

УДК 535.361

ИНФРАКРАСНЫЕ СПЕКТРЫ ОТРАЖЕНИЯ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК $3C-SiC$, ВЫРАЩЕННЫХ НА КРЕМНИЕВЫХ ПОДЛОЖКАХ

С. Н. Миков, И. П. Пузов, В. С. Горелик, Ш. Р. Атажанов

Методом отражательной ИК спектроскопии изучены гетероэпитаксиальные полупроводниковые структуры на основе кубического карбида кремния, осажденного через промежуточный "буферный" слой на кремниевой подложке. Анализ спектров отражения и теоретический расчет спектров на основе одноосцилляторной модели с учетом плазмон-фононного взаимодействия позволили определить для исследуемых образцов некоторые физические параметры и выявить связь между спектральными характеристиками и технологическими условиями получения.

Получение кубического карбида кремния ($3C-SiC$) большой площади для использования его в массовой полупроводниковой технологии стало возможным после освоения технологии гетероэпитаксиального выращивания его на кремниевых подложках. Из существующих методов выращивания $3C-SiC$ на кремниевых подложках наибольшее развитие получили метод молекулярно-лучевой эпитаксии [1, 2] и метод химического осаждения из паровой фазы [3 - 5].

В настоящей работе для получения гетероэпитаксиальных пленок $3C-SiC$ на кремниевых подложках использовался метод химического переноса в открытой системе твердофазного свободного кремния и углерода водородом в зону эпитаксии с последующим осаждением на кремниевых подложках.

Для уменьшения рассогласования в параметрах решеток на границе раздела пленка - подложка (около 21%) и компенсации различий в коэффициентах термического расширения (около 8%) на поверхности исходной кремниевой подложки создавался тонкий

переходной буферный слой, который затем подвергался термоудару, т.е. резкому охлаждению до комнатной температуры. Рост гетероэпитаксиальных пленок $3C-SiC$ осуществлялся на этом свободном от упругих напряжений переходном слое. Выбор технологии позволял получать пленки карбида кремния преимущественно кубической структуры, что подтверждалось рентгеноструктурными данными.

Целью данной работы было изучение возможностей отражательной ИК спектроскопии для анализа сложных гетероэпитаксиальных структур $3C-SiC/Si$. Кроме того, твердотельные широкозонные материалы (алмаз, карбид кремния, сульфид цинка и др.) являются перспективными для применения в люминесцентных источниках света для коротковолновой области видимого спектра, особенно в составе нанокристаллических систем на основе этих материалов. Поэтому данные по пленкам толщиной в несколько микрометров из-за трудностей получения крупных монокристаллических образцов SiC могут служить отправной точкой для дальнейших исследований такого рода.

Известно, что оптические спектры отражения и поглощения позволяют получить многие характеристические параметры полупроводников и полупроводниковых структур [6]. Поскольку в области частот между LO - и TO -компонентами ($\nu_{LO} - \nu_{TO}$), где расположена полоса остаточных лучей, кристаллы полупроводников малопрозрачны, то для определения оптических постоянных вещества в этой области необходимы очень тонкие слои. В то же время спектр отражения в области остаточных лучей имеет отчетливые особенности. При этом коэффициент отражения изменяется в широких пределах и практически удобнее определять оптические постоянные в данной области спектра именно из спектров отражения.

Структуры $3C-SiC/Si$ ранее уже исследовались с помощью спектров ИК отражения (см., например, работы [5 – 6]). В настоящей работе для регистрации спектров вышеописанных полупроводниковых структур применялся спектрофотометр "SPECORD-M80", снабженный специальной приставкой. В качестве эталонного образца использовалось зеркало, входящее в состав приставки. Спектры ИК отражения регистрировались при угле падения лучей 20° в диапазоне от 2,5 до 50 $\mu\text{м}$ ($4000 - 200 \text{ см}^{-1}$). Наибольшее внимание уделялось области остаточных лучей для кристаллического SiC ($1000 - 600 \text{ см}^{-1}$), где обычно наиболее ярко проявляются пики отражения.

Максимум отражения, как и следовало ожидать, перекрывает область между продольным и поперечными фононами (рис. 1). Это связано с проникновением излучения в материал и дальнейшей диссипацией энергии через колебательные степени свободы. Диссипация энергии падающего на образец излучения может быть описана по обычной

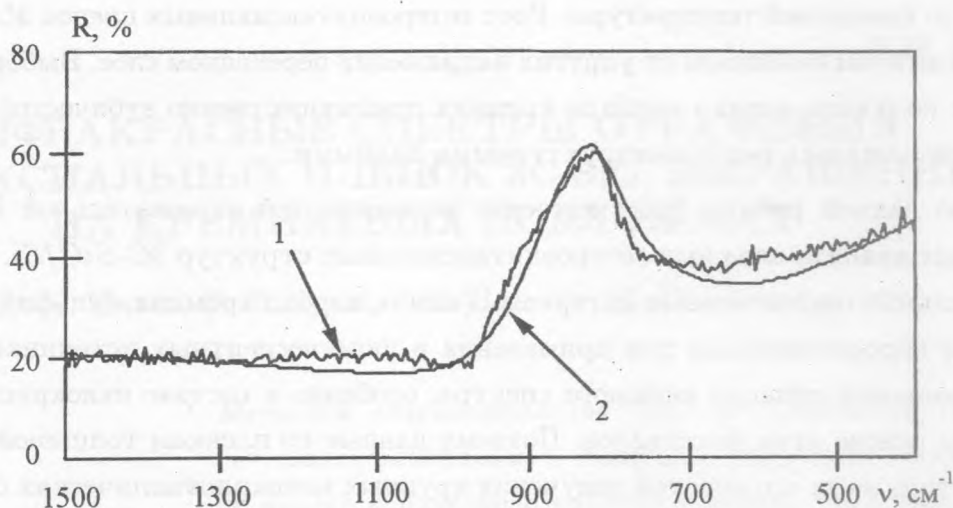


Рис. 1. Экспериментальный (1) и рассчитанный (2) отражательные ИК спектры для образца N 3.

схеме введением комплексного показателя преломления $\hat{n} = n + ik$ или комплексной диэлектрической проницаемости $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$. Эти характеристики связаны между собой известными соотношениями $\epsilon_1 = n^2 - k^2$ и $\epsilon_2 = 2nk$.

В случае одноосцилляторной модели спектральные зависимости $\epsilon_1(\nu)$ и $\epsilon_2(\nu)$ имеют вид

$$\epsilon_1(\nu) = \epsilon_\infty + \frac{4\pi f\nu_{TO}^2(\nu_{TO}^2 - \nu^2)}{(\nu_{TO}^2 - \nu^2) + \nu^2\Gamma^2}, \quad (1)$$

$$\epsilon_2(\nu) = \frac{4\pi f\Gamma\nu_{TO}^2\nu}{(\nu_{TO}^2 - \nu^2) + \nu^2\Gamma^2}. \quad (2)$$

Здесь ϵ_s и ϵ_∞ – статическая и высокочастотная диэлектрические проницаемости; ν_{TO} и Γ – соответственно резонансная частота и затухание осциллятора, ν_p и τ – частота и время релаксации плазменных колебаний.

Функция $\epsilon_2(\nu)$ имеет максимум вблизи частоты, характерной для поперечной оптической моды ν_{TO} , а величина k определяет коэффициент поглощения. Последние члены в выражениях (1) и (2) связаны с плазмон-фононным взаимодействием, учет которого необходим в случае кристаллов, имеющих значительный уровень легирования.

Из экспериментальных кривых отражения $R(\nu)$ может быть найдена частотная зависимость оптических постоянных n и k , ϵ_1 и ϵ_2 . Для этого применяют либо классическую дисперсионную теорию, либо анализ с помощью соотношений Крамерса–Кронига [6].

Коэффициент отражения $R(\nu)$ при угле падения света, близком к нормали, связан с главными показателями преломления выражением:

$$R(\nu) = \frac{(n(\nu) - 1)^2 + k^2(\nu)}{(n(\nu) + 1)^2 + k^2(\nu)}. \quad (3)$$

Согласно дисперсионной теории, из анализа спектра отражения в области полосы остаточных лучей находятся частоты ν_{TO} и ν_{LO} в центре зоны Бриллюэна фонового спектра, диэлектрические проницаемости ϵ_∞ и ϵ_s , а также коэффициент затухания Γ для фононов. При учете влияния плазмонов дополнительно может быть найдено также значение фактора, представляющего собой произведение плазменной частоты и времени релаксации плазмона $\nu_p \tau$. Для отдельного определения характеристик плазменных колебаний необходимо привлечение дополнительных данных, которые могут быть получены на основе измерения электрических параметров. Все приведенные выше величины могут быть определены методом подгонки вычисленного с помощью формул (1) – (3) спектра отражения к экспериментально наблюдаемому.

Следует заметить, что теоретически рассчитанные спектры, вычисленные для углов в интервале от 0 до 20°, практически совпадают. Поэтому расчеты проводились для нормального падения лучей по формулам (1) – (3).

Нами изучены десять различных гетероэпитаксиальных структур $3C\text{-SiC}/Si$, отличающихся технологическими условиями получения и характеристиками подложки. Данные для некоторых из этих образцов представлены в табл. 1. Для сравнительного анализа были взяты образцы, имеющие различие хотя бы по одному из приведенных в табл. 1 факторов.

Хотя общий характер ИК спектров отражения для данных образцов одинаков, имеются вполне определенные детали, позволяющие судить о некоторых особенностях отдельной полупроводниковой структуры.

Характерный вид спектров отражения (рис. 1) дает возможность говорить о том, что пленки SiC на поверхности Si в исследованных структурах по своим физическим характеристикам относятся к кристаллическим. Сравнение полученных нами результатов для образцов с различной ориентацией подложки позволяет сделать вывод, что этот фактор незначительно влияет на характеристики структуры поверхностной пленки SiC .

Т а б л и ц а 1

Технологические условия получения пленок карбида кремния

№ образца	Тип структуры	Время роста буферного слоя, мин	Температура подложки, °C	Скорость потока водорода, л/час	Время роста гетероэпитаксиального слоя, мин
1	$p-SiC/p-Si(100)$	–	1300	15	30
2	$n-SiC/p-Si(100)$	2	1380	30	150
3	$p-SiC/n-Si(111)$	4	1350	30	45
4	$p-SiC/p-Si(100)$	4	1380	30	90

Различия в ИК спектрах отражения для разных образцов проявляются наиболее заметно в относительном смещении общего уровня коэффициента отражения R и ходе спектральной кривой для низкочастотной области спектра. В этой области спектра (справа от максимума отражения на рис. 1), в отличие от обычного спектра отражения кристалла, наблюдается заметный подъем спектральной кривой, что объясняется значительным уровнем легирования пленок SiC . В подтверждение этому следует отметить, что не удалось получить модельный спектр, близкий к экспериментальному, если не учитывался вклад плазменных колебаний (последние члены в формулах (1) и (2)). Строгий детальный анализ влияния параметров плазмонной подсистемы на вид спектра затруднен, поскольку для исследованных объектов отсутствуют данные электрофизических измерений. Найденные значения плазмонной частоты позволяют оценить значение концентрации свободных носителей ($10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$), что находится в согласии с технологическими условиями.

В качестве примера для образцов N 3 на рис. 1 вместе с экспериментальной кривой показана теоретически рассчитанная кривая спектра отражения. Между этими данными (кривые 1 и 2 на рис. 1) имеется неплохое согласие, что позволяет определить искомые параметры, которые имеют для данного образца следующие значения: $\epsilon_{\infty} = 10,0$ (6, 7); $\epsilon_s = 12,0$ (8, 5); $\nu_{TO} = 800$ (793) см^{-1} ; $\Gamma = 62,0$ (85) см^{-1} . В скобках приведены данные для поликристаллических пленок карбида кремния [6].

Представленные данные показывают, что отражательная ИК спектроскопия может быть успешно применена для изучения и анализа свойств гетероэпитаксиальных структур $3C-SiC/Si$. Для этих структур по сопоставлению экспериментальных и теорети-

чески рассчитанных спектров определены физические параметры и характеристики, позволяющие делать выводы о структурных и других особенностях исследуемых образцов.

Авторы признательны Российскому фонду фундаментальных исследований (проект 97-02-16710) за финансовую поддержку работы.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Kaneda S., Sakamoto Y., Nishi C. et al. Jpn. J. Appl. Phys., **25**, N 9, 1307 (1986).
- [2] Motoyama S. and Kaneda S. Appl. Phys. Lett., **54**, N 3, 242 (1989).
- [3] Suzuki A., Furukawa K., Higashigaki Y. et al. J. Cryst. Growth., **70**, 287 (1984).
- [4] Stoykov G., Baumann U., Pezoldt J. et al. Technical Digest of International Conf. on SiC and Related Materials, ICSCRM-95, Kyoto, Japan, 1995, p. 326.
- [5] Addamiano A. and Klein P. H. J. Cryst. Growth., **70**, 291 (1984).
- [6] Уханов Ю. И. Оптические свойства полупроводников. М., Наука, 1977.

Поступила в редакцию 15 июня 1998 г.