

Неравновесные фононы в наноструктурах, содержащих квантовые ямы SiGe, при пикосекундном лазерном возбуждении

© А.И. Шарков, А.Ю. Клоков, Т.И. Галкина, В.А. Цветков

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
119991 Москва, Россия

E-mail: shark@lebedev.ru

(Поступила в Редакцию 25 декабря 2007 г.)

Исследовались фононные импульсы, возникающие при фотовозбуждении структур, содержащих двойные квантовые ямы $\text{Si}_{0.8}\text{Ge}_{0.2}$, пикосекундным излучением титан-сапфирового лазера MIRA 900P ($\lambda = 760 \text{ nm}$). Детектирование распространения неравновесных акустических фононов осуществлялось сверхпроводниковым болометром. Обнаружены существенные отличия зарегистрированных откликов болометра от откликов, полученных при фотовозбуждении этих же структур наносекундными импульсами азотного лазера ($\lambda = 337 \text{ nm}$). Предполагается возможность генерации когерентных акустических фононов.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проекты № 05-02-17545 и 07-02-12094офи), а также программами Президиума РАН „Квантовые наноструктуры“.

PACS: 66.70.-f, 63.20.-e

1. Введение

Использование коротких лазерных импульсов открывает новые горизонты в исследовании физики фононов. Работы последних двух десятилетий показали, что именно при пико- и фемтосекундном лазерном возбуждении полупроводниковых гетероструктур осуществляется генерация когерентных акустических фононов.

Существует большое количество работ, посвященных генерации когерентных акустических фононов в наноструктурах (сверхрешетках, множественных квантовых ямах (КЯ)) — на основе соединений III–V [1–3].

Значительно меньшее число работ посвящено исследованию когерентных акустических фононов в структурах, содержащих одиночные КЯ [4]. Насколько нам известно, работы по генерации когерентных акустических фононов в структурах с КЯ на основе SiGe отсутствуют (близка по тематике работа [5], где обсуждается вопрос об эмиссии фононов самоорганизованными квантовыми точками в системе SiGe/Si). В то же время генерация когерентных акустических фононов и управление спектром возбуждаемых фононов интересны с точки зрения исследования электрон-фононного взаимодействия в этих структурах.

Наиболее часто в последнее время регистрация когерентных акустических фононов осуществляется так называемыми pump-probe методами, т.е. с использованием возбуждающего и зондирующего лазерного облучения при измерении отражения, разрешенного во времени в фемто/пикосекундном диапазоне. Однако и техника тепловых импульсов с регистрацией прихода неравновесных фононов, разрешенного по времени и пространству, сверхпроводниковым болометром, остается актуальной (см., например, [6]), поскольку позволяет раздельно определять характеристики фононов разных поляризаций. Настоящая работа посвящена изучению

возможности генерации когерентных акустических фононов при облучении короткими лазерными импульсами поверхности структуры, содержащей КЯ $\text{Si}_{0.8}\text{Ge}_{0.2}$, выращенные на кремниевой подложке.

2. Эксперимент

Исследуемые структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии в университете им. И. Кеплера (Линц, Австрия) и представляли собой двойные КЯ, образованные слоями твердого раствора $\text{Si}_{0.8}\text{Ge}_{0.2}$ толщиной 18 и 25 Å, на подложке высокоомного ($\rho \sim 1 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$) кремния [100] толщиной 490 μm. Были изготовлены два образца (№ 953 и 954), причем последний содержал дополнительные слои, δ-легированные примесью бора.

Исследование распространения неравновесных фононов в данных структурах проводилось в геометрии „на прохождение“. Фононы генерировались при поглощении импульсов излучения титан-сапфирового лазера с синхронизацией мод MIRA 900P ($\lambda = 760 \text{ nm}$, $\tau = 1.5 \text{ ps}$, частота повторения $f = 76 \text{ MHz}$, энергия в импульсе $E = 0.5 \text{ nJ}$) с прореживателем импульсов, уменьшающим частоту повторения до 10 kHz. Излучение вводилось в установку через отрезок многомодового оптического волокна ($\sim 25 \text{ m}$). Детектирование фононов осуществлялось при температуре $\sim 1.7 \text{ K}$ сверхпроводниковым алюминиевым болометром с размерами активной части $50 \times 70 \mu\text{m}$, напыленным на обратную сторону кремниевой подложки. Экспериментальная установка позволяла осуществлять сканирование лучом лазера, сфокусированным в пятно размером 80–90 μm, по передней поверхности образца. При каждом положении луча регистрировалась временная зависимость отклика. Фононы могли также генерироваться импульсами азотного лазера ЛГИ-21 ($\lambda = 337 \text{ nm}$, $\tau = 8 \text{ ns}$, $f = 100 \text{ Hz}$,

энергия в импульсе $E = 2 \text{ nJ}$), поскольку состав генерируемых в этом случае фононов нами хорошо изучен.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены разрешенные по времени отклики болометра при фотовозбуждении структуры непосредственно перед болометром импульсами азотного (кривая 1) и титан-сапфирового лазеров (кривые 2 и 3). Видно, что полученные отклики болометра одинаковы для обеих структур (№ 953 и 954), но сильно зависят от источника возбуждения.

При фотовозбуждении импульсами азотного лазера ($h\nu = 3.7 \text{ eV}$) поглощение излучения происходит в поверхностном покрытии (Si толщиной 500 \AA) на глубине до 200 \AA . Назовем этот случай для краткости поверхностным возбуждением. Горячие носители за времена порядка пикосекунд релаксируют к краям зон, испуская оптические фононы, которые в свою очередь распадаются на продольные акустические фононы с энергией порядка половины энергии оптических фононов (модель Орбаха). Эти фононы распространяются по образцу, испытывая процессы спонтанного ангармонического распада и упругого рассеяния. Попадая на сверхпроводниковый болометр, они формируют его отклик. Зарегистрированный отклик болометра имеет достаточно характерную форму с едва заметной особенностью в области LA-фонона (известно, что LA-фононы для этого направления дефокусированы) и длительностью пика TA-фононов по полувысоте в 40 ns (рис. 1).

В то же время отклики, зарегистрированные при фотовозбуждении импульсами титан-сапфирового лазера, существенно иные. Первое, что можно отметить при генерации фононов пикосекундными импульсами, это наличие ярко выраженных пиков, соответствующих

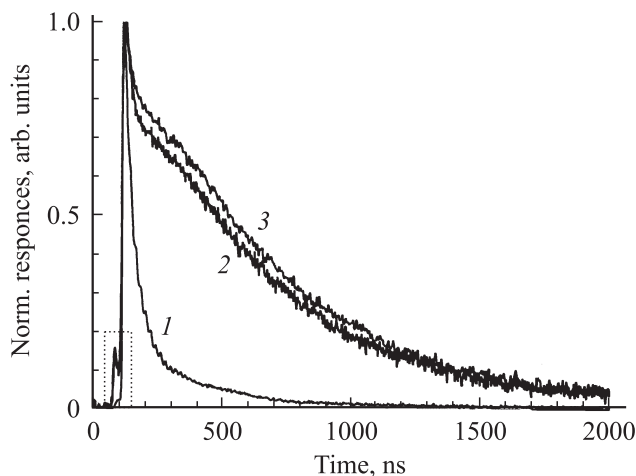


Рис. 1. Отклики болометра при возбуждении азотным (1) и титан-сапфировым лазером для образцов № 954 (2) и 953 (3). Пунктиром отмечена область прихода LA-фононов, подробно показанная на рис. 2.

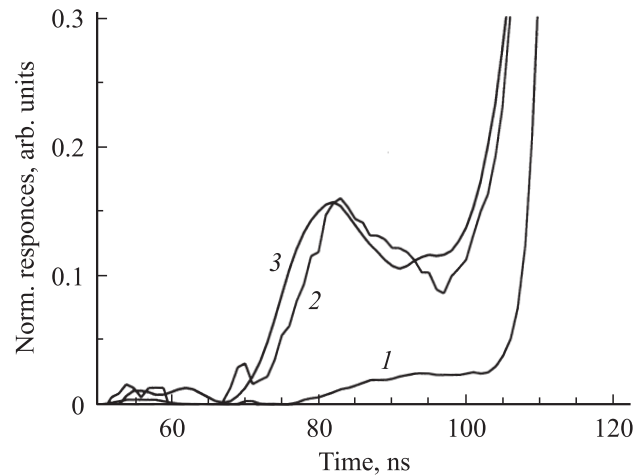


Рис. 2. Отклики болометра при возбуждении азотным (1) и титан-сапфировым лазером для образцов № 954 (2) и 953 (3) в области, ограниченной пунктиром на рис. 1.

приходу LA-фононов (кривые 2 и 3 на рис. 2). На рис. 2 показано увеличенное изображение откликов в области, ограниченной пунктиром на рис. 1. Ширина LA-фононов на полувысоте $\sim 25 \text{ ns}$. Следует иметь в виду, что быстродействие нашего болометра $\sim 10 \text{ ns}$, а временное разрешение системы регистрации порядка $2\text{--}3 \text{ ns}$. Похожие изменения (возникновение узкого LA-пика на фоне некогерентного широкого LA-фонона) были обнаружены в [7] при фемтосекундном возбуждении объемного Si. Заметим, что по сравнению с нашим случаем „поверхностного“ возбуждения пик LA-фонона в [7] выражен явно из-за большей толщины образца: у нас — 0.49 mm , а в [7] — 5 mm . В то же время этими авторами не были замечены узкие TA-пики на фоне некогерентного TA-фонона при фемтосекундном возбуждении ни для сапфира [6], ни для Si [7].

При смещении пятна возбуждения пикосекундного лазера на $100 \mu\text{m}$ узкая составляющая TA-пика исчезала (рис. 3). Оставался только широкий пик (кривая 2 на рис. 3), который, как мы полагаем, является некогерентной составляющей суммарного спада TA-пика. Уширенная (по сравнению с кривой 1 на рис. 1) компонента спада TA-фонона может быть обусловлена многократным отражением обратного потока фононов (поскольку они генерируются и в буфере, и в подложке, так как глубина поглощения кванта $h\nu = 1.62 \text{ eV}$ составляет $3\text{--}5 \mu\text{m}$) по направлению к участку образца с КЯ и барьерами. Отражения фононов от этих слоев в тех же образцах мы измеряли ранее [8]. Таким образом, мы наблюдали очень резкую угловую зависимость ($\theta \sim 14^\circ$) узкой составляющей TA-пика, что характерно для коллимированных когерентных фононов. Пространственная же зависимость TA-пика для наносекундного „поверхностного“ возбуждения кардинально отличается от пикосекундного возбуждения.

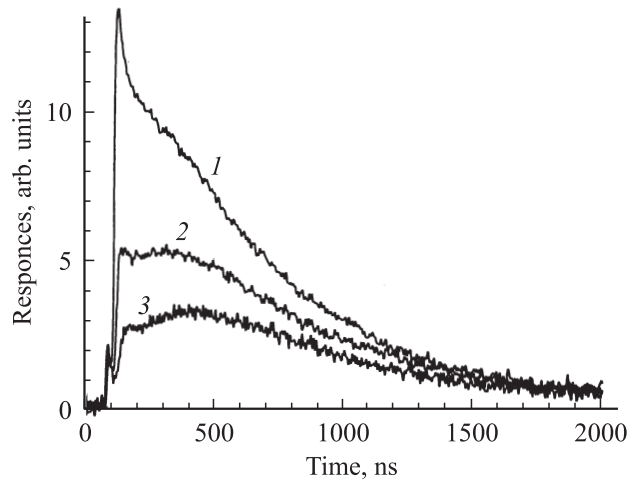


Рис. 3. Отклики болометра при возбуждении титан-сапфировым лазером непосредственно перед болометром (1) и при смещении на 100 (2) и 200 μm (3).

Основным вопросом, на который мы попытались найти ответ, является природа этого узкого пика. Мы полагаем, что именно при пикосекундном возбуждении носителей в области ям и барьеров GeSi (а они являются напряженными из-за сильного несоответствия параметров решетки) появляется сдвиговая составляющая, т. е. ТА-мода, возникающая при электрон-фононном взаимодействии через потенциал деформации [9]. Остается неясным происхождение достаточно длинного (до 1–2 μs) хвоста ТА-пика при пикосекундном возбуждении, который, скорее всего, обусловлен фононами, испускаемыми при рекомбинации носителей и экситонов в КЯ.

4. Заключение

При исследовании фононных импульсов, генерируемых при пикосекундном фотовозбуждении структур, содержащих КЯ $\text{Si}_{0.8}\text{Ge}_{0.2}$, обнаружено возрастание доли низкочастотных продольных акустических фононов в спектре по сравнению с наносекундным возбуждением, а также сложный спад пика поперечного фонона с наличием компоненты с резкой угловой зависимостью, что, возможно, связано с генерацией когерентных акустических фононов.

Авторы благодарны М.М. Рзаеву за выращивание образцов, Н.Н. Сибельдину, В.С. Багаеву, Т.М. Бурбаеву и В.С. Кривобоку за обсуждение.

Список литературы

- [1] N.M. Stanton, C.E. Martinez, A.J. Kent, S.V. Novikov, C.T. Foxton. *Phys. Status Solidi C* **1**, 2678 (2004).
- [2] T. Tachizaki, O. Matsuda, T. Fukui, J.J. Baumberg, O.B. Wright. *Phys. Status Solidi C* **1**, 2749 (2004).

- [3] M.F. Pascual Winter, A. Fainstein, B. Jusserand, B. Perrin, A. Lemaitre. *Journal of Physics: Conference Series* **92** (2007) 012013.
- [4] J.J. Baumberg, D.A. Williams, K.K. Kohler. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3358 (1997).
- [5] A. Devos, F. Poinssotte, J. Groeven, O. Dehaese, O. Schmidt. *Book of abstracts XII Int. Conf. on phonon scattering in condensed matter „Photons 2007“* (2007). P. 114. Paris, July 15–20, 2007.
- [6] N.M. Stanton, A.J. Kent. *Phys. Rev. B* **73**, 220301 (R) (2006).
- [7] A.J. Kent, N.M. Stanton. *Journal of Physics: Conference Series* **92**.
- [8] A.I. Sharkov, T.I. Galkina, A.Yu. Klovov. *Phys. Status Solidi C* **1**, 2941 (2004).
- [9] V.E. Gusev, A.A. Karabutov. *Laser optoacoustics*. AIP, N.Y. (1993).