

УДК 621.315.592

©1994

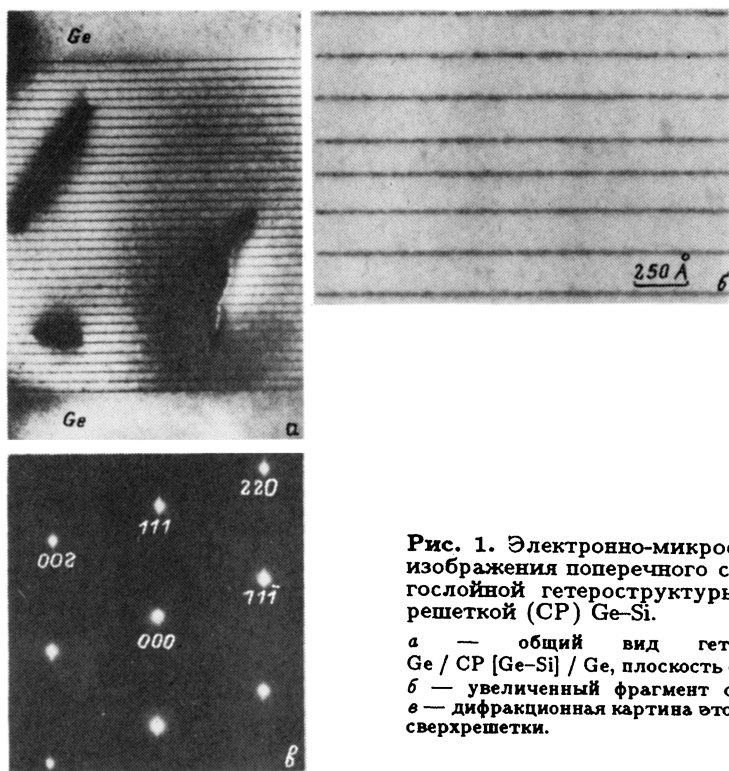
## СТРУКТУРА И СПЕКТРЫ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА СВЕРХРЕШЕТОК Ge-Si, ВЫРАЩЕННЫХ ГИДРИДНЫМ МЕТОДОМ

*О.А.Кузнецов, Л.К.Орлов, Н.Г.Калугин, Ю.Н.Дроздов,  
М.Н.Дроздов, В.И.Вдовин, М.Г.Мильвидский*

Методом комбинационного рассеяния света на сверхрешетках Ge-Si с тонкими ( $< 2$  нм) слоями кремния, выращенных на подложках Ge (111), обнаружено дивергентное расщепление линий в спектре фононов. Эффект связан с взаимодействием интерфейсных поперечных колебательных мод через тонкие слои кремния. Наблюдение этого явления в комплексе с исследованиями указанных гетероструктур методами просвечивающей электронной микроскопии, рентгеновской дифракции и Оже-спектроскопии свидетельствует, что применяемый гидридный метод эпитаксии допускает возможность низкотемпературного (около  $600^\circ\text{C}$ ) слоевого роста кристаллических слоев кремния на чистой поверхности германия.

Сверхрешетки Ge-Si в последние годы вызывают повышенный интерес в связи с наметившейся перспективой их использования в устройствах СВЧ-, микро- и оптоэлектроники. Введение слоев твердого раствора  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  и сверхрешеток Ge-Si в структуру гетеробиполярного кремниевого СВЧ-транзистора и  $p-i-n$ -гетерофотодиода позволило реализовать приборы с суперкороткой (до  $50 \text{ \AA}$ ) базой и тем самым существенно повысить их быстродействие [1,2]. При применении сверхрешеточных структур Ge-Si наиболее привлекательной выглядит идея создания на базе гетерокомпозиций непрямозонных полупроводников, какими являются Ge и Si, люминесцентных и лазерных источников света ближнего ИК-диапазона длин волн [3]. Интересным представляется также использование необычных зонных характеристик сверхрешеток Ge-Si для конструирования на их основе резонансно-туннельных диодов [4] и диодов на горячих носителях [5].

Практически все исследования, выполненные за последние годы в направлении практической реализации идеи атомно-слоевой эпитаксии структур  $\text{Ge}_m\text{Si}_n$ , базировались на методе молекулярно-пучковой эпитаксии. В настоящей работе впервые сообщается о выращивании сверхрешеток Ge-Si методом гидридной газофазовой эпитаксии. Рост проводился на подложках Ge (111) при атмосферном давлении в реакторе путем попеременной подачи германа и силана в поток водорода. Паузы между отдельными порциями  $\text{GeH}_4$  и  $\text{SiH}_4$  предотвращали их возможное перемешивание и, как следствие, размытие гетерограниц. Получению резких гетерограниц способствовала также и достаточно низкая температура роста ( $600-650^\circ\text{C}$ ), позволившая существенно сни-



**Рис. 1.** Электронно-микроскопические изображения поперечного сечения многослойной гетероструктуры со сверхрешеткой (CP) Ge-Si.

*а* — общий вид гетероструктуры Ge / CP [Ge-Si] / Ge, плоскость сечения  $(1\bar{1}0)$ ; *б* — увеличенный фрагмент сверхрешетки; *в* — дифракционная картина этого же участка сверхрешетки.

зить скорости взаимной диффузии атомов Ge и Si из отдельных соседних слоев. Сверхрешетки содержали до 100 чередующихся гетероэпитаксиальных слоев Si и Ge с периодом 5–25 нм. Толщина слоев кремния варьировалась от структуры к структуре, но не превышала  $\sim 2$  нм, что позволяло выращивать сверхрешетки с малой плотностью дислокаций несоответствия. Среднее содержание кремния в сверхрешетках составляло 2.5–15 ат.%.

С целью получения достоверных данных, подтверждающих возможность выращивания квантоворазмерных гетерокомпозиций Ge-Si гидридным методом, нами проведено комплексное исследование полученных гетероструктур методами просвечивающей электронной микроскопии, рентгеновского дифракционного анализа, Оже-спектрометрии, комбинационного рассеяния света.

Типичные электронно-микроскопические изображения поперечных сечений ориентированных вдоль плоскости  $(1\bar{1}0)$  гетероструктур представлены на рис. 1,а. Отчетливо видна последовательность чередующихся слоев Ge (толщиной 15–19 нм) и Si (толщиной  $\sim 2$  нм), разделенных планарными гетерограницами. Наблюдаемая планарность гетерограниц, а также высокая однородность толщин индивидуальных слоев Si и Ge (рис. 1,б) свидетельствуют о слоевом механизме гетероэпитаксии. Представленная на рис. 1,в электронограмма указывает на достаточно высокое общее структурное совершенство данных гетерокомпозиций, а размытие дифракционных рефлексов вдоль направления роста  $[111]$  — о наличии упругой деформации в гетеросистеме. Вместе с тем электронно-микроскопические исследования свидетельствуют о

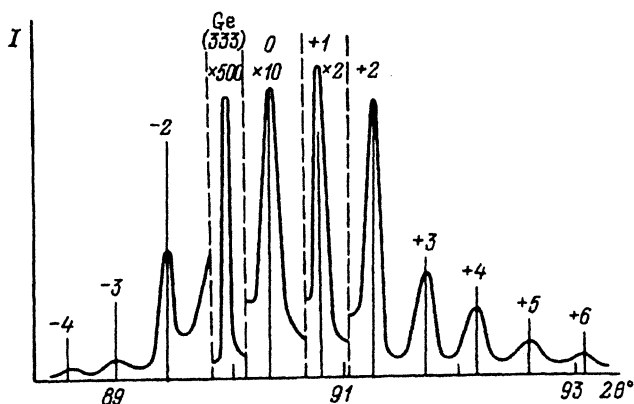


Рис. 2. Рентгеновская дифрактограмма от сверхрешетки Ge-Si.

частичной релаксации напряжений в сверхрешетках за счет пластической деформации путем генерации дислокаций несоответствия на границе сверхрешетка-подложка.

Одним из наиболее эффективных методов, позволяющих обнаружить сверхрешетки в кристалле, является метод рентгеновской дифракции. Использование его применительно к выращенным гетероструктурам позволило не только подтвердить факт формирования сверхрешеток при выбранных условиях роста, но и определить толщины входящих в нее слоев и их структурное совершенство. Характерная дифрактограмма, снятая на дифрактометре ДРОН-2 в режиме двухкристального спектрометра на  $\text{CuK}\alpha$ -излучении от сверхрешеток Ge-Si с периодом 27 нм в окрестности отражения (333) Ge, приведена на рис. 2.

Эквидистантные сателлитные отражения (от -4 до +6) подтверждают наличие сверхпериода ( $270 \pm 5 \text{ \AA}$ ). Вертикальными линиями на рис. 2 показан теоретически рассчитанный дифракционный спектр сверхрешетки, состоящей из слоев Ge ( $255 \text{ \AA}$ ) и Si ( $15 \text{ \AA}$ ). При расчете использованы кинематическое приближение теории дифракции рентгеновских лучей и модель ступенчатого профиля сверхрешеток [6]. Видно, что основные особенности спектра правильно описываются моделью, что подтверждает ее правомерность. Наблюдаемые отличия интенсивностей сателлитов высоких порядков можно объяснить отклонениями от строгой периодичности, которая не была выдержана при росте данной структуры. С другой стороны, даже в сверхрешетках с идеально выдержанной периодичностью на каждой гетерогранице Ge/Si существует межплоскостное расстояние  $\bar{d}$ , не равное межплоскостным расстояниям в слоях Ge и Si. Поскольку основу дифракционного контраста в сверхрешетках Ge-Si составляет модуляция межплоскостных (межатомных) расстояний, дифракционная модель на каждой гетерогранице должна учитывать как минимум один эффективный слой твердого раствора  $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$  с некоторой промежуточной концентрацией кремния.

Положение на дифрактограмме нулевого пика сверхрешеток относительно пика Ge позволяет непосредственно найти деформацию

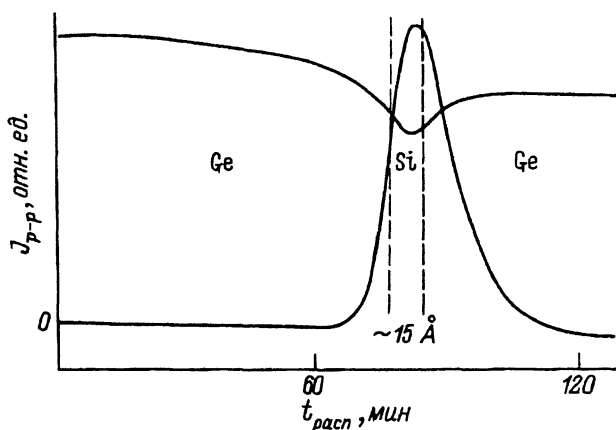


Рис. 3. Распределение Ge и Si в структуре Ge-Si-Ge... (последний Оже-анализ).

усредненной решетки гетероструктуры относительно подложки. Общий подход к решению задач этого типа описан в [7]. Определение упругонапряженного состояния сверхрешеток проводилось в приближении плосконапряженного слоя ориентации (111). При этом использовались модули упругости кристалла Ge. Для структуры, дифрактограмма которой приведена на рис. 2, найдены значения начального несоответствия усредненного периода сверхрешеток и решетки Ge ( $\epsilon_0$ ), а также упругой (тригонального типа) деформации этой решетки ( $\epsilon_x$ ) и пластической релаксации усредненной решетки сверхрешеток ( $\epsilon_0 - \epsilon_x$ ). Величина  $\epsilon_0$  дает оценку средней концентрации Si в сверхрешетке (5.6 ат.%), что позволяет оценить толщину слоя Si ( $\sim 15 \text{ \AA}$ ) в предположении незначительной диффузии Ge в Si.

Величина  $\epsilon_0 - \epsilon_x = 5 \cdot 10^{-4}$  ( $\epsilon_x = \epsilon_y$  — деформация в плоскости сверхрешеток) в пересчете на плотность дислокаций несоответствия  $\rho$  в системе дает значение  $\rho = 2.5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ . Кроме того, эта же величина определяет упругую деформацию (сжатие) чистых слоев Ge в сверхрешетках. Исходя из изопериодичности слоев сверхрешеток в плоскости структуры, получаем оценку упругой деформации (растяжение) для кремниевых слоев, равную  $\epsilon_x = 4 \cdot 10^{-2}$ .

На рис. 3 приведены результаты послынного Оже-анализа верхних слоев гетерокомпозиции Ge-Si, в которой толщина надслоя Ge равнялась  $\sim 15 \text{ нм}$ . Толщина слоя Si, оцененная по величине скорости роста, составляет  $15-20 \text{ \AA}$ . Верхняя линия на рис. 3 соответствует пику Ge (1147 эВ) с энергией вторичных электронов 1147 эВ, а нижняя линия — пику Si (92 эВ). Обращает на себя внимание существование «пьедестала» у пика Si (92 эВ), обусловленного наложением на него пика Ge (89 эВ). Поэтому на рис. 3 начало отсчета интенсивности  $J_{p-p}$  совмещено по оси ординат с положением пика кремния. Полагая скорости распыления Ge и Si при заданной энергии ионного пучка  $U_I = 600 \text{ эВ}$  близкими и равными  $2-3 \text{ \AA}/\text{мин}$ , получаем значение толщины слоя Si, равное  $35-40 \text{ \AA}$ . Однако, поскольку глубина разрешения  $\Delta z$  порядка  $15 \text{ \AA}$  (энергия электронного пучка 3 кэВ), реальный про-

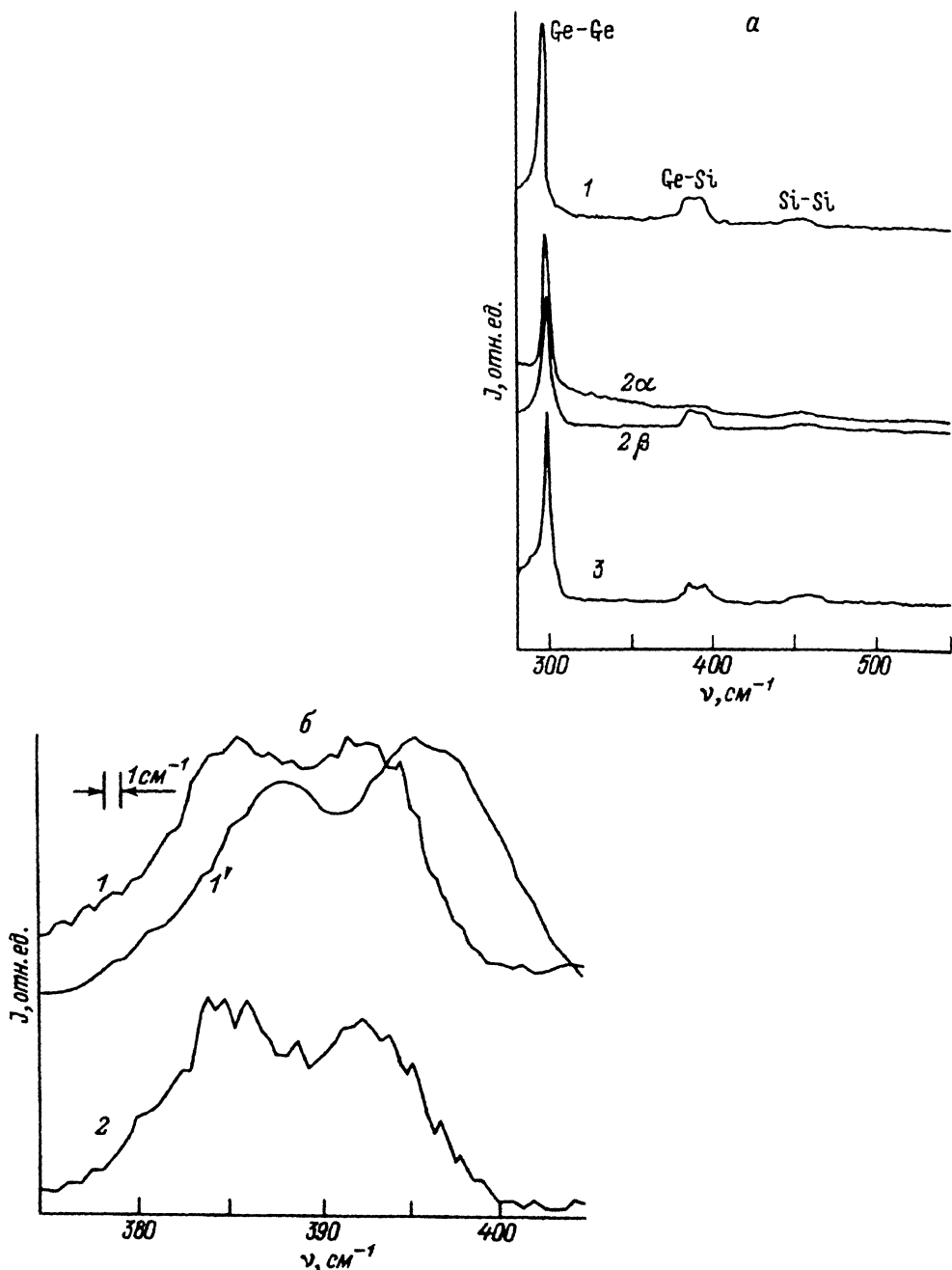


Рис. 4. а) Спектры КРС сверхрешеток Ge-Si с параметрами: 1 —  $N = 27$ ,  $d_{Si} = 5 \text{ \AA}$ ,  $d_{ср} = 37 \text{ \AA}$ ,  $C_{Si} = 13 \text{ ат.}\%$ ; 2 — 34, 5, 65, 8; 3 — 30, 5, 77, 7.  $\lambda_{\text{exc}} = 514.5 \text{ нм}$ ,  $P_{\text{exc}} = 150 \text{ мВт}$ , разрешение  $1 \text{ см}^{-1}$ ,  $T = 300 \text{ К}$ . Для случая 2 проиллюстрирована зависимость спектров от взаимного расположения поляризаций падающего и рассеянного излучений: спектр  $2\alpha$  снят в параллельных, а спектр  $2\beta$  — в скрещенных поляризациях. б) Форма пиков Ge-Si для сверхрешеток 1 и 2. Спектры сняты в скрещенных поляризациях падающего и рассеянного излучений при  $T = 300$  (1, 2) и  $77 \text{ К}$  (1'),  $\lambda_{\text{exc}} = 514.5 \text{ нм}$ ,  $P_{\text{exc}} = 150 \text{ мВт}$ .

филь распределения Si и Ge в данной структуре является более резким. В частности, передний фронт слоя Si  $\sim 12 \div 15 \text{ \AA}$  полностью определяется  $\Delta z$ , т.е. точностью данного метода измерений. Задний фронт спектральной кривой оказывается более пологим из-за вбивания атомов Si ионным пучком в глубь кристалла. Данный эффект не позволяет получить и резкий профиль распределения германия в структуре.

Слоевой рост и отсутствие перемешивания атомов Si и Ge в структуре следуют также из анализа спектров комбинационного рассеяния света (КРС) от поверхности данных гетеросистем. Глубина проникновения света в кристалл в эксперименте с использованием аргонового лазера ( $\lambda_{\text{exc}} = 514.5 \text{ нм}$ ,  $P_{\text{exc}} = 150 \text{ мВт}$ ) составляла несколько периодов сверхрешеток. Спектры снимались в  $90^\circ$  геометрии рассеяния в параллельных и скрещенных поляризациях возбуждающего и рассеянного излучений. Образцы исследовались при температурах 300 и 77 К. На рис. 4 приведен характерный вид спектров для сверхрешеток Ge-Si с параметрами:  $N$  (число периодов) = 27 (1), 34 (2), 30 (3);  $d_{\text{Si}}$  ( $\text{\AA}$ )  $\sim 5$  (1-3);  $d_{\text{cp}}$  ( $\text{\AA}$ ) = 37 (1), 65 (2), 77 (3);  $\bar{C}_{\text{Si}}$  (ат.%) = 13 (1), 8 (2), 7 (3). Здесь  $\bar{C}_{\text{Si}}$  — среднее содержание Si в сверхрешетках (для твердого раствора  $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$   $\bar{C}_{\text{Si}} = x$ ),  $d_{\text{cp}}$  — период сверхрешеток. Толщина слоев кремния  $d_{\text{Si}}$  в этих сверхрешетках, по данным рентгенодифракционного анализа, оценивается нами в пределах  $5-7 \text{ \AA}$ , что меньше периода кристаллической решетки Si в направлении [111] (она равна  $\approx 9.4 \text{ \AA}$ ). Слои Si в сверхрешетках включают в себя приблизительно 4-5 монослоев, вследствие чего данные гетероструктуры в определенном приближении можно отнести уже к классу гетерокомпозиций типа  $\text{Ge}_m\text{Si}_n$  с  $n \approx 4 \div 5$ ;  $m \gg n$ . В наблюдаемых спектрах КРС, кроме резонансных пиков, соответствующих связям Ge-Ge и присущих монокристаллическому германию, наблюдаются также пики, которые соответствуют связям Ge-Si и Si-Si. Отсутствие смещения у пиков Ge-Ge в спектрах КРС указывает на очень малую величину пластической деформации в рассматриваемых гетероструктурах. Резонансные пики на спектральных кривых, отвечающие связям Si-Si, в данном случае смещены приблизительно на  $60 \text{ см}^{-1}$ .

Положение резонансных пиков Si-Si от различных сверхрешеток Ge-Si (1), выращенных гидридным методом на плоскости  $(x, y)$ , приведено на рис. 5. Здесь же приведено положение аналогичных пиков

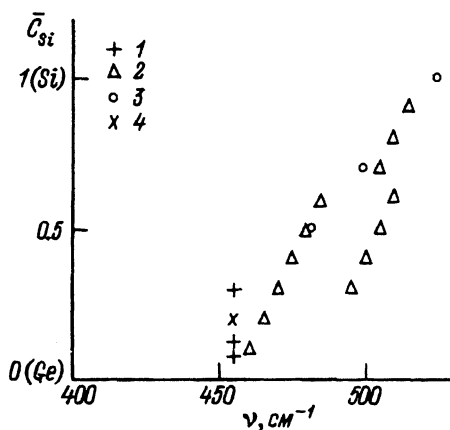


Рис. 5. Положение линий Si-Si в спектрах КРС от сверхрешеток Ge-Si (1), монокристаллов  $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$  (2), эпитаксиальных слоев  $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$  на Si (3) и Ge (4).

в спектрах КРС от монокристаллов  $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$  (2) [8] и эпитаксиальных пленок  $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$  на Si (3) и Ge (4) [9]. Сопоставление положения пиков Si-Si наблюдаемых в спектрах КРС от выращенных структур, с положением соответствующих особенностей в спектрах КРС от твердых растворов, где данные пики обычно связывают с появлением неупорядоченных кластеров атомов кремния в германии, также свидетельствует в пользу слоевого роста кремния на германии при заданных в гидридном процессе температуре и давлении.

Специфика сверхрешеток накладывает определенный отпечаток на положение и характер резонансных линий в спектрах КРС. При этом наблюдаемый сдвиг положения пика Si-Si может быть вызван как деформацией слоя Si, так и эффектом пространственного ограничения, приводящего к изменению закона дисперсии оптических фононов [10]. В отсутствие пластической деформации

$$a_{x,\text{Si}} = a_{x,\text{Ge}}^0 = 5.675 \text{ \AA}, \quad \varepsilon_{x,\text{Si}} = (a_{x,\text{Si}} - a_{x,\text{Si}}^0) / a_{x,\text{Si}} = 0.04.$$

Изменение объема кристаллической ячейки Si обуславливает сдвиг частоты оптического фонона кристалла. Дополнительный сдвиг за счет эффекта пространственного ограничения, согласно [10], в гетеросистемах  $\text{Ge}_m\text{Si}_n$  обычно не превышает  $10-15 \text{ см}^{-1}$ . В нашем случае указанный сдвиг из-за сильного уширения спектральных линий ( $\approx 15 \text{ см}^{-1}$ ) и низкой их интенсивности с абсолютной уверенностью выявлен не был. При этом в отличие от твердых растворов (и эксперимент это подтверждает; рис. 5) положение пика Si-Si в сверхрешетках при гомоморфном росте не должно зависеть от среднего значения  $\bar{C}_{\text{Si}}$  в структуре, так как определяется только деформацией слоев Si в матрице Ge. Величину сдвига легко оценить, воспользовавшись известным соотношением [11]

$$\nu_L^0 / \nu_L = (V/V^0)^\gamma,$$

где  $V^0$  — объем недеформированной элементарной ячейки Si,  $V$  — объем элементарной ячейки кремния в сверхрешетке,  $\nu_L^0 = \nu_{L,\text{Si-Si}}^0 = 520 \text{ см}^{-1}$  — частота оптического фонона в объемном Si,  $\nu_L = \nu_{L,\text{Si-Si}}$  — частота оптического фонона в слоях Si в СР,  $\gamma = 1$  — постоянная Грюнайзена. Если предположить, что сдвиг частоты  $\nu_L$  связан в основном с изменением объема элементарной ячейки в слоях Si сверхрешеток, обусловленным гидростатическим сжатием  $\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_x$  (радиальную деформацию слоя Si в сверхрешетке можно представить в виде суммы одноосной и гидростатической деформаций), то для  $\nu_L$  имеем  $\nu_L = 460 \text{ см}^{-1}$ , что хорошо согласуется с наблюдаемым на рис. 4,а положением соответствующих спектральных линий.

Резонансные особенности на спектральных кривых в диапазоне  $380-400 \text{ см}^{-1}$  соответствуют частотам локальных колебаний Ge-Si в твердых растворах кремния с германием [9]. В случае СР Ge-Si этот частотный диапазон соответствует колебаниям атомов на связях Ge-Si между слоями сверхрешетки, т.е. не внутрислоевым (Ge-Ge, Si-Si), а интерфейсным фоновым модам сверхрешеток [12]. В наших измерениях на серии образцов пики Ge-Si были расщеплены, а их интенсивность зависела от направления поляризаций падающего и рассеянного

излучений. Максимум интенсивности пиков Ge-Si достигался в скрещенных поляризациях (см. спектры  $2\alpha$  и  $2\beta$  на рис. 4,а). На рис. 4,б показана форма пиков Ge-Si для сверхрешеток 1 и 2. Спектры сняты в скрещенных поляризациях падающего и рассеянного излучений. Наличие правил отбора по поляризациям у пиков Ge-Si в спектрах КРС не свойственно твердым растворам. Дополнительное расщепление линии Ge-Si (рис. 4,б) нами наблюдалось в спектрах КРС от сверхрешеток Ge-Si как при комнатной температуре, так и при температуре жидкого азота. Величина расщепления линии в среднем составляла  $6 \text{ см}^{-1}$ , незначительно (не более чем на  $1 \text{ см}^{-1}$ ) изменяясь от образца к образцу.

Расщепление пика Ge-Si в спектрах КРС сверхрешеток Ge-Si и  $\text{Ge}_m\text{Si}_n$  обсуждалось в работах [12-15], в спектрах КРС твердых растворов  $\text{Ge-Ge}_{1-x}\text{Si}_x$  — в работе [9]. В дисперсионных зависимостях поперечных фононов, рассчитанных для выращенных на Si (100) короткопериодических сверхрешеток  $\text{Ge}_m\text{Si}_n$  [14], были обнаружены расщепленные ветви интерфейсных мод Ge-Si, причем в этих модах величина смещений атомов в слоях Ge быстро уменьшалась с удалением от гетерограницы, а в Si оставалась заметной на значительно больших расстояниях в силу меньшей массы атомов Si. Расщепление вызывалось взаимодействием колебаний атомов на соседних гетерограницах через промежуточный слой Si (или Ge). Величина расщепления уменьшалась с ростом толщины слоя Si (или Ge), практически обращаясь в нуль при толщинах, превышающих 12 моноатомных слоев Si или 4 монослоя Ge. Экспериментально подобное расщепление наблюдалось в гетеросистеме  $\text{Ge}_m\text{Si}_n$  [100] в работе [16]. В ней были исследованы структуры, содержавшие двухатомные слои Si (Ge), и было показано, что при неизменной толщине тонких слоев Si (Ge) величина расщепления пика не меняется при изменении толщины слоя другого материала.

В работе [16] были проанализированы также различные типы симметрии сверхрешеток  $\text{Ge}_n\text{Si}_m$  [100], при которых возможно расщепление фононных мод Ge-Si в спектрах КРС. Нашей экспериментальной ситуации, связанной с исследованием сверхрешеток Ge-Si на Ge (100), соответствуют иные типы симметрии решеток. Сверхрешетки  $\text{Ge}_m\text{Si}_n$ , выращенные на подложках Ge (111), описываются пространственными группами симметрии:  $T_d^2$  для случая  $m = n = 1$ ,  $C_{3v}^1$ , когда  $m$  и  $n$  — нечетные, но хотя бы один из них больше единицы, и  $D_{3d}^3$ , когда хотя бы один из индексов четный [17]. В случае  $D_{3d}^3$  симметрии сверхрешеток ( $m$  или  $n$  четное) в комбинационном рассеянии активны оптические фононные моды, преобразующиеся по представлениям

$$A_{1g}(\alpha_{xx} + \alpha_{yy}, \alpha_{zz}), \quad E_g((\alpha_{xx} - \alpha_{yy}, \alpha_{xy}), (\alpha_{xz}, \alpha_{yz}))$$

(в скобках даны правила отбора по поляризациям [18]). В случае симметрии  $C_{3v}^1$  в силу отсутствия центра симметрии в отличие от  $D_{3d}^3$  все оптические моды разрешены в КРС. При переходе от  $D_{3d}^3$  к  $C_{3v}^1$  моды  $A_{1g}$  и  $A_{2u}$  трансформируются в  $A_1$ , а  $E_g$  и  $E_u$  в  $E$ .

Расчеты дисперсионных кривых фононов в сверхрешетках  $\text{Ge}_n\text{Si}_m$  [111] проведены в работе [15]. В этой работе для сверхрешеток с симметрией  $D_{3d}^3$  показано, что в силу особенностей расположения связей



в структурах, выращенных вдоль [111], возможны два случая, соответствующих одинаковой пространственной симметрии, но имеющих разные фононные моды. Расчеты [15] показывают, что появление Ge-Si колебаний с частотами 380–400 см<sup>-1</sup> и динамическое расщепление этих мод, вызываемое взаимодействием колебаний атомов на интерфейсах через промежуточный тонкий слой, возможны в случае, когда связи Ge-Si не параллельны оси [111]. Расщепленные моды (давидовский дублет) имеют симметрии  $E_g$  и  $E_u$  в случае  $D_{3d}^3$ . Потеря центра инверсии, т.е. переход от симметрии  $D_{3d}^3$  к  $C_{3v}^1$ , должна приводить к переходу расщепленных Ge-Si мод  $E_g$  и  $E_u$  в расщепленные моды  $E$ -типа, обуславливающие появление расщепления линии Ge-Si в спектрах КРС.

В сверхрешетках Ge-Si, исследованных нами, толщина слоев Si  $d_{Si}$  равна примерно половине периода кристаллической решетки. Благодаря очень низким скоростям роста  $d_{Si}$  выдерживалась с точностью до одного-двух монослоев. Вследствие значительного (в процентном отношении) разброса толщин слоев Ge и Si в исследуемых нами сверхрешетках последние соответствуют наиболее низкой пространственной симметрии, описываемой группой  $C_{3v}^1$ . Поэтому колебания Ge-Si, наблюдаемые в спектрах КРС сверхрешеток в скрещенных поляризациях падающего и рассеянного излучений, можно отнести к колебаниям  $E$ -типа, а появление дублета Ge-Si на частотах 380–400 см<sup>-1</sup> в спектрах КРС сверхрешеток Ge-Si (рис. 4) объясняется, с одной стороны, существованием интерфейсных связей Ge-Si, не параллельных оси [111], а с другой — взаимодействием интерфейсных фононных мод через тонкие слои кремния.

Таким образом, нами впервые методом гидридной эпитаксии выращены сверхрешетки Ge-Si с тонкими (< 2 нм) слоями Si, что подтверждено методами дифракционного рентгеновского анализа, просвечивающей электронной микроскопии, Оже-спектроскопии, комбинационно-го рассеяния света.

На полученных гетероструктурах экспериментально обнаружено давидовское расщепление спектральных линий колебательных мод Ge-Si, вызванное взаимодействием интерфейсных фононов через тонкий слой кремния.

В заключение авторы благодарят В.М.Воротынцева за предоставление технологических газов высокой степени чистоты и оказанную поддержку в работе, а также Ю.А.Романова и З.Ф.Красильника за обсуждение результатов работы и полезные замечания.

### Список литературы

- [1] Chen T.C., Ganin E., Stork H. et al. // IEEE TED. 1991. V. 38. N 4. P. 941.
- [2] Temkin H., Pearsall T.P., Bean J.C. et al. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 48. N 15. P. 963.
- [3] Arbet-Engels V., Kallel M.A., Wang K.L. // Appl. Phys. Lett. 1991. V. 59. N 14. P. 1705.
- [4] Konig U., Kuissl M., Luy J.F., Schaffler F. // Electr. Lett. 1989. V. 25. N 17. P. 1169.
- [5] Belayntsev A.M., Gavrilenko V.I., Ignatov A.A. et al. // Sol. St. Electr. 1989. V. 31. N 3-4. P. 379.
- [6] Segmuller A., Blaklee A.E. // J. Appl. Crystallogr. 1973. V. 6. N 1. P. 19.
- [7] Халичев Ю.П., Чуховский Ф.Н. // Кристаллография. 1989. Т. 34. В. 3. С. 776.
- [8] Brya W.J. // Sol. St. Comm. 1973. V. 12. P. 253.

- [9] Гайслер В.А., Кузнецов О.А., Неизвестный И.Г., Орлов Л.К., Синюков М.П., Талочкин А.Б. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 11. С. 292.
- [10] Friess E., Eberl K., Menzigar U., Abstreiter G. // Sol. St. Commun. 1990. V. 73. N 3. P. 203.
- [11] Рассеяние света в твердых телах. В. 4 / Под ред. М.Кардоны и Г.Гюнтеродта. М.: Мир, 1986.
- [12] Ghanbari R.A., Fasol G. // Sol. St. Commun. 1989. V. 70. N 11. P. 1025.
- [13] Alonso M.I., Cardona M., Kanellis G. // Sol. St. Commun. 1989. V. 69. N 5. P. 479.
- [14] Ghanbari R.A., White J.D., Fasol G., Gibbings C.J., Tuppen C.G. // Phys. Rev. B. 1990. V. 42. N 11. P. 7033.
- [15] Molinas-Mata P., Gardona M. // Superlatt. Microstr. 1991. V. 10. N 1. P. 39.
- [16] White J.D., Fasol G., Ghanbari R.A., Gell M.A., Gibbings C.J., Tuppen C.G. // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. N 2. P. 1685.
- [17] Molinas-i-Mata P., Alonso M.I., Gardona M. // Sol. St. Commun. 1990. V. 74. N 5. P. 347.
- [18] Rousseau D.L., Bauman R.P., Porto S.P.S. // J. Raman Spectr. 1981. V. 10. P. 253.

Государственный  
научно-исследовательский и проектный институт  
редкометаллической промышленности «Гиредмет»  
Москва  
Институт прикладной физики РАН  
Нижний Новгород

Поступило в Редакцию  
1 апреля 1993 г.  
В окончательной редакции  
7 октября 1993 г.