

Длинноволновый сдвиг края поглощения в растянутых слоях Ge

В. А. Володин^{+*1)}, Л. В. Соколов

⁺Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

*Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 4 февраля 2015 г.

После переработки 12 февраля 2015 г.

Тонкие растянутые пленки Ge в многослойных гетероструктурах InGaAs/Ge/InGaAs, выращенных молекулярно-лучевой эпитаксией на подложках GaAs (001), исследованы с применением методов спектроскопии комбинационного рассеяния света и спектроскопии пропускания света. Растягивающие двусносные деформации в пленках достигали 1.9%. В растянутых пленках Ge обнаружен сдвиг края поглощения в длинноволновую область. Оптическая щель уменьшается до ~ 0.48 эВ.

DOI: 10.7868/S0370274X15060120

Относительно небольшая разница в энергии (0.14 эВ) между прямыми и непрямыми переходами в германии дает надежду на получение прямозонного германия путем модификации его зонной структуры для создания светоизлучающих структур с хорошей квантовой эффективностью. Известно, что механические напряжения и наноструктурирование изменяют энергетическую структуру полупроводниковых материалов [1–5]. Так, авторы работы [6] утверждают, что получили (из данных фотопроводимости) экспериментальные свидетельства уменьшения запрещенной зоны в растянутом кремнии до 0.59 эВ. Кимерлинг с соавторами сообщают о сверхлинейном увеличении мощности излучения от накачки (лазерный эффект) в растянутых пленках германия n -типа [7].

Достижения современных технологий эпитаксии создали возможность роста напряженных гетероструктур с двусносными механическими напряжениями. При этом деформация растяжения в пленках германия в плоскости роста достигает 2.33% [4, 5, 8]. Изменение оптических свойств германия в таких структурах анализировалось на основе данных спектроскопии фотолюминесценции. Насколько известно авторам, настоящая работа является первой попыткой проанализировать оптические свойства растянутых пленок германия в многослойных гетероструктурах InGaAs/Ge/InGaAs с применением метода спектроскопии пропускания света.

Многослойные структуры InGaAs/Ge/InGaAs были выращены с применением метода молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs (001). Сначала

выращивался толстый практически полностью релаксированный буферный слой InGaAs (1000 нм), затем – чередующиеся слои Ge и InGaAs. Рост заканчивался слоем InGaAs толщиной 10 нм. Были исследованы 2 образца. Первый содержал 5 слоев Ge толщиной по 4 нм, разделенных слоями InGaAs толщиной 50 нм. Содержание In в буферном слое и во всех разделяющих слоях 30%. Температура роста 420 °С. Второй образец содержал 10 слоев Ge толщиной по 5 нм, разделенных слоями InGaAs толщиной 50 нм. Состав твердого раствора буферного слоя и всех слоев $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$. Температура роста 410 °С.

Спектры комбинационного рассеяния света (КРС) регистрировались при комнатной температуре при возбуждении линией аргонового лазера 514.5 нм. Мощность излучения, доходящего до образца, составляла 1 мВт, что не вызывало заметного нагрева образцов. В экспериментах использовалось оборудование научно-образовательного комплекса “Наносистемы и современные материалы” НГУ – спектрометр T64000 Horiba Jobin Yvon. Спектры пропускания были получены на двухлучевом спектрофотометре SHIMADZU UV3600.

На рис. 1 показаны спектры КРС ненапряженного объемного монокристаллического германия и образцов, содержащих растянутые пленки германия. Частота длинноволнового продольного оптического (ЛО) фонона в германии составляет 301.5 см^{-1} . Пики с положением 293.5 см^{-1} (структура, содержащая 5 слоев Ge) и 295 см^{-1} (структура, содержащая 10 слоев Ge) соответствуют рассеянию на ЛО-фононах в двусно растянутом германии. Продольный оптический фонон относится к синглетной моде. Смещение его частоты от тензора деформаций хорошо ис-

¹⁾e-mail: volodin@isp.nsc.ru

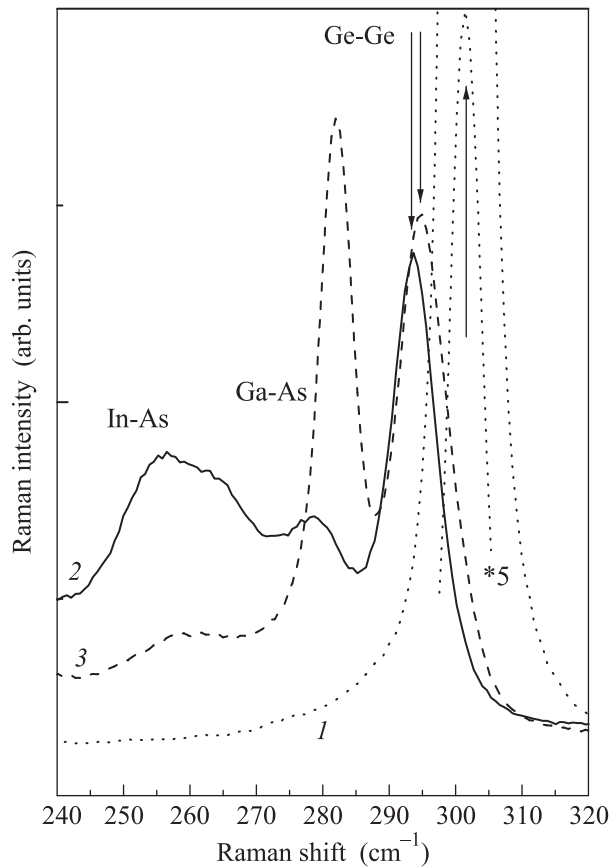


Рис. 1. Спектры комбинационного рассеяния света монокристаллического германия (кривая 1) и многослойных гетероструктур InGaAs/Ge/InGaAs, содержащих 5 (2) и 10 (3) слоев германия. Для удобства восприятия интенсивность пика от монокристаллического германия в его центральной части поделена на 5

следовано. Если $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy}$, а компонента тензора деформаций ε_{zz} определяется коэффициентом Пуассона, $\Delta\Omega(\text{Ge}_{\text{LO}}) = -4.2\varepsilon_{xx}$, деформации выражены в процентах [5, 9]. Легко определить, что растяжение составляет 1.9 и 1.5% для образцов с 5 и 10 слоями Ge соответственно. При этом согласно закону Вегарда несоответствие постоянных решеток Ge и твердых растворов $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ и $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ составляет 2.2 и 1.5% соответственно. Таким образом в образце с 5 слоями Ge механические напряжения частично релаксированы, а в образце с 10 слоями Ge – практически не релаксированы. Следует отметить, что вклад в сдвиг частоты оптического фонона вследствие его локализации в слоях с толщинами 4 и 5 нм пренебрежимо мал. Если аппроксимировать расчеты работы [10] на эти толщины, то данный эффект не будет превышать 0.1 см^{-1} . В спектрах КРС также наблюдаются пики от локальных колебаний связей Ga–As и In–As в твердых растворах. В твердом растворе, со-

держащем меньшее количество индия (10 слоев), пик In–As заметно меньше.

На рис. 2 приведены спектры пропускания образцов в сравнении со спектром пропускания пла-

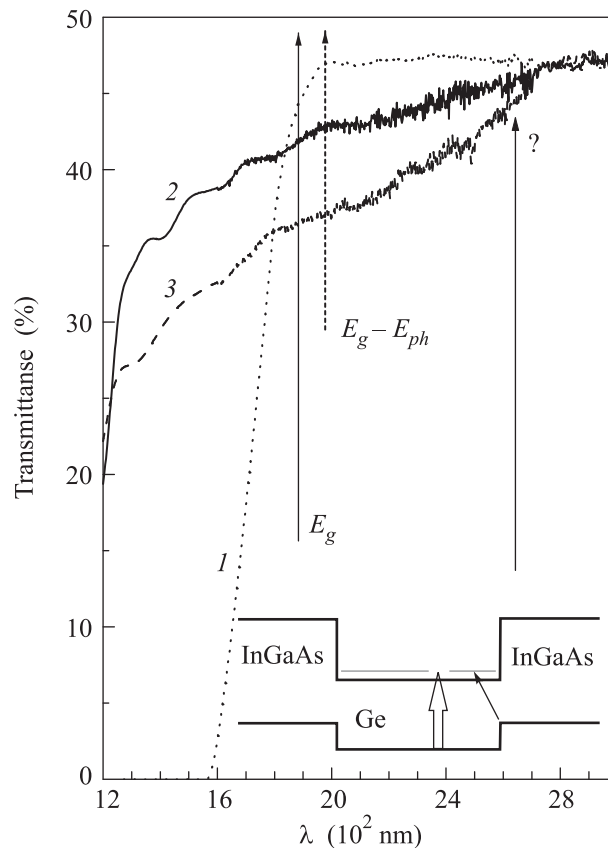


Рис. 2. Спектры пропускания света монокристаллического германия (кривая 1) и многослойных гетероструктур InGaAs/Ge/InGaAs, содержащих 5 (кривая 2) и 10 (кривая 3) слоев германия

стины объемного ненапряженного монокристаллического германия. Толщина пластины составляла 300 мкм. Пластина была полирована с обеих сторон. Шум в спектре объемного германия оказался гораздо меньше, так как в этом случае использовалась диафрагма большего размера. К тому же образцы InGaAs/Ge/InGaAs были выращены на подложке, не полированной с матовой тыльной стороны. На этой границе раздела свет рассеивался, и часть сигнала терялась. Для удобства восприятия спектры пропускания образцов нормированы к спектру германия в области, в которой поглощение в германии отсутствует (оба спектра умножены на 3). Показатель преломления германия ($\lambda = 2500\text{ нм}$) составляет 4.06. Коэффициент отражения по интенсивности для одной границы раздела $R = 36\%$. Пропускание от двух границ раздела будет равным $(1 - R)/(1 + R)$, что

составляет 47%. Это с хорошей точностью наблюдается в спектре объемного германия. При комнатной температуре запрещенная зона в германии составляет 0.661 эВ (1879 нм). Если учесть поглощение фонона в процессе непрямых оптических переходов, то поглощение начинается при энергии $E_g - E_{ph}$. Энергия оптического фонона на краю зоны Бриллюэна в направлении (111) в германии 0.034 эВ. Отсюда край поглощения 0.627 эВ (1978 нм). Как видно из рис. 2, это хорошо совпадает с экспериментом. Из спектров пропускания образцов видно, что оно заметно снижается. Поглощение проявляется уже с $\lambda \sim 2600$ нм. Это соответствует оптической щели ~ 0.48 эВ. Запрещенная зона твердого раствора InGaAs зависит от состава и от температуры и составляет (в мэВ) [11]

$$E_g(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}) = \\ = 420 + 625(1-x) + 475(1-x)^2 - xT^2[0.58/(T+300) - \\ - 0.49/(T+271)] - 0.419T^2/(T+271).$$

Для твердого раствора состава $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ край поглощения составляет менее 1 мкм. Следовательно, можно предположить, что наблюдаемый эффект определяется поглощением в германии и обусловлен влиянием растягивающих механических напряжений. Квантоворазмерный эффект в тонких пленках Ge должен приводить к противоположному эффекту – сдвигу края поглощения в коротковолновую область спектра. Таким образом, растягивающие деформации играют заметную роль в сдвиге края поглощения германия.

К сожалению, нам не удалось пронаблюдать разницу в сдвиге края поглощения для образцов с деформацией 1.9 и 1.5% (5 и 10 слоев германия соответственно). Прослеживается только уменьшение абсолютного значения пропускания в образце с 10 слоями (эффективная толщина германия 50 нм) в сравнении с образцом с 5 слоями (эффективная толщина германия 20 нм). Это соответствует закону Бугера–Ламберта–Бера: $I(d) = I_0 \exp^{-\alpha d}$, где α – коэффициент поглощения, а d – толщина слоя. Наши данные по сдвигу края поглощения в растянутых пленках германия неплохо совпадают с рассчитанными и полученными из спектроскопии фотолуминесценции результатами. Так, в работе [12] показано, что при двусносных растягивающих деформациях 1.9% энергия прямых оптических переходов между долиной легких дырок и Γ -долиной электронов совпадает с энергией непрямых оптических переходов между долиной легких дырок и L -долиной электронов и составляет 0.4 эВ. Небольшое отличие наших результатов может быть обусловлено влиянием квантовораз-

мерного эффекта в тонких пленках (4 и 5 нм). Дело в том, что в работе [12] были исследованы относительно толстые (24 нм) мембраны германия, нанесенные на гибкую деформируемую подложку.

Периодические модуляции пропускания в образцах, вероятно, обусловлены интерференцией в буферном слое и в гетероструктуре. Отметим фактор, который затрудняет анализ оптической щели пленок Ge. Как сообщают Паварелли с соавторами [4], разрыв зон в гетероструктуре Ge/InGaAs определяется полярностью связей на поверхности InGaAs. При этом если поверхность заканчивается элементом пятой группы (в нашем случае это мышьяк, As), то Ge/InGaAs является гетероструктурой второго рода (см. вставку к рис. 2). В процессе роста было невозможно контролировать полярность связей на границе. Вероятно, подобные области возникали. В таком случае возможны непрямые в пространстве оптические переходы из валентной зоны InGaAs в зону проводимости Ge (показаны на рисунке тонкой косой стрелкой). При таком разрыве валентных зон энергия этих оптических переходов меньше ширины запрещенной зоны германия. Для более объективного анализа необходимо либо контролировать полярность связей на границе при росте, либо использовать более широкозонный буфер, например твердый раствор InAlAs [5, 13].

В заключение отметим, что в настоящей работе с помощью анализа спектров пропускания света нами впервые экспериментально обнаружен длинноволновый сдвиг края поглощения в растянутых пленках германия.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект # 13-02-00259).

1. C. P. Kuo, S. K. Vong, R. M. Cohen, and G. B. Stringfellow, *J. Appl. Phys.* **57**, 5428 (1985).
2. M. El Kurdi, G. Fishman, S. Sauvage, and P. Boucaud, *J. Appl. Phys.* **107**, 013710 (2010).
3. V. Ya. Aleshkin and A. A. Dubinov, *J. Appl. Phys.* **109**, 123107 (2011).
4. N. Pavarelli, T. J. Ochalski, F. Murphy-Armando, Y. Huo, M. Schmidt, G. Huyet, and J. S. Harris, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 177404 (2013).
5. V. A. Volodin, L. V. Sokolov, M. A. Pytyato, N. I. Petikov, M. Stoffel, H. Rinnert, and M. Vergnat, *J. Appl. Phys.* **115**, 053518 (2014).
6. N. Healy, S. Mailis, N. M. Bulgakova, P. J. A. Sazio, T. D. Day, J. R. Sparks, H. Y. Cheng, J. V. Badding, and A. C. Peacock, *Nat. Mat.* **13**, 1122 (2014).
7. X. Wang, L. C. Kimerling, J. Michel, and J. Liu, *Appl. Phys. Lett.* **102**, 131116 (2013).

8. F. Zhang, V. H. Crespi, and P. Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 156401 (2009).
9. F. Cerdeira, C. J. Buchenauer, F. H. Pollak, and M. Cardona, *Phys. Rev. B* **5**, 580 (1972).
10. В. А. Володин, М. Д. Ефремов, А. И. Якимов, Г. Ю. Михалев, А. И. Никифоров, А. В. Двуреченский, *Физика и техника полупроводников* **41**, 950 (2007).
11. S. Paul, J. B. Roy, and P. K. Basu, *J. Appl. Phys.* **69**, 827 (1991).
12. J. R. Sánchez-Pérez, C. Boztug, F. Chen, F. F. Sudradjat, D. M. Paskiewicz, R. B. Jacobson, M. G. Lagally, and R. Paiella, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **108**, 18893 (2011).
13. V. A. Volodin, M. P. Sinyukov, V. A. Sachkov, M. Stoffel, H. Rinnert, and M. Vergnat, *Europhys. Lett.* **105**, 16003 (2014).