

рушением ближнего порядка. Появление особенности в виде полки на кривой $\chi(H)$ и последующая трансформация ее в два максимума при понижении температуры связаны с появлением СФ фазы в поле H_{c1} и с переходом из СФ фазы в ПМ фазу в поле H_{c2} . Размытие максимумов в зависимости $\chi(H)$ объясняется тем, что эксперименты проводились на керамических образцах и переход в СФ фазу испытывают лишь те кристаллиты, ось легкого намагничивания которых близка к направлению магнитного поля. Вклад остальных кристаллитов размывает аномалию χ в области перехода.

Экспериментальная фазовая диаграмма представлена на рис. 2, из которой экстраполяцией к $T=0$ определены значения критических полей АФМ—СФ перехода $H_{c1}(0) \approx 11.4$ кЭ и СФ—ПМ перехода $H_{c2}(0) \approx 22$ кЭ. Определение $T_{кр}$ — трикритической точки — вызывает большие затруднения из-за сильного размытия особенностей кривой $\chi(H)$ при температурах, близких к $T_{кр} \approx 1.8 \div 1.9$ К. Расчет в теории молекулярного поля с учетом полученных в [2] параметров $H_E = 14$ кЭ (сумма обменного и дипольного полей) и $H_A = 4.5$ кЭ (рассчитанная анизотропия дипольного происхождения) дает значение $H_{c1} = 11.2$ и $H_{c2} = 23.5$ кЭ. Эти значения близки к экспериментальным, что является подтверждением природы фазовой линии $H_{c1}(T)$. Особенностью $T-H$ диаграммы является сильный рост H_{c2} с понижением температуры, что характерно для низкоразмерного антиферромагнетика.

Линия H_{c2} для сверхпроводящих образцов сдвинута в область высоких полей на 1.5—2 кЭ относительно этой линии для образцов тетрагональной модификации. Отметим, что наблюдаемый сдвиг больше величины нижнего критического поля $H_{кр1} \approx 600$ Э при $T \sim 4.2$ К.

Авторы выражают благодарность А. Н. Богданову, В. М. Свистуну, Д. А. Яблонскому за обсуждение работы и ценные замечания.

Список литературы

- [1] Smit H. H. A., Dirken M. W., Thiel R. C., de Jongh L. J. // Sol. St. Comm. 1987. V. 64. N 5. P. 695—697.
- [2] Van den Berg J., van der Beek C. J., Kes P. H., Mydosh J. A., Nieuwenhuys G. J., de Jongh L. J. // Sol. St. Comm. 1987. V. 64. N 5. P. 699—703.
- [3] Huang C. Y., Shapira Y., Hor P. H., Meng R. L., Chu C. W. // Modern Physics Lett. B. 1987. V. 1. N 5—6. P. 245—250.
- [4] Tamegai T., Oguro I., Koga K., Watanabe A., Iye Y. // Physics B. 1987. V. 148B. N 1—3. P. 453—455.

Донецкий физико-технический
институт АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
15 февраля 1989 г.

КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНАХ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ Ge/Si

В. А. Гайслер, В. А. Марков, М. П. Синюков, А. Б. Талочкин

В недавних работах [1, 2] было показано, что комбинационное рассеяние света позволяет регистрировать фононы, локализованные на границе раздела двух сред. В [1] нами были обнаружены локальные оптические колебания на свободной поверхности германия, а авторами [2] — колебания Ge—Si связей на гетерогранице Ge/Si. В настоящей работе мы исследовали спектры рассеяния гетероструктур Ge/Si и твердых растворов

$\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ различного состава. Сопоставление этих спектров позволило получить дополнительную информацию о природе локальных колебаний как гетерограницы, так и твердых растворов.

Структуры Ge/Si представляли собой тонкие ($< 200 \text{ \AA}$) пленки германия, выращенные на кремниевых подложках ориентации (111) методом молекулярно-лучевой эпитаксии. В основном были исследованы образцы, полученные при достаточно низкой температуре синтеза ($T_s < 600 \text{ }^\circ\text{C}$), когда взаимная диффузия атомов Ge и Si незначительна [3]. Толщина пленок германия определялась по осцилляциям интенсивности нулевого по-

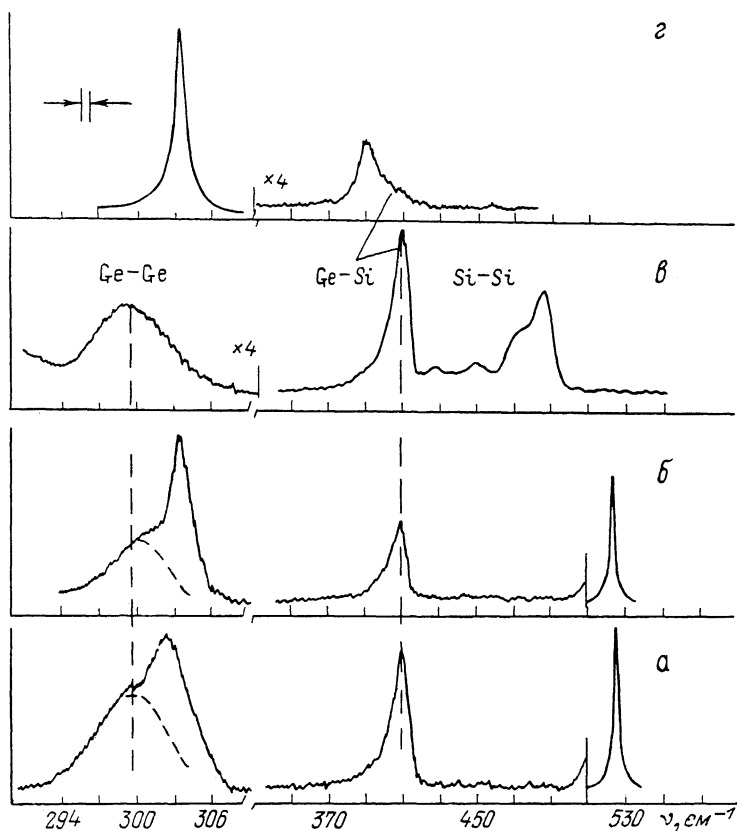


Рис. 1. Спектры комбинационного рассеяния света гетероструктур Ge/Si (а, б) и твердых растворов $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ (в, г). $T=77 \text{ K}$.

а — $d=30$, б — 70 \AA ; в — $x=0.5$, г — 0.02 .

рядка дифракции медленных электронов в процессе эпитаксиального роста и для исследованных структур изменялась от 20 до 200 \AA . Твердые растворы $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ также представляли собой монокристаллические пленки, выращенные на Si подложках тем же методом. Состав растворов менялся в широком диапазоне ($0 < x < 1$).

Спектры, приведенные в настоящей работе, были получены при возбуждении светом с длиной волны $\lambda=488 \text{ nm}$. На рис. 1 представлены спектры двух пленок Ge на Si и двух образцов твердых растворов. Пики, соответствующие рассеянию на объемных фонах Ge и Si, расположены на частотах 304 и 525 cm^{-1} . Линия в центре спектров (рис. 1, а, б) 410 cm^{-1} авторами [2] была отнесена к колебаниям Ge—Si связей, образованных на границе раздела пленка—подложка. Кроме того, на нескольких пленках разной толщины мы обнаружили, что структура фоновый пика германия (300 cm^{-1} ; рис. 1, а, б) может быть представлена в виде двух отдельных линий; это следует из эволюции формы данной структуры с из-

менением толщины пленки. Так, с ростом толщины интенсивность высоко-частотной линии (303 см^{-1}) растет и сдвигается к положению объемного фонона германия (304.5 см^{-1}). Интенсивность же низкочастотной линии (300 см^{-1}), выделенной на рис. 1, *а, б* штриховыми линиями, наоборот, уменьшается и при толщинах $d > 100 \text{ \AA}$ становится пренебрежимо малой. Эту особенность спектра мы связываем с колебаниями атомов германия, находящихся вблизи гетерограницы, и в дальнейшем дадим обоснование этой точке зрения. Уменьшение интенсивности линий обоих локальных колебаний (300 и 410 см^{-1}) с ростом толщины обусловлено поглощением возбуждающего и рассеянного света в пленке германия.

Линии локальных колебаний (300 и 410 см^{-1}) наблюдаются и в спектрах твердых растворов с достаточно большим x . Спектр раствора с $x=0.5$ представлен на рис. 1, *в*. Структура в области $430\text{--}500 \text{ см}^{-1}$ относится к Si—Si колебаниям и связана с локальными флуктуациями состава [4, 5].

Отсутствие подобной структуры в спектрах пленок (рис. 1, *а, б*) указывает на хорошее качество границы раздела Ge/Si.

Наблюдаемые в спектрах Ge/Si структуры колебания возникают в результате локальных возмущений, связанных с гетерограницей.

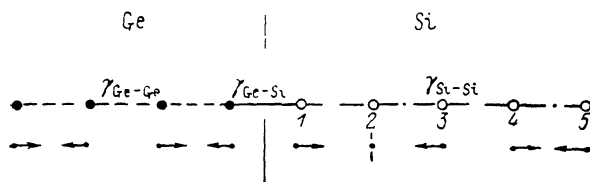


Рис. 2. Одномерная модель гетерограницы Ge/Si.

В [1] нами установлено, что ослабление силовых постоянных межатомного взаимодействия вблизи свободной поверхности Ge приводит к изменению частоты *LO*-фонона, линия которого смещена в низкочастотную область на 2.5 см^{-1} относительно объемного фонона Ge. Как видно из рис. 1, *а, б*, линия Ge—Ge колебаний аналогичным образом отстоит от линии объемного фонона, что указывает на одинаковый характер локальных возмущений в этих двух случаях. В связи с этим рассмотрим природу наблюдаемых локальных колебаний, так же как и в [1], в одномерной модели (рис. 2). Частота Ge—Si моды (410 см^{-1}) расположена существенно выше частот собственных колебаний германия, и, как следует из теории локальных мод в кристаллах [6, 7], амплитуда колебаний атомов Ge в пленке с данной частотой практически равна нулю. В то же время объемные оптические фононы Si данной частоты (410 см^{-1}), имеющие волновой вектор $q \approx 0.8 K$ (K — размер зоны Бриллюэна), не могут регистрироваться в спектрах рассеяния в силу закона сохранения импульса. Наблюдаемая же в спектрах линия (410 см^{-1}), по-видимому, обусловлена колебаниями атомов Si первого слоя, прилегающего к границе раздела. Движение атомов кремния остальных слоев (третьего, четвертого, пятого и т. д.) должно соответствовать объемному фононному состоянию с той же частотой (410 см^{-1}) и волновым вектором $q \approx 0.8 K$, так как атомы этих слоев имеют невозмущенные Si—Si связи.

Локальные колебания подобного типа возникают при решении задачи о нахождении частот собственных колебаний в присутствии локальных возмущений с использованием метода зацепляющихся уравнений, развитого для одномерных систем в [8]. Данный метод состоит в том, что сначала ищется решение уравнений движения в возмущенной области (первый атомный слой на рис. 2, имеющий Ge—Si связи), которое затем сшивается с объемным решением на границе раздела этих областей. С помощью сшивки находятся параметры решений (в данном случае соотношение между фазами), для того чтобы удовлетворить граничному условию — непрерывности амплитуды колебаний при переходе через границу. Это условие автоматически выполняется (в нашем случае для атомов Si второго слоя), если амплитуды этих решений равны и противофазны, в результате чего атомы второго слоя для колебания данного типа неподвижны. Атомные смещения для него показаны на рис. 2 стрелками (справа), а частота в одномерной модели определяется как

$$\omega = [(\gamma_{\text{Ge-Si}} + \gamma_{\text{Si-Si}})/m_{\text{Si}}]^{1/2}. \quad (1)$$

Из совпадения частоты Ge—Si колебания в образце $\text{Ge}_{0.5}\text{Si}_{0.5}$ и на гетерогранице следует, что основной вклад в рассеяние от твердых растворов с достаточно большими x дают Ge—Si колебания, локализованные на границах кремниевых и германиевых кластеров. При малых x атомы Si распределены в Ge изолированно друг от друга и линия в спектре $\text{Ge}_{0.98}\text{Si}_{0.02}$ 390 см^{-1} (рис. 1, δ) соответствует колебаниям таких изолированных атомов [5]. Данное колебание, согласно упомянутой теории [6, 7], сильно локализовано, а его частота дается выражением, аналогичным (1), в которое входит только $\gamma_{\text{Ge-Si}}$ и m_{Si} . Из рис. 1, a, δ видно, что частота Ge—Si моды гетерограницы больше частоты колебаний изолированных атомов Si в Ge. Это связано с тем, что $\gamma_{\text{Si-Si}} > \gamma_{\text{Ge-Si}}$, т. е. по сравнению с атомами Si в Ge, имеющими только Ge—Si связи, атомы Si первого слоя гетерограницы имеют более жесткие Si—Si связи, в результате чего их частота колебаний несколько больше.

Кроме рассмотренного выше типа колебаний (Ge—Si), локальные возмущения могут приводить к возникновению мод, отщепленных от объемных фононных состояний и имеющих такой же собственный вектор. Эти колебания локализованы вблизи дефекта на расстоянии порядка длины свободного пробега фононов, которое для длинноволновых фононов германия составляет $l \simeq v\tau = 20 \text{ \AA}$ [1], где v , τ — групповая скорость и время жизни этих фононов. И низкочастотную особенность германиевого пика мы связываем с колебанием такого типа, которое аналогично поверхностной моде [1] и локализовано вблизи гетерограницы на расстоянии порядка l . На рис. 2 стрелками (слева) показаны смещения атомов для этого колебания. В силу того что размер локализации l существенно больше, чем для Ge—Si моды, локализованной в пределах одного монослоя, сдвиг частоты относительно объемного фонона незначителен (5 см^{-1}) и определяется, как и для поверхностной моды [1], ослаблением ближайших к гетерогранице силовых постоянных межатомного взаимодействия $\gamma_{\text{Ge-Ge}}$.

Таким образом, в настоящей работе установлены основные типы локальных колебаний, существующих по обе стороны гетерограницы Ge/Si. Причины возникновения наблюдаемых колебаний удастся объяснить в рамках одномерной модели.

В заключение авторы выражают благодарность Л. А. Соколову и С. М. Пинтусу за полезное обсуждение механизмов эпитаксиального роста Ge на Si, а также структурных особенностей гетерограницы Ge/Si.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Гайслер В. А., Неизвестный И. Г., Синюков М. П., Талочкин А. Б. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. № 7. С. 347—350.
- [2] Tsang G. C., Lye S. S., Dalage S. L. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 24. P. 1732—1734.
- [3] Торопов А. И., Соколов Л. В., Пчеляков О. П., Стенин С. И. // Кристаллография. 1982. Т. 27. № 4—С. С. 751—756.
- [4] Feidman D. W., Askin M., Parker H. Jr. // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 17. N 24. P. 1209—1212.
- [5] Brua W. J. // Sol. St. Comm. 1973. V. 12. N 4. P. 253—257.
- [6] Лифшиц И. М. // ЖЭТФ. 1947. Т. 17. № 11. С. 1017—1025.
- [7] Лифшиц И. М. // ЖЭТФ. 1947. Т. 17. № 12. С. 1076—1089.
- [8] Bjork R. L. // Phys. Rev. 1957. V. 105. N 11. P. 456—463.

Институт физики полупроводников СО АН СССР
Новосибирск

Поступило в Редакцию
16 февраля 1989 г.