

УДК 621.315.592

PACS: 61.72.J-, 61.80.Jh, 61.82.Fk,
68.55.Ln, 68.60.Dv

Влияние режимов ионно-лучевого травления на процесс радиационного нагрева $Cd_xHg_{1-x}Te$

Н. Х. Талипов, А. В. Войцеховский

Представлены расчеты нагрева кристалла $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ) с $x = 0,22$ в процессе ионно-лучевого травления (ИЛТ) низкоэнергетическими ионами Ar^+ . Показано, что при хорошем тепловом контакте кристалла и охлаждаемого столика установки нагрев КРТ не превышает $0,2$ °С. В случае полного отсутствия теплового контакта образца и столика радиационный нагрев кристалла может превышать 120 °С. Проведено сравнение нагрева КРТ в процессе ИЛТ Ar^+ и ионной имплантации аргона.

Ключевые слова: CdHgTe, радиационные дефекты, ионно-лучевое травление, ионная имплантация, инфракрасные фотодетекторы.

Введение

Узкозонные твердые растворы $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ) заняли в настоящее время доминирующее положение в области создания широкоформатных матричных инфракрасных фотодетекторов с наивысшими параметрами по сравнению с другими узкозонными полупроводниками и структурами на основе квантовых ям [1–3]. Ионно-лучевое травление (ИЛТ) и ионно-реактивное травление низкоэнергетическими ионами с энергией 0,2–2,0 кэВ являются в настоящее время базовыми технологиями создания приборных структур в микро- и нанoeлектронике, в том числе и на КРТ [4]. Данные технологии стали применяться при изготовлении многоэлементных фотоприемников на основе объемных кристаллов и гетероэпитаксиальных структур КРТ p -типа как альтернатива ионной имплантации при формировании n - p -переходов [5–8].

Известно, что ионно-лучевое травление КРТ p -типа приводит к *in-situ* формированию n^+-n^-p -структуры при комнатной температуре [9]. Меха-

низм формирования n^+-n^-p -структуры под действием низкоэнергетических ионов Ar^+ обусловлен генерацией междоузельных атомов ртути (I_{Hg}), которые диффундируют в объем вакансионно-легированного кристалла p -КРТ и заполняют собственные вакансии, в результате этого за счет фоновых донорных примесей образуется слаболегированный n^- -слой [10]. Формирование n^+-n^-p -структуры в процессе ИЛТ Ar^+ либо имплантации ионов B^+ обусловлено одним и тем же диффузионным механизмом I_{Hg} , а глубина слаболегированного n^- -слоя существенно зависит как от режимов ионной бомбардировки поверхности [11], так и от температуры подложки КРТ [12].

При создании фотодиодов на основе гетероэпитаксиальных структур p -КРТ, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (ГЭС КРТ МЛЭ) с типичной толщиной рабочего слоя 6–10 мкм, особенно важно контролировать глубину n^- -слоя, чтобы не было сквозной $p \rightarrow n$ конверсии структуры во всем рабочем слое, а n - p -переход собирал фотоносители не только латерально с диффузионной длины, но и фронтально из поглощающего слоя, лежащего под n - p -переходом. В случае же сквозной конверсии всей гетероструктуры, n - p -переход будет вертикальным и, следовательно, он будет собирать фотоносители только латерально.

Вертикальные n - p -переходы неприемлемы для широкоформатных матриц на основе ГЭС КРТ МЛЭ, в которых, наряду с рабочим p -слоем для уменьшения поверхностного сопротивления и предотвращения эффекта «бублика» на изображении, предлагается создавать подслоем n -типа с помощью легирования индием в процессе выращивания гетероэпитаксиальных структур [13].

Талипов Нияз Хатимович¹, профессор, д.ф.-м.н.
Войцеховский Александр Васильевич², профессор,
зав. кафедрой, д.ф.-м.н.

¹ Военная академия РВСН им. Петра Великого.
Россия, 143900, МО, г. Балашиха, ул. Карбышева, 8.
Тел. +7(926) 246-53-96. E-mail: niyazt@yandex.ru

² Национальный исследовательский Томский
государственный университет.
Россия, 634050, г. Томск, пр. Ленина, 36.
Тел. +7(913) 101-00-77. E-mail: vav43@mail.tsu.ru

Статья поступила в редакцию 29 мая 2018 г.

Поэтому представляет интерес определение температуры КРТ в процессе ИЛТ.

Целью данной работы является представление результатов расчетов температуры кристалла $\text{Cd}_{0,22}\text{Hg}_{0,78}\text{Te}$ при различных режимах ионно-лучевого травления Ag^+ .

Потери энергии ионов Ag^+ в $\text{Cd}_{0,22}\text{Hg}_{0,78}\text{Te}$

Ионы, бомбардирующие поверхность КРТ при ИЛТ с энергиями 0,5–1 кэВ, проникают на глубину всего лишь единиц нанометров, то есть всего на несколько постоянных решетки, которая для $\text{Cd}_{0,22}\text{Hg}_{0,78}\text{Te}$ составляет 0,646 нм [14]. Например, рассчитанные методом SRIM-2013 (Stopping Range in Material, <http://www.srim.org>) процированный пробег R_p и страгглинг ΔR_p ионов Ag^+ с энергией $E = 0,5$ кэВ в КРТ имеют значение $R_p \pm \Delta R_p = 2,6 \pm 1,6$ нм. При обработке КРТ низкоэнергетическими ионами происходит распыление поверхности материала [15]. Согласно расчетам SRIM-2013, для КРТ на один падающий ион Ag^+ с $E = 0,5$ кэВ приходится в среднем 3 распыленных атома Hg, 0,5 – Cd и 1 – Te, при этом среднее количество образовавшихся вакансий за счет смещенных атомов решетки (в основном это атомы Hg, у которых пороговая энергия смещений наименьшая: $E_d(\text{Hg}) = 2,2$ эВ [16]; $E_d(\text{Cd}) = 5,8$ эВ и $E_d(\text{Te}) = 7,8$ эВ [17]) в каскаде соударений в приповерхностном слое КРТ толщиной $R_p \pm \Delta R_p$ составляет 52 вакансий/ион, тогда как при энергии ионов Ag^+ 100 кэВ имеем $R_p \pm \Delta R_p = 86 \pm 47$ нм и число образовавшихся вакансий составляет 7460 вакансий/ион.

На рис. 1 приведены рассчитанные методом SRIM-2013 в единицах $(\text{ат}/\text{см}^3)/(\text{ат}/\text{см}^2)$ распределения по глубине z внедренных в $\text{Cd}_{0,22}\text{Hg}_{0,78}\text{Te}$ с

энергией 0,5 кэВ атомов Ag и смещенных атомов Hg, Te и Cd. Как видно из рис. 1, максимум смещений атомов в $\text{Cd}_{0,22}\text{Hg}_{0,78}\text{Te}$ приходится на окрестность R_p , и количество смещенных атомов Hg на порядок превышает количество смещенных атомов Cd и в 6 раз – атомов Te.

Следует отметить, что отношение неупругих S_e и упругих S_n потерь энергии ионов Ag^+ в решетке КРТ при $E = 0,5$ кэВ имеет значение $S_e/S_n = 0,37$, то есть ядерные потери превышают ионизационные. В случае низкоэнергетического ионно-лучевого травления ($E = 0,5$ кэВ) средний размер разупорядоченной области, вмещающей в себя все смещенные из узлов кристаллической решетки атомы, охватывает объем ~ 2 нм³, который занимают всего 6–7 элементарных ячеек. Если разупорядоченные области, которые локализуется в поверхностном слое глубиной до 8 нм, куда проникают ионы Ag^+ (см. рис. 1), представить в виде сферического образования, то их средний радиус будет ~ 1 нм, сопоставимый с постоянной решетки. Очевидно, что разупорядоченные области такого маленького размера не могут трансформироваться в крупные структурные дефекты (для их образования просто не хватит «строительного» материала из смещенных междоузельных атомов и вакансий) и, на наш взгляд, они «самоотжигаются» при взаимной аннигиляции дефектов в течение времени релаксации $\sim 10^{-9}$ с [18] (релаксация энергии происходит за время периода тепловых колебаний решетки $\sim 10^{-12}$ с). При этом некоторое количество междоузельных атомов Hg могут не встроиться обратно в решетку КРТ и (в отсутствие крупных дефектов-стоков) начинают быстро диффундировать в объем кристалла на большую глубину, вследствие чего происходит $p \rightarrow n$ конверсия и формируется n^-n^-p -структура. Оставшиеся от релаксации разупорядоченных областей кластеры, состоящие из небольшого количества вакансий и междоузельных атомов, в процессе ИЛТ формируются в мелкие дислокационные петли [19].

Следует иметь в виду, что не все упругие потери энергии ионов Ag^+ идут на дефектообразование. На смещение атомов решетки идет только та часть энергии в каскаде соударений, которая превышает пороговую энергию E_d , а оставшаяся довольно значительная доля упругих потерь энергии, которая меньше E_d , передается фононам, то есть идет на возбуждение тепловых колебаний. В конечном итоге, в тепло превращается и та часть энергии, которая пошла на ионизацию, поскольку характерное время передачи энергии от электронной подсистемы к ионной составляет $\sim 10^{-13}$ – 10^{-12} с [20], что соизмеримо с временем торможения ионов ($\sim 10^{-13}$ с). Согласно расчетам SRIM-2013, для ио-

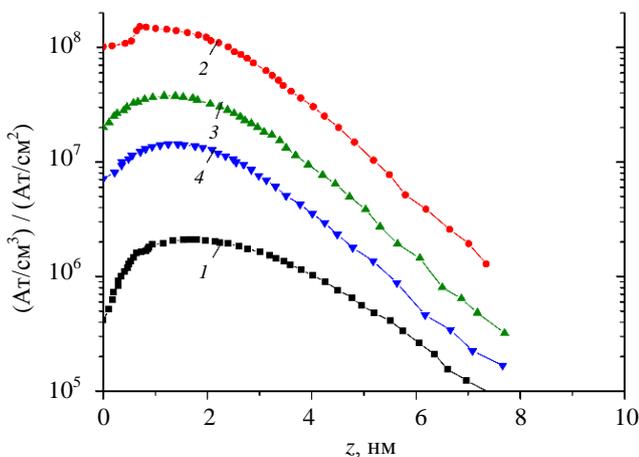


Рис. 1. Рассчитанное методом SRIM-2013 распределение по глубине атомов Ag (кривая 1), смещенных атомов Hg (2), Te (3) и Cd (4) в $\text{Cd}_{0,22}\text{Hg}_{0,78}\text{Te}$ при внедрении ионов Ag^+ с энергией 0,5 кэВ в процессе ИЛТ.

нов Ar^+ с $E = 0,5$ кэВ доля энергии, идущей на ионизацию, т. е. $\epsilon_{\text{ион}}$, составляет 27 %, дефектообразование $\epsilon_{\text{деф}}$ – 32 %, а передается фононам $\epsilon_{\text{фон}}$ – 41 %. Плотность мощности ионного пучка, бомбардирующего поверхность в процессе ИЛТ, при типичной плотности тока $0,2$ мА/см² и энергии ионов Ar^+ $0,5$ кэВ составляет $P = 0,1$ Вт/см². Эта плотность мощности на порядок больше величины $P = 0,01$ Вт/см² при ионной имплантации Ar^+ с типичными режимами $j = 0,1$ мкА/см² и $E = 100$ кэВ. Отметим, что при энергии ионов Ar^+ 100 кэВ потери составляют $\epsilon_{\text{ион}} = 44$ %, $\epsilon_{\text{деф}} = 23$ % и $\epsilon_{\text{фон}} = 33$ %.

Расчет температуры $Cd_{0,22}Hg_{0,78}Te$ при ионно-лучевом травлении

На рис. 2, а, б приведены рассчитанные методом SRIM-2013 распределения по глубине в $Cd_{0,22}Hg_{0,78}Te$ потерь энергии dE/dz на фононы при упругих столкновениях ионов Ar^+ с энергией $0,5$ и 100 кэВ соответственно.

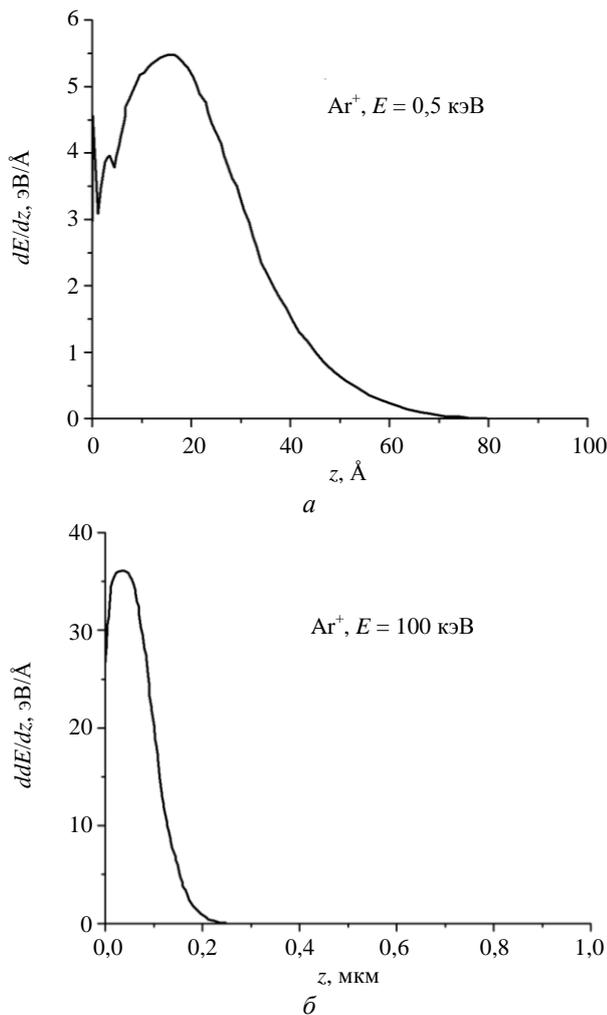


Рис. 2. Рассчитанные методом SRIM-2013 распределения по глубине в $Cd_{0,22}Hg_{0,78}Te$ потерь энергии на фононы при упругих столкновениях ионов Ar^+ с энергией $0,5$ (а) и 100 (б) кэВ.

Из рис. 2, а видно, что вся энергия ионного пучка при ИЛТ Ar^+ с $E = 0,5$ кэВ эффективно поглощается фононами в очень тонком поверхностном слое толщиной $z \approx 50$ Å. Следовательно, объемная плотность мощности Q_V , поглощаемая в слое толщиной d , который является внутренним источником нагрева и от которого тепло очень быстро распространяется в объем КРТ, составляет величину $Q_V = (\epsilon_{\text{фон}} + \epsilon_{\text{ион}})P/z \approx 1,4 \times 10^5$ Вт/см³. В случае же имплантации ионов Ar^+ с $E = 100$ кэВ и $j = 0,1$ мкА/см² эффективное поглощение энергии фононами идет в слое $z \approx 0,2$ мкм (рис. 2, б) и величина $Q_V \approx 3,8 \times 10^2$ Вт/см³. Как видно из данных оценок величины Q_V , формирование внутреннего источника нагрева КРТ при ионной имплантации и ИЛТ хотя имеет одну и ту же радиационную природу, но в то же время величина объемной плотности мощности источника для ИЛТ практически на три порядка выше, чем для ионной имплантации. Плотность мощности внутреннего источника нагрева важна для задач нестационарной теплопроводности, к которым относятся высокоинтенсивная имплантация импульсными ионными пучками [21]. Однако рассматриваемые нами процессы ИЛТ и ионной имплантации являются длительными, то есть характерные времена ионных обработок поверхности КРТ много больше времени движения теплового фронта с момента, когда ионы начнут бомбардировать поверхность, до момента, когда он достигнет обратной стороны пластины за счет теплопроводности. Время установления стационарного потока тепла можно оценить из коэффициента температуропроводности [22]:

$$a = \frac{\chi}{\rho_V C_p}, \quad (1)$$

где χ – коэффициент теплопроводности, ρ_V – плотность и C_p – удельная теплоемкость. Плотность $Cd_{0,22}Hg_{0,78}Te$ равна $7,587$ г/см³ [14]. Температурная зависимость удельной теплоемкости в интервале $T = 300$ – 673 К описывается следующим выражением [23]:

$$C_p T = 0,058T + 149,76 \text{ Дж}/(\text{кг К}), \quad (2)$$

из которого следует, что при $T = 300$ и 673 К величина $C_p = 167,16$ и $188,79$ Дж/(кг К) соответственно. Не теряя общности рассуждений, для оценочных расчетов температуры примем среднюю величину $C_p = 178$ Дж/(кг К). Согласно расчетам, выполненным в [21], коэффициент теплопроводности изменяется в $Cd_{0,22}Hg_{0,78}Te$ в температурном интервале 300 – 400 К от $0,041$ до $0,030$ Вт/(см К).

Примем среднее значение $\chi = 0,035$ Вт/(см К). Тогда из (1) получаем величину $a = 2,6 \times 10^{-2}$ см²/с. Образцы объемного КРТ обычно имеют толщину $d = 0,08-0,1$ см. Эта величина d много больше глубины приповерхностного слоя, в котором происходит поглощение энергии внедряемых ионов Ag^+ (см. рис. 2, а, б). Следовательно, от момента начала ионной бомбардировки поверхности поток тепла пройдет сквозь всю толщину образца за время $t = d^2/a = 0,3-0,4$ с, что гораздо меньше времен стандартных процессов ионно-лучевых обработок (например, при ионной имплантации время набора дозы (флюенса) 1×10^{15} см⁻² при плотности тока $0,1$ мкА/см² составляет 1600 с). После того, как установится стационарный поток тепла, температура мишени будет зависеть от условий конкретного эксперимента. Наиболее благоприятный случай для отвода тепла от задней поверхности образца КРТ будет тогда, когда он с помощью высокотеплопроводящей пасты приклеивается к столику, принудительно охлаждаемому проточной водой, имеющей температуру $15-20$ °С. Такая схема реализуется, например, в установке ионного травления IM/Sid фирмы Seco (Австрия) с источником Кауфмана. Тогда для оценки распределения температуры $T(z)$ в объеме КРТ мы можем воспользоваться одномерным стационарным уравнением теплопроводности для плоской пластины, решение которого хорошо известно [22] и которое для случая подвода тепловой энергии с помощью ионно-лучевой обработки запишем в виде:

$$T(z) = T_1 - \frac{T_1 - T_2}{d} z, \quad (3)$$

$$\varepsilon_{\text{фон}} + \varepsilon_{\text{ион}} P = \frac{\chi}{d} (T_1 - T_2), \quad (4)$$

где T_1 – температура передней, бомбардируемой ионами, поверхности образца, T_2 – температура задней поверхности, которая принудительно охлаждается. Примем величины $T_2 = 20$ °С и $d = 0,1$ см. Тогда для ИЛТ объемного $Cd_{0,22}Hg_{0,78}Te$ ионами Ag^+ с $E = 0,5$ кэВ и $j = 0,2$ мА/см² из уравнения (4) получим, что $T_1 = 20,2$ °С. Таким образом, при принудительном охлаждении образца КРТ в процесс ИЛТ он практически не нагревается. Увеличение плотности тока и энергии ионов Ag^+ в несколько раз не приведут к заметному нагреву мишени.

Рассмотрим другой крайний случай, когда образец КРТ в процессе ИЛТ не соприкасается со столиком, то есть между задней поверхностью образца и столиком существует зазор (для снятия заряда под образец можно подложить тонкую ме-

таллическую проволоку). Тогда образец под действием пучка ионов начнет нагреваться до тех пор, пока подводимая мощность не сравняется с мощностью теплового излучения, испускаемого нагретым образцом, поскольку в вакууме других способов отвода тепла от образца не существует. Вакуумная камера находится при комнатной температуре, столик, который тоже нагревается под пучком ионов, охлаждается водой. Нагрев прекратится, когда подводимая ионным пучком мощность сравняется с потоком теплового излучения со всей поверхности.

Для определенности, будем считать, что образец имеет площадь $S = 1 \times 1$ см² и толщину $d = 1$ мм, тогда полная площадь излучающей поверхности $S_{\text{изл}} = 2,4$ см². Температура вакуумной камеры $T_0 = 295$ К (считаем ее абсолютно черным телом). Максимальную температуру (T_m) образца найдем из уравнения теплового баланса:

$$\varepsilon_{\text{фон}} + \varepsilon_{\text{ион}} PS = a_T \sigma S_{\text{изл}} (T_m^4 - T_0^4), \quad (5)$$

где σ – постоянная Стефана-Больцмана, a_T – коэффициент серости, принятый равным $0,7$, как у кремния [24]. Из уравнения (5) для максимальной температуры образца получаем

$$T_m = \sqrt[4]{\frac{\varepsilon_{\text{фон}} + \varepsilon_{\text{ион}} PS}{a_T \sigma S_{\text{изл}}} + T_0^4}. \quad (6)$$

Для рассматриваемых режимов ИЛТ (Ag^+ , $E = 0,5$ кэВ, $j = 0,2$ мА/см²) из (6) величина $T_m = 75$ °С. Если увеличить плотность тока до $0,3$ мА/см², то образец нагреется уже до 95 °С. Таким образом, в случае плохого отвода тепла от образца в процессе ИЛТ, он при обычных режимах будет уже сильно нагреваться под пучком ионов. При ионной имплантации Ag^+ с $E = 100$ кэВ и $j = 0,1$ мкА/см² с учетом того, что $\varepsilon_{\text{ион}} = 44\%$ и $\varepsilon_{\text{фон}} = 33\%$, из (6) получаем $T_m = 30$ °С.

Важна не только максимальная температура, но и скорость нагрева. Зависимость температуры мишени от времени ИЛТ найдем из дифференциального уравнения для баланса энергии, поступающей от пучка ионов на нагрев образца за время dt , энергии, расходуемой на рост температуры на величину dT , и излучаемой энергии за время dt :

$$\begin{aligned} & \varepsilon_{\text{фон}} + \varepsilon_{\text{ион}} PS \times dt = \\ & = \rho_V S d C_p \times dT + a_T \sigma S_{\text{изл}} (T^4 - T_0^4) \times dt. \end{aligned} \quad (7)$$

Решение дифференциального уравнения (7) имеет следующий вид:

$$t T = \frac{\rho_V S d C_p}{2 a_T \sigma S_{изл} T_m^3} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{T_m + T}{T_m - T} \frac{T_m - T_0}{T_m + T_0} + \arctg \left(\frac{T}{T_m} \right) - \arctg \left(\frac{T_0}{T_m} \right) \right], \quad (8)$$

где T_m – максимальная температура, рассчитываемая согласно (6). Зависимости температуры $Cd_{0,22}Hg_{0,78}Te$ от времени нагрева под пучком ионов Ag^+ с $E = 0,5$ кэВ и различными плотностями тока приведены на рис. 3. Из рис. 3 видно, что нагрев образца до температуры, близкой к максимальной, в зависимости от подводимой мощности (плотности тока) происходит в течение 3–4 минут, что, как правило, меньше времени типичного процесса ИЛТ.

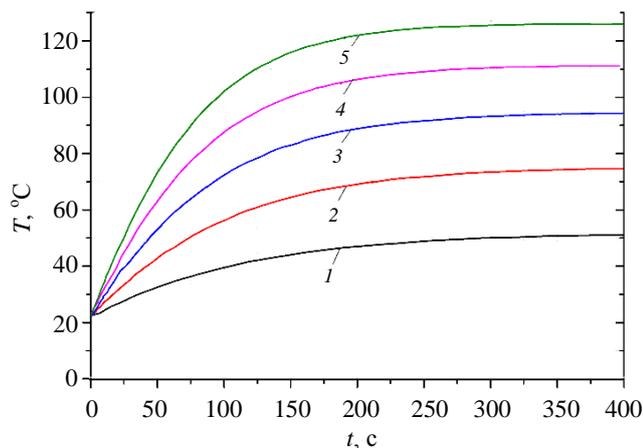


Рис. 3. Рассчитанные согласно уравнению (8) зависимости температуры от времени нагрева $Cd_{0,22}Hg_{0,78}Te$ под пучком ионов Ag^+ с энергией 0,5 кэВ. Плотность тока: 1 – 0,1; 2 – 0,2; 3 – 0,3; 4 – 0,4; 5 – 0,5 mA/cm^2 .

Нами экспериментально проведен косвенный контроль нагрева КРТ в процессе ИЛТ (Ag^+ , $E = 1$ кэВ, $j = 0,2$ mA/cm^2 , $t = 5$ мин) на установке ИМ/Sid для двух случаев: 1) с приклеиванием образца теплопроводящей пастой на столик, который охлаждался проточной водой; 2) без приклеивания (просто прижим) и без охлаждения столика водой. На поверхность кристалла КРТ была нанесена маска из фоторезиста, в котором с помощью фотолитографии были вскрыты окна. В первом случае (после ионно-лучевого травления КРТ на глубину 1 мкм в окнах в фоторезисте) он легко удалился в установке для снятия фоторезиста в кислородной плазме. Во втором случае, вследствие сильного нагрева, фоторезист «припекся» к поверхности КРТ и стандартным способом в плазме кислорода его снять не удалось. Таким образом, температура образца важна еще и при маскировании фоторезистом, что наиболее часто встречается в технологии ионно-лучевого травления при изготовлении приборов.

Заключение

В работе представлены результаты расчетов температуры кристалла $Cd_{0,22}Hg_{0,78}Te$ при различных режимах ионно-лучевого травления Ag^+ . Показано, что в случае хорошего теплового контакта образца и охлаждаемого проточной водой с температурой 20 °С столика установки ионно-лучевого травления, температура радиационного нагрева КРТ при типичной энергии Ag^+ 0,5 кэВ и плотности тока 0,2 mA/cm^2 не превышает 0,2 °С. В случае полного отсутствия теплового контакта кристалла и охлаждаемого столика при энергии ионов Ag^+ 0,5 кэВ и плотностях тока в интервале 0,1–0,5 mA/cm^2 температура КРТ достигает максимального значения 50–125 °С в течение 3–4 минут. При ионной имплантации Ag^+ с энергией 100 кэВ и плотности тока 0,1 mA/cm^2 максимальная температура нагрева кристалла КРТ составляет 30 °С.

Результаты работы могут быть использованы в технологии ионно-лучевого травления КРТ при изготовлении фотоприемников.

Авторы выражают благодарность Г. В. Чекановой за проведение экспериментальной части работы.

ЛИТЕРАТУРА

- Rogalski A. Infrared detectors: second edition. – New York: CRC Press Taylor & Francis Group, 2011.
- Лонномаренко В. П. // УФН. 2003. Т. 173. № 6. С. 649.
- Gravrand O., Rothman J., Cervera C., Baier N., Lobre C., Zanatta J. P., Boulade O., Moreau V. and Fieque B. // J. Electron. Mater. 2016. Vol. 45. P. 4532.
- Srivastav V., Pal R., Vyas H. P. // Opto-Electron. Rev. 2005. Vol. 13. No. 3. P. 197.
- John T. M. Wotherspoon. Patent. GB. 1982. No. 2 095 898. Patent. USA. 1983. No. 4 411 732.
- Baker Ian M. Patent. USA. 1985. No. 4 521 798.
- Haakenaasen R., Steen H., Lorentzen T., Trosdahl-Iversen L., Van Rheenen A. D. and Syversen H. // J. Electr. Mater. 2002. Vol. 31. No. 7. P. 710.
- Головин С. В., Бурлаков И. Д., Каушуба А. С. Патент РФ. 2008. № 2 340 981.
- Иванов-Омский В. И., Миронов К. Е., Мынбаев К. Д. // ФТП. 1990. Т. 24. Вып. 12. С. 2222.
- Богобоящий В. В., Ижнин И. И. // Изв. вузов. Физика. 2000. Т. 43. № 8. С. 16.
- Fitsych O. I., Voitsekhovskii A.V., Grigorjev D. V., Mikhailov N. N., Talipov N. H., Mynbaev K. D., Izhnin I. I. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. 2012. Vol. 272. P. 313.
- Талипов Н. Х., Войцеховский А. В., Григорьев Д. В. // Изв. вузов. Физика. 2014. Т. 57. № 3. С. 54.
- Vasiliev V. V., Varavin V. S., Dvoretzky S. A., Marchishin I. M., Mikhailov N. N., Predein A. V., Sabinina I. V., Sidorov Yu. G., Suslyakov A. O., Aseev A. L. LWIR photodiodes and focal plane arrays based on novel HgCdTe/CdZnTe/GaAs heterostructures grown by MBE technique; in Book: Photodiodes –

from fundamentals to applications / Ed. by Ilgu Yun. I. – InTech, 2012. Chapter 4. P. 133.

14. Берченко Н. Н., Кревс В. Е., Средин В. Г. Полупроводниковые твердые растворы и их применение: Справочные таблицы / под ред. В. Г. Средина. – М.: Воениздат, 1982.

15. Мынбаев К. Д., Иванов-Омский В. И. // ФТП. 2003. Т. 37. Вып. 10. С. 1153.

16. Jones C. E., James K., Merz J., Braunstein R., Burd M., Eetemadi M., Hutton S., Drumheller J. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1985. Vol. 1. No. 1. P. 131.

17. Caillot M. // Nucl. Instr. and Meth. 1978. Vol. 150. P. 39.

18. Келли Р. Столкновительные, тепловые и электронные процессы ионного распыления / Ионная имплантация в полупроводники и другие материалы. – М.: Мир, 1980.

19. Lunn M. A., Dobson P. S. // J. Cryst. Growth. 1985. Vol. 73. No. 2. P. 379.

20. Аброян И. А., Андронов А. Н., Тумов А. И. Физические основы электронной и ионной технологии. – М.: Высшая школа, 1984.

21. Voitsekhovskii A. V., Kokhanenko A. P., Shulga S. A., Smith R. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. 2005. Vol. 227. P. 531.

22. Ляшков В. И. Теоретические основы теплотехники. Учебное пособие. – М.: Изд-во Машиностроение-1, 2002.

23. Jevtic M. M., Scepanovic M. J. // Appl. Phys. Lett. 1991. Vol. A53. P. 332.

24. Долбак А. Е. Диффузия атомов Ge и металлов, адсорбированных на поверхность кремния. Диссертация. ... канд. физ.-мат. наук. – Новосибирск, 2010.

PACS: 61.72.J-, 61.80.Jh, 61.82.Fk, 68.55.Ln, 68.60.Dv

Influence of the ion etching modes on radiation heating process of $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

N. Kh. Talipov¹ and A. V. Voitsekhovskii²

¹Peter the Great Military Academy of the Strategic Missile Force
8 Karbysheva str., Balashikha, Moscow Region, 143900, Russia
E-mail: niyazt@yandex.ru

²National Research Tomsk State University
36 Lenin av., Tomsk, 634050, Russia
E-mail: vav43@mail.tsu.ru

Received May 29, 2018

Calculations of heating of the $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (MCT) crystal with $x = 0.22$ during ion etching (IE) by low-energy Ar^+ ions are presented. It is shown that at good thermal contact of the crystal and the cooled installation stage the heating of MCT does not exceed 0.2°C . In the case of total absence of thermal contact of the sample and the stage radiation heating of the crystal can exceed 120°C . Comparison of the MCT heating in process of Ar^+ IE and argon ion implantation is carried out.

Keywords: HgCdTe, radiation defects, ion etching, ion implantation, infrared photodetectors.

REFERENCES

1. A. Rogalski, *Infrared detectors: second edition* (New York, CRC Press Taylor & Francis Group, 2011).
2. V. P. Ponomarenko, Phys. Usp. **46**, 629 (2003).
3. O. Gravrand, J. Rothman, C. Cervera, N. Baier, C. Lobre, J. P. Zanatta, O. Boulade, V. Moreau, and B. Fieque, J. Electron. Mater. **45**, 4532 (2016).
4. V. Srivastav, R. Pal, and H. P. Vyas, Opto-Electron. Rev. **13** (3), 197 (2005).
5. T. M. John, Wotherspoon, Patent. GB, No. 2 095 898 (1982). Patent. USA, No. 4 411 732 (1983).
6. Ian M. Baker, Patent. USA, No. 4 521 798. (1985).
7. R. Haakenaasen, H. Steen, T. Lorentzen, L. Trosdahl-Iversen, A. D. Van Rheenen, and H. Syversen, J. Electr. Mater. **31** (7), 710 (2002).
8. S. V. Golovin, I. D. Burlakov, and A. S. Kashuba, Patent RF, No. 2 340 981 (2008).
9. V. I. Ivanov-Omskii, K. E. Mironov, and K. D. Mynbaev, Fizika i Tekhnika Poluprovodnikov, **24** (12), 2222 (1990).
10. V. V. Bogoboyashchii and I. I. Izhnin, Russ. Phys. J., **43** (8), 627 (2000).
11. O. I. Fitsych, A. V. Voitsekhovskii, D. V. Grigorjev, N. N. Mikhailov, N. H. Talipov, K. D. Mynbaev, and I. I. Izhnin, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **272**, 313 (2012).

12. N. Kh. Talipov, A. V. Voitsekhovskii, and D. V. Grigoriev, *Russ. Phys. J.* **57** (3), 345 (2014).
13. V. V. Vasiliev, V. S. Varavin, S. A. Dvoretzky, I. M. Marchishin, N. N. Mikhailov, A. V. Predein, I. V. Sabinina, Yu. G. Sidorov, A. O. Suslyakov, and A. L. Aseev, *LWIR photodiodes and focal plane arrays based on novel HgCdTe/CdZnTe/GaAs heterostructures grown by MBE technique*; in Book: *Photodiodes – from fundamentals to applications*, Ed. by Yun. I. Ilgu (InTech, 2012). Ch. 4, P. 133.
14. N. N. Berchenko, V. E. Krevs, and V. G. Sredin, *Semiconductor Solid Solutions and Their Application: Guide Tables*. Ed by V. G. Sredin (Voenizdat, Moscow, 1982) [in Russian].
15. K. D. Mynbaev and V. I. Ivanov-Omskii, *Semiconductors* **37** (10), 1127 (2003).
16. C. E. Jones, K. James, J. Merz, R. Braunstein, M. Burd, M. Eetemadi, S. Hutton, and J. Drumheller, *J. Vac. Sci. Technol. A* **1** (1), 131 (1985).
17. M. Caillot, *Nucl. Instr. and Meth.* **150**, 39 (1978).
18. R. Kelli, *Collisions, Thermal and Electronic Processes of Ionic Sputtering. Ion Implantation in Semiconductors and Other Materials* (Mir, Moscow, 1980) [in Russian].
19. M. A. Lunn and P. S. Dobson, *J. Cryst. Growth* **73** (2), 379 (1985).
20. I. A. Abroyan, A. N. Andronov, and A. I. Titov, *Physical Bases of Electronic and Ionic Technology* (Visshaya shkola, Moscow, 1984) [in Russian].
21. A. V. Voitsekhovskii, A. P. Kokhanenko, S. A. Shulga, and Roger Smith, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B* **227**, 531 (2005).
22. V. I. Lyashkov, *Theoretical bases heating engineers. Manual* (Mashinostroenie-1, Moscow, 2002) [in Russian].
23. M. M. Jevtic and M. J. Scepanovic, *Appl. Phys. Lett.* **A53**, 32 (1991).
24. A. E. Dolbak, *Diffusion of the Ge Atoms and Metals Adsorbed on a Silicon Surface*. Ph.D. thesis (Novosibirsk, 2010) [in Russian].