

увеличивают тепловое сопротивление данных СИД вследствие сужения путей теплового потока при отводе тепла от кристалла в окружающую среду.

Отсюда следует, что метод ТРДС при использовании коротких импульсов токов через СИД выше предельных, но не вызывающих теплового пробоя, может применяться для выявления и оценки степени неоднородности СИД, а также для исследования процессов их деградации, т.е. для обнаружения потенциально ненадежных СИД.

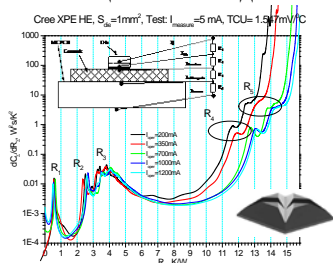


Рисунок 3 – Структурная функция СИД Cree XPE-NEW при разных токах, полученная при измерениях тепловым тестером T3Ster

1. Bumai, Yu.A. Measurement and analysis of thermal parameters and efficiency of laser heterostructures and light-emitting diodes / Yu.A. Bumai, A.S. Vaskou, V.K. Kononenko // Metrology and Measurement Systems. – 2010. – Vol. 17, No. 1. – P. 39–46.
2. Zakgeim, A.L. Comparative Analysis of the Thermal Resistance Profiles of Power Light-Emitting Diodes Cree and Rebel Types / A.L. Zakgeim [et al.] // EuroSimE 2013: 14th Int. Conf. on Thermal, Mechanical and Multi-Physics Simulation and Experiments in Microelectronics and Microsystems. – Wroclaw, 2013. – P. 1/7–7/7.
3. Васьков, О.С. Метод тепловой релаксационной спектроскопии и определение параметров светодиодов / О.С. Васьков, В.К. Кононенко, В.С. Нисс // Докл. БГУИР. – 2011. – № 4. – С. 74–79.
4. Релаксационный импеданс-спектрометр тепловых процессов / Ю.А. Бумай [и др.] // Электроника инфо. – 2010. – № 3. – С. 58–59.
5. Transient dual interface test method for the measurement of the thermal resistance junction-to-case of semiconductor devices / JEDEC Standard JESD51-14, www.jedec.org/sites/default/files/docs/JESD51-14_1.pdf (November 2010).
6. Implementation of the electrical test method for the measurement of the real thermal resistance and impedance of light-emitting diodes with exposed cooling surface / JEDEC Standard JESD51-51, www.jedec.org/sites/default/files/docs/JESD 51-51.pdf (April 2012).

УДК 621.315.592

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОГО НАГРЕВА ТОНКОПЛЕНОЧНОГО ГЕРМАНИЯ НА КРЕМНИЕВЫХ И КВАРЦЕВЫХ ПОДЛОЖКАХ

Гацкевич Е.И.¹, Ивлев Г.Д.², Гундина М.А.¹, Князев М.А.¹

¹Белорусский национальный технический университет, Минск, Республика Беларусь

²Белорусский государственный университет, Минск, Республика Беларусь

Одна из актуальных проблем полупроводниковой оптоэлектроники - создание эффективных источников света на основе германия, излучающих при комнатной температуре в ближней инфракрасной области ($\lambda = 1,5-1,6$ мкм). В частности, на основе гетероструктур Ge/Si были получены светоизлучающие диоды [1] и лазерная генерация при оптической и электрической накачке [2]. Однако эффективность таких структур пока остается сравнительно низкой, а методы их создания (например, сверхвысоковакуумная молекулярно-лучевая эпитаксия) усложняют кремниевую технологию. Требуется поиск альтернативных методов создания и модифицирования Ge/Si гетероструктур, совместимых с кремниевой планарной технологией.

Недавно, было показано [3], что эффективным методом модификации гетероструктур Ge/полупроводник может быть импульсная лазерная обработка. В частности, в указанной работе экспериментально изучены процессы, происходящие в тонкопленочном германии при воздействии моноимпульсного излучения рубинового лазера на аморфные пленки Ge на различных подложках.

В настоящей работе проведено моделирование лазерно-индуцированного нагрева в тонкопленочном Ge на кремниевых и кварцевых подложках при облучении наносекундными импульсами

рубинового лазера. Поскольку температура плавления T_m аморфной пленки Ge (965 K) существенно ниже температур плавления кремниевой (1687 K) и кварцевой подложки (2000 K) моделирование проводилось для режимов лазерного воздействия, когда плавится только пленка Ge. Исследовались образцы с тонкопленочным Ge толщиной от 100 до 300 нм.

Моделирование нагрева проводилось на основе численного решения задачи Стефана для экспериментальной ситуации [3]. То есть, рассматривалось воздействие импульсов излучения рубинового лазера длительностью 80 нс. Согласно условиям эксперимента временная форма импульса соответствовала Гауссовскому профилю, интенсивность лазерного излучения равномерно распределялась по облучаемой зоне. Условия эксперимента позволяют ограничиться одномерным приближением.

В этой постановке задачи нелинейное неоднородное уравнение теплопроводности с условием Стефана на границе фазового перехода имеет вид

$$\rho(x, T) \left(c(x, T) + L \delta(T - T_m) \right) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(k(x, T) \frac{\partial T}{\partial x} \right) + Q(x, t), \quad (1)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = 0,$$

$$T|_{x=D} = T|_{t=0} = T_0,$$

где T – температура, $T_0 = 300$ К, координата x направлена вглубь образца, ρ – плотность, c – удельная теплоемкость, k – теплопроводность, L – скрытая теплота плавления, T_m – температура плавления, $\delta(T)$ – дельта функция Дирака. Функция $Q(x,t)$ описывает выделение тепла при поглощении лазерного излучения:

$$Q(x,t) = \alpha(T)(1-R)q(t) \exp\left\{-\int_0^x \alpha(T(x'))dx'\right\}, \quad (2)$$

здесь α – коэффициент поглощения, R – коэффициент отражения, $q(t)$ – форма лазерного импульса.

В расчете учитывались температурные зависимости оптических и теплофизических параметров слоёв. Уравнение теплопроводности решалось в конечных разностях методом прогонки по неявной разностной схеме.

Из расчётных данных по зависимости максимальной температуры T_{max} поверхности аморфной плёнки от плотности энергии облучения E следует (рис.1), что для обеих систем эта зависимость является линейной и линейность нарушается только вблизи достижения температуры плавления, что обусловлено поглощением энергии в результате фазового перехода аморфный Ge – расплав (скрытая теплота плавления а-Ge равна 336 J/cm^2). Заметим, что с ростом толщины плёнки нужны меньшие плотности энергии облучения для достижения температуры плавления на поверхности системы, что связано с низким коэффициентом теплопроводности аморфного Ge (согласно справочным данным коэффициент теплопроводности а-Ge равен $0.01 \text{ W/(cm}\cdot\text{K)}$, что существенно меньше коэффициента теплопроводности кристаллического Si ($1.2 \text{ W/(cm}\cdot\text{K)}$ при 300 K)). Коэффициент теплопроводности SiO_2 ($0.012 \text{ W/(cm}\cdot\text{K)}$) также ниже, чем у Si, что приводит к тому, что на кварцевых подложках температура плавления на поверхности достигается при ещё более низких плотностях энергии облучения.

Зависимость плотности энергии E_{th} , при которой на поверхности достигается температура плавления, от толщины плёнки (рис.2) хорошо аппроксимируется функциями $E_{th}(h) = 0.096 + 0.864 \exp(-h/55.8)$ для кремниевой подложки и $E_{th}(h) = 0.08 + 0.08 \exp(-h/144.27)$ для кварцевой подложки.

На рисунке 3 приведено распределение температуры по глубине в системах с Si подложкой в момент достижений температуры плавления при E_{th} для данной толщины плёнки. Видно, что градиент температуры в плёнке возрастает с уменьшением её толщины. Основная

часть энергии лазерного импульса в этот момент сосредоточена в пленки Ge.

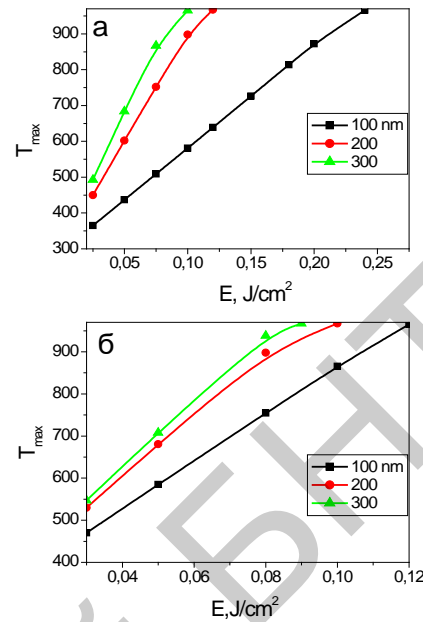


Рисунок 1 – Зависимость максимальной температуры поверхности систем а-Ge/Si (а) и а-Ge/SiO₂ (б) от плотности энергии облучения для указанных толщин тонкоплёночного Ge

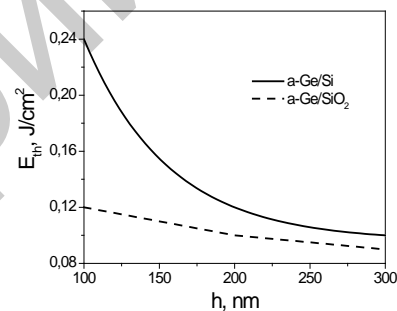


Рисунок 2 – Зависимость пороговой плотности энергии (достижение температуры плавления) от толщины плёнки для указанных типов подложки

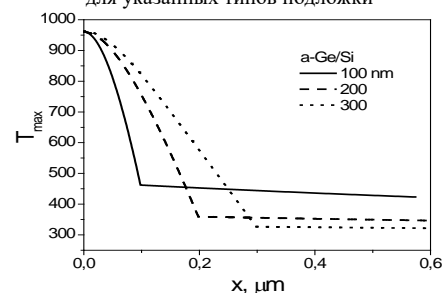


Рисунок 3 – Распределение температуры по глубине в момент достижения температуры плавления на поверхности для указанных толщин тонкоплёночного Ge в системе а-Ge/Si

Таким образом, в настоящей работе проведено моделирование лазерно-индуцированного нагрева тонкоплёночного Ge на кремниевых и кварцевых подложках. Установлено, что при одних и тех же плотностях энергии облучения температура поверхности возрастает с увеличением толщины плёнки как для системы а-Ge/Si,

так и для a-Ge/SiO₂, что обусловлено низким коэффициентом теплопроводности аморфного Ge. Зависимость пороговой плотности энергии, необходимой для достижения температуры плавления в плёнке, от толщины плёнки хорошо описывается экспоненциальным законом ослабления. Показано, что градиент температуры в тонкоплёночном Ge в системе a-Ge/Si возрастает с уменьшением толщины пленки.

УДК 621.315.592

ОТРАЖАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ ТОНКОПЛЕНОЧНОГО ГЕРМАНИЯ НА КРЕМНИЕВЫХ ПОДЛОЖКАХ

Гацкевич Е.И., Альхимович М.А.

Белорусский национальный технический университет, Минск, Республика Беларусь

Системы плёнка Ge на кремниевых подложках широко изучаются как перспективные системы для использования в оптоэлектронике при разработке светоизлучающих приборов [1]. Такие структуры можно получить методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Однако этот метод довольно дорогой и плохо совместим с кремниевой технологией. Для практических применений Ge/Si структуры можно формировать методом ионно-лучевого распыления мишени в вакууме [2]. При использовании этого метода структуры получаются несовершенными и для улучшения их свойств используют термическую обработку. Недавно выполнены работы [2, 3], в которых показана эффективность использования для этих целей лазерного отжига. В частности в работе [3] экспериментально изучены лазерно-индуцированные процессы при воздействии моноимпульсного (70–80 нс) излучения рубинового лазера на аморфные пленки Ge на кремниевых подложках. При анализе лазерноиндуцированных процессов в указанной работе использовался метод оптического зондирования. Для правильной интерпретации результатов оптического зондирования важно иметь данные о зависимости коэффициента отражения зондирующего излучения как от толщины пленки, так и от угла падения. Кроме того для определения оптимальных режимов лазерного воздействия также важным является знание оптических свойств отжигаемых систем.

В настоящей работе проведено моделирование отражательной способности аморфного германия (a-Ge) на подложке монокристаллического кремния (Si). Рассматривались структуры, в которых толщина плёнки сравнима с длиной волны оптического излучения, а толщина подложки существенно её превышает.

Для определения отражательной способности R воспользуемся теорией распространения электромагнитных волн в слоистой среде [4]. Коэффициент отражения от такой среды определяется показателем преломления n

1. Kaschel, M. Room-temperature electroluminescence from tensile strained double-heterojunction germanium pin LEDs on silicon substrates / M. Kaschel [et al.] // Solid-State Electron. -2013. – V.83. – P. 87–91.
2. Liu, J. Ge-on-Si laser operating at room temperature / J. Liu [et al.] // Optics Lett. - 2010. – Vol.35. – P. 679.
3. Фотолуминесценция лазерно-модифицированных слоёв GeSi/Si // Г.Д. Ивлев [и др.]//Сборник докладов Международной научной конференции ФТТ-2016 «Актуальные проблемы физики твердого тела» 22-25 ноября 2016 г. - Минск, «Ковчег», 2016. - С. 81 – 83.

(комплексным показателем преломления $\tilde{n} = n + ik$ для проводящей среды).

Пусть оптическое излучение падает под углом θ_0 из воздушной среды ($n_0 = 1$). Для плоскополяризованной волны коэффициент отражения

$$R = \frac{R_{TE} + R_{TM}}{2}, \quad (1)$$

где индексы “TE” и “TM” соответствуют поперечной электрической и поперечной магнитной волнам, причем

$$R_{TE} = |r_{TE}|^2, \quad R_{TM} = |r_{TM}|^2. \quad (2)$$

Величины r_{TE} и r_{TM} определяются через характеристические матрицы M_{TE} и B_{TM} следующим образом:

$$r_{TE} = \frac{(m_{11} + m_{21}p_e)p_0 - (m_{21} + m_{22}p_e)}{(m_{11} + m_{12}p_e)p_0 + (m_{21} + m_{22}p_e)}, \quad (3)$$

$$r_{TM} = \frac{(b_{11} + b_{21}q_e)q_0 - (b_{21} + b_{22}q_e)}{(b_{11} + b_{12}q_e)q_0 + (b_{21} + b_{22}q_e)}, \quad (4)$$

где индексы “0” и “e” обозначают, соответственно, параметры воздуха и кремниевой подложки, $p_0 = q_0 = \cos \theta_0$, $p_e = \tilde{n}_e \cos \theta_e$, $q_e = \cos \theta_e / \tilde{n}_e$, угол определяется из обобщенного закона преломления $n_0 \sin \theta_0 = \tilde{n}_e \sin \theta_e$, m_{ij} и b_{ij} - элементы характеристических матриц.

Характеристические матрицы для аморфного слоя определяются формулами:

$$M_{TE} = \begin{bmatrix} \cos(\beta h) & \frac{-i}{p} \sin(\beta h) \\ -ip \sin(\beta h) & \cos(\beta h) \end{bmatrix}, \quad (5)$$

$$B_{TM} = \begin{bmatrix} \cos(\beta h) & \frac{-i}{q} \sin(\beta h) \\ -iq \sin(\beta h) & \cos(\beta h) \end{bmatrix}, \quad (6)$$