

Электроакустическая конверсия в модуляционно-легированных гетероструктурах SiGe/Si

В.И. Хижный

*Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины
ул. Акад. Проскуры, 12, г. Харьков, 61085, Украина
E-mail: khizh@ire.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 7 августа 2007 г.

Методом высокочастотной гибридной акустической спектроскопии на частоте ~ 225 МГц изучена температурная зависимость эффективности линейной генерации звуковых волн электрическими полями в модуляционно-легированных гетероструктурах $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$. Показано, что сигнал конверсии для области температур 4,2–150 К связан с наличием областей пространственного заряда в структуре и кулоновским механизмом возбуждения продольных акустических волн электрическим полем, нормальным к поверхности планарной структуры. Изучено влияние содержания атомов Ge x в когерентно-напряженных слоях SiGe на амплитуду сигнала конверсии. Обнаружена высокая чувствительной величины эффекта к изменению индекса x в интервале $0,1 < x < 0,13$. Обсуждается влияние возможной пьезоактивности слоев SiGe, а также зарядов на глубоких ловушках вблизи границ раздела Si/SiGe/Si на величину сигнала конверсии.

Методом високочастотної гібридної акустичної спектроскопії на частоті ~ 225 МГц вивчено температурну залежність ефективності лінійної генерації звукових хвиль електричними полями в модуляційно-легованих гетероструктурах $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$. Показано, що сигнал конверсії для області температур 4,2–150 К пов'язаний з наявністю областей просторового заряду в структурі й кулонівським механізмом порушення позовжніх акустичних хвиль електричним полем, нормальним до поверхні планарної структури. Вивчено вплив вмісту атомів Ge x у когерентно-напружених шарах SiGe на амплітуду сигналу конверсії. Виявлено високу чутливість величини ефекту до зміни індексу x в інтервалі $0,1 < x < 0,13$. Обговорюється вплив можливої п'єзоактивності шарів SiGe, а також зарядів на глибоких пастках поблизу межі поділу Si/SiGe/Si на величину сигналу конверсії.

PACS: 73.50.Rb Акустоэлектрические и магнитоакустические эффекты;
73.61.Cw Элементарные полупроводники;
73.50.Mx Высокочастотные эффекты, плазменные эффекты.

Ключевые слова: генерация звука, гетероструктура SiGe/Si.

Введение

Псевдоморфные $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ гетероструктуры (ГС) и сверхрешетки (СР) с двумерным (2D) дырочным каналом — важнейший элемент современной микроэлектроники. Возможности современной технологии в варьировании состава, толщин слоев и напряжений в ГС и СР существенно повышают функциональные характеристики приборов на базе SiGe/Si [1]. В связи с этим возникает необходимость совершенствования старых и разработки новых лабораторных методов как для экспресс-анализа, так и изучения физических свойств таких полупроводниковых систем.

Взаимное преобразование акустических и электромагнитных полей представляет собой удобный инструмент изучения и электромагнитных, и акустических свойств твердых тел. Для полупроводниковых ГС и СР, помещенных во внешнее высокочастотное поле E , при условии

$$\omega\tau < 1 \quad (1)$$

(где ω — угловая частота акустической волны, τ — время свободного пробега носителей заряда), кулоновские силы, действующие на неоднородное распределение зарядов в областях гетеропереходов, могут

быть источником акустических колебаний решетки уже в линейном приближении по внешнему полю E . Такой «силовой диполь» существует, например, в ГС из-за наличия заряженного слоя вблизи барьера квантовой ямы и носителей заряда (обратного знака) в $2D$ -канале квантовой ямы. На возможность генерации звука областями пространственного заряда в СР в модели «силового диполя» впервые было обращено внимание в работе [2], а подробная теория электроакустической конверсии для СР дана в работе [3]. Низкочастотный (13 МГц) вариант обратного эффекта — акустической генерации электрических полей — экспериментально наблюдался в ГС GaAs/AlGaAs [4]. Здесь тонкая планарная ГС рассматривалась как составной емкостной электромеханический преобразователь.

Для изучаемой в данной работе ГС типа SiGe/Si существует иная модель линейной связи электромагнитных полей с колебаниями решетки. Она состоит в том, что комбинация напряжений и упорядочения в тонких когерентно-напряженных слоях SiGe может приводить к «собственному» пьезоэлектрическому эффекту [5]. К настоящему времени существует целый ряд не прямых экспериментальных фактов, указывающих на возможное наличие пьезоэффекта в слоях SiGe. В экспериментах по просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ) [6] и четырехцикловой дифракции рентгеновских лучей [7] обнаружено частичное нецентросимметричное упорядочение атомов Si и Ge в направлении $\langle 111 \rangle$ в напряженных слоях SiGe, выращенных на подложках (001)Si. Косвенные доказательства пьезоэлектрической связи были получены в экспериментах по рамановскому рассеянию [8,9] и при измерениях эффекта Шубникова–де Гааза на «горячих» носителях [5,9].

Важно отметить, что в цитированных выше работах по ТЕМ был обнаружен рост объема полярной фазы в слоях $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ при увеличении содержания атомов Ge от $x > 0,1$.

Однако до настоящего времени не существует достаточного количества прямых экспериментальных свидетельств существования полярной фазы в когерентно-напряженных слоях SiGe.

В ГС SiGe/Si на частотах 210–240 МГц нами наблюдалась линейная электроакустическая конверсия при $T = 77$ К [10], а также «эффект поля» при электроакустической конверсии [11], состоящий в существенном росте сигнала конверсии в зависимости от обратного электрического смещения, приложенного между затвором и подложкой образца. В работах [12,13] приведен простой расчет эффективности электроакустической конверсии для ГС SiGe/Si в модели кулоновских сил и заданной толщины обедненного слоя и

была предсказана зависимость величины эффекта от температуры и структурных факторов ГС.

Поэтому, с точки зрения изучения действующих механизмов конверсии E -поле—звук в ГС SiGe/Si, существенный интерес вызывает температурная зависимость этого эффекта.

В данной работе экспериментально изучена температурная зависимость конверсии в SiGe/Si ГС в образцах с разным содержанием атомов Ge в слое SiGe.

Эксперимент

В экспериментах по конверсии волн были исследованы образцы гетероструктур HJ12, HJ17, HJ18. Все образцы имели форму тонких плоскопараллельных пластинок площадью 5×5 мм и толщиной $\sim 0,6$ мм. Наиболее интересный образец HJ18 представлял собой модуляционно-легированную структуру Si:B/ i -Si/Si $_{1-x}$ Ge $_x$ / i -Si p -типа, представленную на рис. 1. Он состоял из 0,57 мм слоя Si-подложки, 300 нм слоя Si-буфера, 30 нм Si $_{0,88}$ Ge $_{0,12}$ -канала ($x = 0,12$), 20 нм слоя нелегированного i -Si-спейсера и 30 нм слоя В(бор)-легированного покрытия («кэпа») с уровнем легирования акцепторами $N_a = 2,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Образец приготовлен методом молекулярно-лучевой эпитаксии на (100) n -Si-подложке при температуре $T_s = 875$ °С. При температуре 4,2 К плотность носителей $2D$ -канала составляла $1,8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и холловская подвижность $\mu = 10800 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Это относительно высокое значение подвижности для структур SiGe/Si. Образец HJ17 был аналогичен HJ18, но с p -Si-подложкой. Исследован также образец HJ12, который представлял собой структуру типа HJ18, но концентрация атомов Ge в слое SiGe составляла $x = 0,1$. На этой структуре в экспериментах по электронной микроскопии высокого разрешения (ТЕМ), в отличие от HJ18(17), упорядочения атомов Si и Ge в слое Si $_x$ Ge $_{1-x}$ с образованием полярной фазы не обнаружено.

Равновесная критическая толщина слоев Si $_{1-x}$ Ge $_x$ при $x = 0,1-0,12$, согласно [1,14], составляет 30–50 нм,

Si(2,5·10 ¹⁸ см ⁻³)	30 нм	↓ С
i -Si (спейсер)	20 нм	
+++ $p=1,8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$	++	
SiGe	30 нм	
i -Si (буфер)	300 нм	
n^- -Si (подложка)	0,57 нм	

Рис. 1. Гетероструктура SiGe/Si.

поэтому все слои были близки или находились в равновесном режиме.

Измерительная ячейка и техника эксперимента подробно описаны нами ранее в [10]. Эксперименты проведены в импульсном режиме измерений «на проход». Образец располагался в высокочастотном электрическом поле, параллельном оси роста кристалла *C* (рис. 1) и перпендикулярном планарной структуре образца. Он был акустически связан с одним торцом 3,28 см сапфировой линии задержки. Высокочастотные радиоимпульсы поля *E* создавались алюминиевым электродом коаксиально-полоскового резонатора, перестраиваемого по частоте в диапазоне 215–235 МГц. Электрод помещался непосредственно на легированную поверхность образца. При этом толщина диэлектрического зазора между оптически полированной поверхностью электрода и образцом определялась толщиной пленки окисла на поверхности образца (0,5 мкм). Была также предусмотрена возможность введения постоянного напряжения смещения (± 30 В) между электродом и торцом линии задержки. Каждый импульс электрического поля имел длительность 0,5–1 мкс и пиковую мощность порядка 0,5–3 Вт. LiNbO₃-пьезопреобразователь для продольных акустических волн размещался на акустическом контакте, на втором торце линии задержки. Акустический контакт между образцом и линией задержки, а также между линией задержки и пьезопреобразователем обеспечивался тонким слоем кремнеземной гидрофобизирующей жидкости с температурой кристаллизации ~ 150 К. Рабочая полоса частот пьезопреобразователя составляла ~ 15 МГц с центром вблизи 225 МГц. Измерительная ячейка помещалась в ампулу с теплообменным газом для проведения температурных измерений. Все измерения проводились на частоте, соответствующей максимуму амплитуды механического резонанса Фабри–Перо [10] для генерируемого звука продольной поляризации.

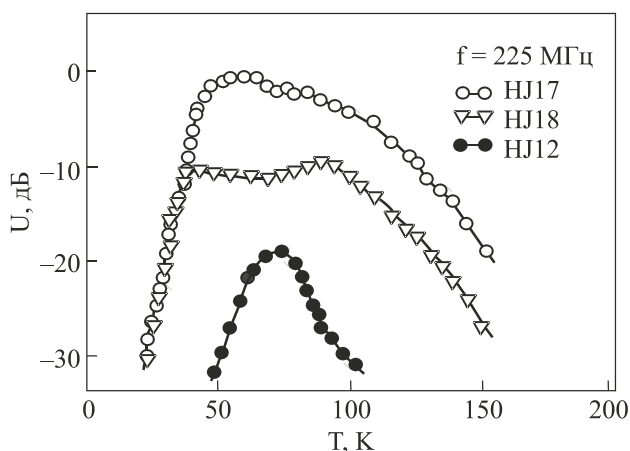


Рис. 2. Температурная зависимость амплитуды сигнала электроакустической конверсии.

Температурная зависимость амплитуды сигнала конверсии высокочастотного поля *E* в акустическую волну для цикла нагрева образцов представлена на рис. 2, где 0 дБ соответствует абсолютному максимуму сигнала.

Образцы HJ17 и HJ18

Сигнал возникал (превосходил уровень шумов приемного тракта) в области температур кристаллизации акустических контактов $T = 150\text{--}180$ К, когда поглощение продольного звука в них существенно уменьшается. В области температур 40–100 К отношение сигнал/шум было ~ 20 дБ для HJ18 и на ~ 10 дБ выше для HJ17. Для HJ18 амплитуда сигнала почти постоянна в этом интервале температур. При понижении температуры от $T < 40$ К сигнал быстро падал по линейному закону (в логарифмическом масштабе), и при $T \sim 20$ К амплитуда сигнала была ниже уровня шумов приемника. При термоциклировании образца HJ18 были обнаружены гистерезисные явления (рис. 3). В цикле охлаждения образца от 300 К температурная зависимость содержала два максимума: первый при $T_1 \sim 55$ К, второй, более размытый, при $T_2 \sim 75\text{--}80$ К. При нагреве образца от низких температур первый пик отсутствует, а второй «размывается», смещаясь на ~ 10 К, т.е. $T_2 \sim 90$ К. Для образца HJ17 охлаждение и нагрев давали «размытый» максимум в области $T_1 \sim 55$ К, см. рис. 2.

Образец HJ12

Температурная зависимость сигнала для образца HJ12 (рис. 2) существенно отличается от зависимостей для образцов HJ17 и HJ18. При тех же настройках

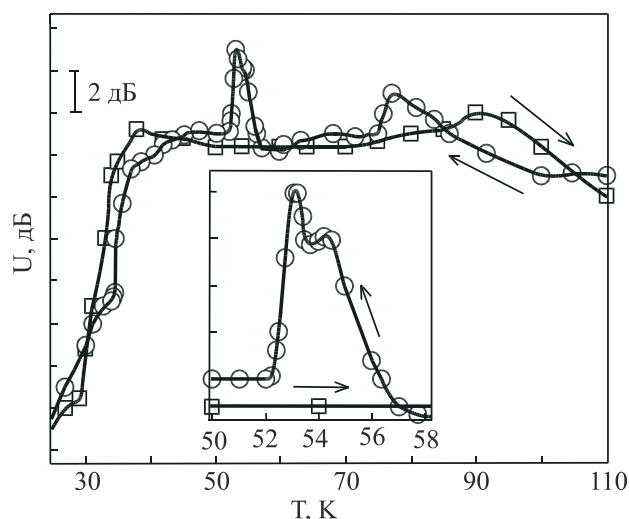


Рис. 3. Фрагмент температурной зависимости амплитуды сигнала электроакустической конверсии для образца HJ18. Стрелки указывают направление изменения температуры.

генератора и приемника сигнал имел малую амплитуду и регистрировался только в интервале температур $50 \text{ K} < T < 100 \text{ K}$ с отношением сигнал/шум $\sim 10 \text{ дБ}$ в области $60 \text{ K} < T < 80 \text{ K}$.

Режим «контролирования заряда»

При приложении к гетеропереходу обратного электрического смещения V наблюдался «эффект поля» — быстрый рост сигнала конверсии с увеличением поля смещения. На рис. 4 приведено отношение амплитуды сигнала к уровню шума в зависимости от напряжения смещения ($\pm 30 \text{ В}$) при $T = 4,2 \text{ К}$ для НЖ18, которое качественно не отличалось от зависимости для НЖ17. На вставке к рис. 4 приведена производная амплитуды сигнала по V . Согласно рис. 4, сигнал имел асимметричный вид относительно $V = 0$ и наблюдался только при обратном смещении.

Обсуждение результатов

Рассмотрим модель несимметрично-легированной гетероструктуры с барьером Шоттки (БШ) на поверхности легированного бором «кэпа». Фрагмент края валентной зоны для модуляционно-легированной структуры Si/SiGe/Si показан на рис. 5. Будем полагать, что область пространственного заряда БШ не касается таковой вблизи барьера квантовой ямы, если нет постоянного электрического поля смещения или в слабом внешнем переменном поле [15]. На рис. 5 L_1 — толщина области пространственного заряда БШ, L — толщина нейтральной области со свободными носителями заряда (при некоторой температуре $T \neq 0$) и L_2 — ширина заряженной обедненной области со стороны гетероперехода (квантовой ямы). Как уже отмечалось, рассматривается только линейный режим возбужде-

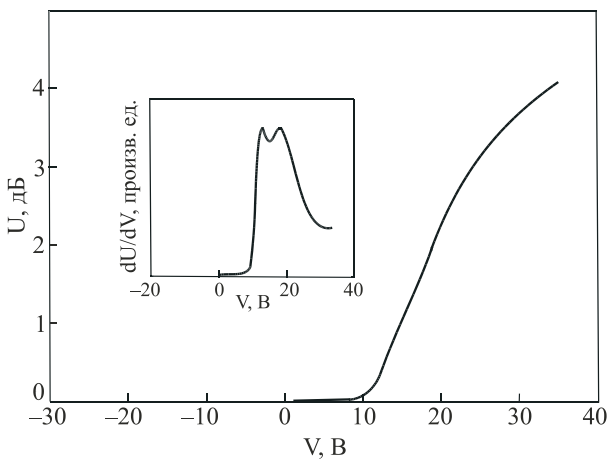


Рис. 4. Зависимость амплитуды сигнала электроакустической конверсии от внешнего напряжения постоянного смещения ($\pm 30 \text{ В}$) при $T = 4,2 \text{ К}$. На вставке — производная сигнала по напряжению.

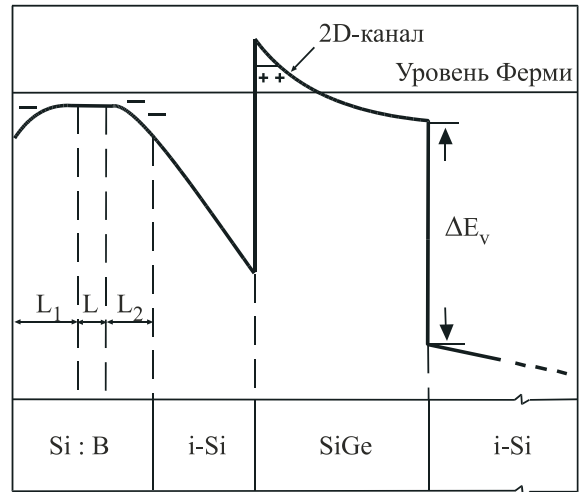


Рис. 5. Фрагмент края валентной зоны ГС SiGe/Si.

ния звука на частоте, равной частоте внешнего переменного электрического поля, и выполняются условия (1) и

$$\lambda \gg L_1, L_2, L, \tag{2}$$

где λ — длина волны продольного звука. Согласно [12], амплитуду генерируемого полем E звука можно записать в виде

$$u = -\frac{ie}{k_s c_s} \exp(ik_s x) \int_0^D \cos(k_s x') E'(x') \rho(x') dx', \tag{3}$$

где e — заряд электрона; D — сумма длин всех «активных» (заряженных) областей ГС; k_s — волновой вектор звука продольной поляризации; c_s — упругий модуль.

Распределение объемной плотности заряда $\rho(x)$ вдоль направления $x||C$ и распределение переменного электрического поля в гетероструктуре $E'(x)$ определяют f_v — плотность объемных сил, действующих на решетку:

$$f_v(x) = \rho(x) E'(x). \tag{4}$$

В принятой модели кулоновских сил температурная зависимость амплитуды (3) должна определяться распределением переменного электрического поля в ГС и параметрами структуры L_1, L_2, L [12]. При этом внешний переменный потенциал поля уменьшается на слоях L_1 и L_2 , частично экранируется в области L (при некоторых промежуточных температурах). Экранировка определяется дебаевской длиной L_D . Только очень слабый «хвост» переменного электрического поля проникает в область SiGe после дополнительной экранировки носителями 2D-канала. Таким образом, в рассматриваемой области гетероперехода переменное электрическое поле сильно неоднородно. Как и при

анализе C - V -характеристик [15], предполагается, что при $T < 100$ К дырки квантовой ямы «не видят» переменное электрическое поле $E \parallel C$. Например, для измерений C - V -характеристик SiGe/Si одиночной квантовой ямы при 1 МГц [15] оптимальная температура составляла 130 К. Таким образом, «активными» генерирующими звук областями являются слои отрицательного заряда L_1 и L_2 , а температурная зависимость амплитуды генерируемого полем волны $u(T)$ определяется параметром экранировки $L_D(T)$.

Результат вычислений температурной зависимости амплитуды генерируемого звука

$$U(T) = 20 \log [u(T)/u(20 \text{ К})],$$

согласно формулам (6)–(9) из [12], и параметров образцов из рис. 1 и [15] показан на рис. 6 двумя сплошными кривыми. Верхняя кривая соответствует $L_1 = 2$ нм, $L_2 = 5$ нм и $L = 23$ нм, а нижняя — $L_1 = 0,5$ нм, $L_2 = 5$ нм и $L = 24,5$ нм. В обоих случаях энергия ионизации В-акцепторов равна $E_d = 4,5 \cdot 10^{-2}$ эВ и $L_1 + L_2 + L = 30$ нм. Заметим, что, согласно [12], длины L_1 , L_2 и L не зависят от температуры, пока концентрация $2D$ -носителей в рассматриваемой области температур $T < 100$ К не изменяется [16]. Как видно на рис. 6, упрощенная модель [12,13] качественно описывает эффект конверсии для $T < 100$ К, что указывает на ее непротиворечивость. Существенное уменьшение сигнала до уровня шумов рис. 2 обусловлено вымораживанием примесных носителей слоя L при $T < 50$ –60 К. Это приводит к ослаблению экранировки поля E , увеличению глубины проникновения и падению его амплитуды в «активных» областях.

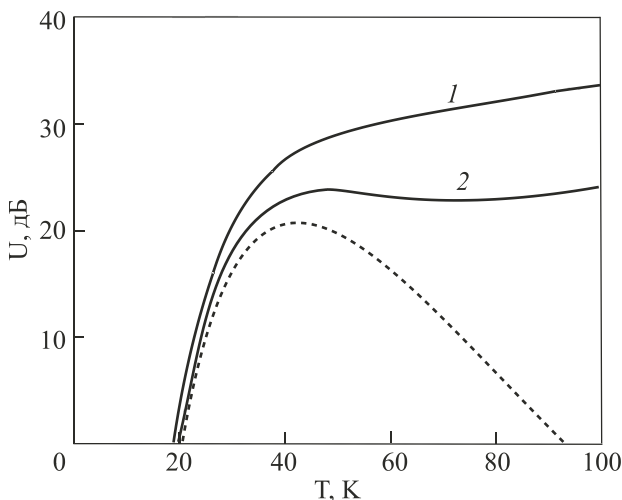


Рис. 6. Расчетная зависимость амплитуды генерируемого звука $U(T)$: кривая 1 — $L_1 = 2$ нм, $L = 23$ нм, $L_2 = 5$ нм; кривая 2 — $L_1 = 0,5$ нм, $L = 24,5$ нм, $L_2 = 5$ нм. Штриховая кривая — расчетная температурная зависимость амплитуды поля E_2 для $L_1 = 0,5$ нм; $L = 24,5$ нм; $L_2 = 5$ нм.

Существует два несоответствия между данными эксперимента и расчетами [12]. Первое состоит в том, что подгоночная величина для $L_2 = 5$ нм (см. рис. 6) примерно в 2,5 раза больше, чем ее оценка, следующая из выражения [17]: $L_2 = (n_s - n_i + N_d)/N_a$, где $n_s \sim 2 \cdot 10^{11}$ — $2D$ -концентрация дырок, $n_i \sim 0$ — заряд примеси на границе раздела Si/SiGe, $N_d \sim 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (для НЖ18) — фоновый заряд, возникающий от ионизированных доноров в SiGe-слое, Si-буфере и подложке [17]. Это несоответствие, возможно, связано с двумя обстоятельствами: некорректностью модели [12], в которой предполагалась постоянная плотность заряда для областей L_1 и L_2 , и наличием дополнительных областей пространственного заряда, обусловленных заряженными ловушками, которые могут понижать «действующую» величину N_a [18]. Наличие таких ловушек установлено в [18], а их влиянием на эффективность конверсии можно объяснить разный уровень сигнала для НЖ17 и НЖ18 (рис. 2). Для НЖ18 n -легирование подложки может давать ловушки донорного типа, уменьшающие «действующий» заряд, для НЖ17 — ловушки акцепторного типа, которые увеличивают «действующий» заряд. Возможным доказательством вклада ловушек в эффект конверсии является гистерезисное поведение сигнала на рис. 3.

Дело в том, что глубокие ловушки (доноры для НЖ18), существующие в области границ раздела, могут менять свою населенность в процессе измерений, например при изменении температуры или внешнего электрического смещения [18]. Населенность, а следовательно, и вклад ловушек в «действующий заряд», определяется частотой эмиссии [18]:

$$e_n = \sigma_n v_n N_c \exp\left(-\frac{E_T - E_C}{k_B T}\right)$$

здесь $E_T - E_C$ — энергия ловушки донорного типа относительно дна зоны проводимости; σ_n — сечение захвата электронов; v_n — тепловая скорость электронов; N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости. Слабый гистерезис сигнала конверсии при T_1 и T_2 , по-видимому, отражает релаксационные процессы, связанные с термически активированной эмиссией носителей с ловушек и требует отдельного теоретического и экспериментального изучения. Кроме этого, как отмечалось выше, здесь не обсуждаются возможные процессы медленной релаксации упругих деформаций в напряженном слое SiGe в случае его метастабильного состояния.

Наиболее важное и серьезное несоответствие теории и эксперимента видно на рис. 2 для образца НЖ12 с $x = 0,1$. Например, при температуре ~ 50 К для образцов НЖ12 и НЖ17 с разностью содержания атомов Ge $\Delta x = 0,12 - 0,1 = 0,02$ амплитуда сигнала отличается на ~ 20 дБ при одинаковом значении n_s . Важно отметить

также и отличие формы температурной зависимости. Высокая чувствительность сигнала к изменению содержания атомов Ge на $\Delta x = 0,02$ достаточно неожиданный факт, тем более что, согласно [18], такое изменение Δx не оказывает существенного влияния на зонные параметры ГС SiGe/Si. Однако, как отмечалось выше, если принять во внимание возможное отсутствие полярной фазы слоя SiGe при $x = 0,1$, тогда на качественном уровне данный факт можно объяснить отсутствием пьезогенерации в HJ12 и ее аддитивным вкладом в механизм конверсии при $x = 0,12$ для HJ18(17).

В связи с этим интересно рассмотреть возможность пьезоэффекта в слое SiGe. Рассмотрим, к чему приводит дополнительный член (источник) f_p в правой части волнового уравнения для колебаний решетки, если предположить, что весь объем слоя SiGe представляет собой полярную фазу:

$$f_p = \frac{\partial}{\partial x} (E'_2 p'_{33} / c_s), \quad (5)$$

где E'_2 — компонента переменного электрического поля, проникающая в слой SiGe с учетом экранировки носителями квантовой ямы; p' — компонента пьезоэлектрического тензора с учетом экранировки. Характерный радиус экранировки $\Lambda = [\varepsilon k_B T / e^2 n(3D)]^{1/2}$ для невырожденного случая и $\Lambda_T = [2\varepsilon E_F / 3e^2 n(3D)]^{1/2}$ для вырожденного случая. Даже для однородного распределения носителей в слое SiGe выражение в скобках (5) неоднородно по x и f_p отлично от нуля во всей области исследуемых температур. Например, при $T \sim 77$ К, $n(3D) = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (SiGe-слой), $\varepsilon = 12$, $\Lambda \sim 10$ нм, что меньше толщины слоя SiGe. Если предположить, что в слое SiGe $E'_2 \sim E_2 \exp(-x/\Lambda)$, $p' \sim (k_s \Lambda)^2 p$ [19], где E_2 и p — соответствующие значения без экранировки, то $f_p \sim \Lambda k_s^2 p \exp(-x/\Lambda) E_2$. Поскольку здесь показатель экспоненты ~ 1 , а концентрация n_s при $T < 100$ К практически не изменяется, то температурная зависимость пьезодобавки в генерацию звука должна в основном определяться компонентой поля E_2 , проникающей в слой SiGe. Согласно [12,13], температурная зависимость относительной величины (в дБ) поля E_2 представлена на рис. 6 (штриховая кривая). Здесь параметры L , L_1 и L_2 соответствовали образцу HJ18. Таким образом, аддитивный вклад пьезоэффекта совместно с кулоновским в механизм конверсии не приводит к существенному изменению формы температурной зависимости эффекта конверсии (см. рис. 6). Наоборот, возможно, учет пьезоэффекта, объясняет падение сигнала при приближении к температурам $T \sim 120\text{--}130$ К, выше которых растет поглощение звука в акустических склейках, и протяженный максимум при 40 К на рис. 2 для HJ17(18).

Форма наблюдаемой температурной зависимости образца HJ12 остается не понятной. Так, максимум сигнала при 70 К нельзя объяснить простым отсутствием вклада пьезоэффекта. В работе [18] обнаружено существенное изменение заряда примесей на границе раздела SiGe/Si при изменении содержания атомов Ge. При изменении Ge от 8 до 12% плотность заряда изменялась от $+1 \cdot 10^{10}$ до $-6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ при $T = 100$ К. Учитывая высокую чувствительность эффекта конверсии к распределению зарядов, такая «перезарядка» примесей может дать дополнительное уменьшение сигнала в HJ12 относительно HJ17(18). К сожалению, изменение плотности заряда данных примесей при уменьшении температуры ниже 100 К в работе [18] не исследовалось.

Рассмотрим далее «эффект поля» при $T = 4,2$ К (см. рис. 4). В режиме контролирования заряда, при введении внешнего «обратного» смещения, слои L_1 и L_2 «сливаются» [15]. За счет обеднения носителями квантовой ямы амплитуда поля E_2 увеличивается, область отрицательного пространственного заряда также увеличивается. Эти два фактора дают быстрый рост сигнала конверсии, наблюдаемого в эксперименте (рис. 4) как за счет кулоновского механизма, так и, возможно, пьезоэффекта. Однако детальное рассмотрение возможных вкладов кулоновского и пьезоэффекта для данного режима достаточно сложная задача и требует построения теории, в настоящее время отсутствующей. В связи с этим в дальнейшем важно экспериментально изучить эволюцию наблюдаемого эффекта (рис. 4) в зависимости от температуры со специально подготовленными для такого типа измерений контактами.

Заключение

В данной работе на частоте 225 МГц изучена температурная зависимость эффективности преобразования высокочастотного электрического поля в акустическую волну в когерентно напряженных гетероструктурах $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$. Исследовались образцы с n - и p -легированными подложками и разным содержанием атомов Ge. Установлено, что температурная зависимость определяется параметрами образца и распределением возбуждающего звук электрического поля. Обнаружено, что при содержании Ge $x = 0,1$ форма сигнала температурной зависимости существенно отличается от случая $x = 0,12$. Эта особенность объяснена возможным наличием пьезоактивности слоя SiGe. Эффект конверсии в данных полупроводниковых структурах объяснен в рамках кулоновских сил, действующих на неоднородное распределение заряда в структуре, и возможной пьезоактивностью слоя SiGe. В работе также обсуждается влияние глубоких ловушек и заряженных примесей на границах раздела

SiGe/Si на форму температурной зависимости и величину сигнала конверсии.

Автор выражает благодарность О.А. Миронову за помощь в проведении экспериментов, а также проф. Е.Н.С. Parker и проф. Т.Е. Whall (University of Warwick, UK) за любезное предоставление высококачественных образцов гетероструктур SiGe/Si.

1. Ю.Б. Болховитянов, О.П. Пчеляков, С.И. Чикичев, *УФН* **171**, 689 (2001).
2. J.J. Quinn, V. Strom, and L.L. Chang, *Solid State Commun.* **45**, 111 (1983).
3. С.Д. Бенеславский, А.Н. Васильев, А.В. Дмитриев, *ФТП* **20**, 760 (1986).
4. P. Bury, V.W. Rampton, P.J.A. Carter, and K.B. McEnaney, *Phys. Status Solidi (a)* **133**, 363 (1992).
5. Y.H. Xie, R. People, J.C. Bean, and W. Wecht, *Appl. Phys. Lett.* **49**, 283 (1986); Y.H. Xie, R. People, J.C. Bean, and W. Wecht, *J. Vac. Sci. Technol.* **B5(3)**, 744 (1987).
6. A. Ourmazd and J.C. Bean, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 765 (1985).
7. J.Z. Tischler, J.D. Budai, D.E. Jesson, G. Eres, P. Zschack, J.-M. Baribeau, and D.C. Houghton, *Phys. Rev.* **B51**, 10947 (1995).
8. D.H. Lockwood, K. Kajan, E.W. Fenton, J.M. Baribeau, and M.W. Denhoff, *Solid State Commun.* **61**, 465 (1987).
9. O.A. Mironov, V.I. Khizhnyi, G. Braithwaite, E.H.C. Parker, P.J. Phillips, T.E. Whall, and V.P. Gnezdilov, *J. Cryst. Growth* **157**, 382 (1995).
10. V.I. Khizhnyi, O.A. Mironov, E.H.C. Parker, P.J. Phillips, T.E. Whall, and M.J. Kearney, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 960 (1996).
11. V.I. Khizhnyi, O.A. Mironov, O.A. Makarovskii, G. Braithwaite, N.L. Matthey, E.H.C. Parker, and P.J. Phillips, *Acta Phys. Polon.* **88**, 779 (1995).
12. V.I. Khizhnyi, *Physica* **B284**, 54 (2000).
13. В.И. Хижный, *Радиофизика и электроника* **5**, 133 (2000).
14. E. Basaran, R.A. Kubiak, T.E. Whall, and E.H.C. Parker, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 3470 (1994).
15. J.B. Wang, F. Lu, S.K. Zhang, B. Zhang, D.W. Gong, H.H. Sun, and Xan Wang, *Phys. Rev.* **B54**, 7979 (1996).

16. J.M. Ryan, A.N. Broers, D.J. Paul, M. Pepper, T.E. Whall, J.M. Fernandez, and B.A. Joyce, *Superlattices and Microstructures* **21**, 29 (1997).
17. C.J. Emeleus, T.E. Whall, and D.W. Smith, *J. Appl. Phys.* **73**, 3852 (1993).
18. J.C. Brighten, I.D. Hawkins, A.R. Peaker, E.H.C. Parker, and T.E. Whall, *J. Appl. Phys.* **74**, 1894 (1993).
19. У. Мэзон, *Физическая акустика IV*, Часть А, Мир, Москва (1969).

Electroacoustic conversion in modulation-doped SiGe/Si heterostructures

V.I. Khizhnyi

The temperature dependence of the efficiency of acoustic wave linear generation by electric fields in modulation-doped $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ heterostructures has been studied by the HF-hybrid acoustic spectroscopic method at a frequency of ~ 225 MHz. It is shown that the conversion signal at temperatures ranged from 4,2 to 150 K is associated with the existence of space-charge regions in the structure and the Coulomb mechanism of electric excitation of acoustic waves. The effect of Ge atom content, x , in coherence-stressed SiGe layers on the conversion signal amplitude is investigated. The effect is found to be very sensitive to variations of x in the interval $0.1 < x < 0.13$. The influence of some possible piezoactivity of the SiGe layers and the changes on deep traps in the vicinity of Si/SiGe/Si interfaces on the conversion signal is discussed.

PACS: 73.50.Rb Acoustoelectric and magnetoacoustic effects;
73.61.Cw Elemental semiconductors;
73.50.Mx High-frequency effects; plasma effects.

Keywords: generation of a sound, heterostructure SiGe/Si.