры. Отметим, что определение кинетики зародышеобразования кластеров германия представляет собой отдельную задачу. Чтобы определить энергию (температуру) активации зародышеобразования, необходимо подробно исследовать кинетику образования аморфных нанокластеров германия на начальном этапе протекания реакции диспропорционирования (для  $y \leq 0.1$ ).

На рис. 5 представлен график натурального логарифма параметра  $\tau$  в зависимости от обратной температуры. Как уже отмечалось, в параметр  $\tau$  входят температурная зависимость коэффициента диффузии и встраивания атома в нанокластер, которую можно описать зависимостью Аррениуса, как в работе [31]:

$$\tau = C e^{T_a/T}. \tag{4}$$

Логарифмируя уравнение (4) получим:

$$\ln \tau = \frac{T_a}{T} + A, \quad (5)$$

где  $T_a$  — температура активации,  $T$  — температура отжига и  $A$  — константа, равная  $\ln(C)$ . Соотношением для преобразования температуры активации в энергию активации (в электронвольтах) является  $E_a = T_a/11598$  [eV]. Итак, по наклону аппроксимирующей прямой была получена энергия активации реакции диспропорционирования  $\text{GeO}_x$ , которая составила  $1.0 \pm 0.1$  eV.

## Заключение

Итак, впервые в пленке  $\text{GeO}_x$  на подложке кварца обнаружено, что модель локализации фононов может быть применима не только для НК германия, но и для аморфных кластеров германия в случае их сверхмалых размеров, предположительно менее 1 nm, — меньше длины корреляции фононов в аморфном германии. Кроме того, обнаружено, что кинетический показатель Аврами  $n$  увеличивается с ростом температуры отжига, и время насыщения формирования кластеров аморфного германия зависит от температуры отжига. При увеличении температуры отжига  $n$  увеличивается от 1 до 2, а время насыщения формирования кластеров аморфного германия уменьшается от 5 до 1 h (от 18 000 до 3600 s). Рассчитана энергия активации реакции диспропорционирования для аморфной пленки  $\text{GeO}_x$  на подложке кварца, которая составляет  $1.0 \pm 0.1$  eV.

## Благодарности

Авторы выражают благодарность ЦКП „ВТАН“ НГУ за предоставленное оборудование для регистрации спектров комбинационного рассеяния света.

## Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № FWGW-2022-0011 Физические явления в квантовых структурах для компонент наноэлектроники, нанофотоники и спинтроники).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Z. Ni, S. Zhou, S. Zhao, W. Peng, D. Yang, X. Pi. *Mater. Sci. Engineer.: R: Reports*, **138**, 85 (2019). DOI: 10.1016/j.mser.2019.06.001
- [2] P.-Y. Hong, C.-H. Lin, I.-H. Wang, Y.-J. Chiu, B.-J. Lee, J.-C. Kao, C.-H. Huang, H.-C. Lin, T. George, P.-W. Li. *Appl. Phys. A*, **129**, (2023). DOI: 10.1007/s00339-022-06332-z
- [3] М.П. Гамбарян, Г.К. Кривякин, С.Г. Черкова, М. Stoffel, H. Rinnaert, M. Vergnat, В.А. Володин. *ФТТ*, **62**, 434 (2020). DOI: 10.21883/ftt.2020.03.49010.600
- [4] N. Shirahata. *J. Solid State Chem.*, **214**, 74 (2014). DOI: 10.1016/j.jssc.2013.10.021
- [5] S. Takeoka, M. Fujii, S. Hayashi, K. Yamamoto. *Phys. Rev. B*, **58**, 7921 (1998). DOI: 10.1103/PhysRevB.58.7921
- [6] D. Marris-Morini, V. Vakarin, J.M. Ramirez, Q. Liu, A. Ballabio, J. Frigerio, M. Montesinos, C. Alonso-Ramos, X. Le Roux, S. Serna, D. Benedikovic, D. Chrastina, L. Vivien, G. Isella. *Nanophotonics*, **7**, 1781 (2018). DOI: 10.1515/nanoph-2018-0113
- [7] V. Reboud, A. Gassenq, J.M. Hartmann, J. Widiez, L. Viro, J. Aubin, K. Guillo, S. Tardif, J.M. Fédéli, N. Pauc, A. Chelnokov, V. Calvo. *Progress in Crystal Growth and Characterization Mater.*, **63**, 1 (2017). DOI: 10.1016/j.pcrysgrow.2017.04.004
- [8] D. Lv, M.L. Gordin, R. Yi, T. Xu, J. Song, Y.-B. Jiang, D. Choi, D. Wang. *Advanced Functional Mater.*, **24**, 1059 (2013). DOI: 10.1002/adfm.201301882
- [9] J. Zhang, T. Yu, J. Chen, H. Liu, D. Su, Z. Tang, J. Xie, L. Chen, A. Yuan, Q. Kong. *Ceramics Intern.*, **44**, 1127 (2018). DOI: 10.1016/j.ceramint.2017.10.069
- [10] Y. Xu, G. Han, H. Liu, Y. Wang, Y. Liu, J. Ao, Y. Hao. *Nanoscale Research Lett.*, **14**, Art. Num. 126 (2019). DOI: 10.1186/s11671-019-2958-2
- [11] M. Ke, M. Takenaka, S. Takagi. *ACS Appl. Electron. Mater.*, **1**, 311 (2019). DOI: 10.1021/acsaelm.8b00071
- [12] Q. Looker, M. Amman, K. Vetter. *Nuclear Instrum. Methods in Phys. Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. **777**, 138 (2015). DOI: 10.1016/j.nima.2014.12.104
- [13] Y. Li, H. Guo, Y. Yao, P. Dutta, M. Rathi, N. Zheng, Y. Gao, S. Sun, J.-H. Ryou, P. Ahrenkiel, V. Selvamanickam. *Cryst. Eng. Comm.*, **20**, 6573 (2018). DOI: 10.1039/c8ce01258j
- [14] D. Lei, K.H. Lee, S. Bao, W. Wang, S. Masudy-Panah, C.S. Tan, E.S. Tok, X. Gong, Y.-C. Yeo. *Appl. Phys. Lett.*, **111**, 252103 (2017). DOI: 10.1063/1.5006994
- [15] J. Zhao, L. Yang, J.A. McLeod, L. Liu. *Scientific Reports*, **5**, Art. Num. 17779 (2015). DOI: 10.1038/srep17779
- [16] M. Ardyanian, H. Rinnert, X. Devaux, M. Vergnat. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 011902 (2006). DOI: 10.1063/1.2218830
- [17] S. Kai Wang, H.-G. Liu, A. Toriumi. *Appl. Phys. Lett.*, **101**, 061907 (2012). DOI: 10.1063/1.4738892
- [18] V.A. Volodin, E.B. Gorokhov. *Quantum Dots: Research, Technology and Applications* (Nova Science Publishers Inc., NY, 2008), p. 333–372.
- [19] F. Zhang, V.A. Volodin, K.N. Astankova, G.N. Kamaev, I.A. Azarov, I.P. Prosvirin, M. Vergnat. *Results in Chem.*, **4**, 100461 (2022). DOI: 10.1016/j.rechem.2022.100461
- [20] S. Rath, D. Kabiraj, D.K. Avasthi, A. Tripathi, K.P. Jain, M. Kumar, H.S. Mavi, A.K. Shukla. *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, **263**, 419 (2007). DOI: 10.1016/j.nimb.2007.07.018
- [21] Е.В. Горохов, В.В. Грищенко. *Эллисометрия: теория, методы, применения* (Наука, Новосибирск, СО РАН, 1987), с. 147–151.
- [22] V.A. Volodin, D.V. Marin, V.A. Sachkov, E.B. Gorokhov, H. Rinnert, M. Vergnat. *J. Experiment. Theor. Phys.*, **118**, 65 (2014). DOI: 10.1134/s1063776114010208

- [23] S.R.M. da Silva, G.K. Rolim, G.V. Soares, I.J.R. Baumvol, C. Krug, L. Miotti, F.L. Freire, M.E.H.M. da Costa, C. Radtke. *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 191907 (2012). DOI: 10.1063/1.4712619
- [24] О.В. Абрамов, Ч.В. Копецкий, А.В. Серебряков (ред.). *Физическое металловедение* (пер. с англ., Металлургия, М., 1987)
- [25] В.А. Володин, В.А. Гриценко, А. Chin. Письма в ЖТФ, **44**, 37 (2018). DOI: 10.21883/pjtf.2018.10.46097.17223
- [26] J.H. Parker, D.W. Feldman, M. Ashkin. *Phys. Rev.*, **155**, 712 (1967). DOI: 10.1103/physrev.155.712
- [27] M. Wihl, M. Cardona, J. Tauc. *J. Non-Crystalline Solids*, **8–10**, 172 (1972). DOI: 10.1016/0022-3093(72)90132-9
- [28] М.Н. Brodsky. В сб. *Light Scattering in Solids, ser. Topics in Applied Physics*, 205 (1975). DOI: 10.1007/978-3-540-37568-5\_5
- [29] V.V. Koryakina, E.Yu. Shits. *Condensed Matter and Interphases*, **22** (3), 327 (2020). DOI: 10.17308/kemf.2020.22/2963
- [30] A.N. Kolmogorov. *Bull Acad. Sci. URSS*, **3**, 355 (1937).
- [31] C.J. Meechan, J.A. Brinkman. *Phys. Rev.*, **103**, 1193 (1956).