

Образование поверхностных дефектов в n - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ мягким рентгеновским излучением лазерной плазмы

В. Г. Средин, А. В. Войцеховский, О. Б. Ананьин, А. П. Мелехов,
С. Н. Несмелов, С. М. Дзядух

Исследованы вольт-фарадные характеристики МДП-структур, полученных на основе эпитаксиальных слоев n - $\text{Cd}_{0,24}\text{Hg}_{0,76}\text{Te}$, подвергнутых воздействию мягкого рентгеновского излучения. Показано, что в результате релаксации электронных возбуждений в приповерхностном слое полупроводника генерируются точечные дефекты, изменяющие электрофизические свойства этого слоя и границы раздела «диэлектрик-полупроводник».

Ключевые слова: рентгеновское излучение, лазерная плазма, вольт-фарадная характеристика, точечные радиационные дефекты.

Введение

Поглощение рентгеновского излучения веществом сопровождается фотоионизацией электронов внутренних оболочек атомов. Энергии кванта мягкого рентгеновского излучения (диапазон 0,4–10 кэВ) достаточно для возбуждения электронов L , M , N оболочек ионного остова кристаллов полупроводников. Взаимодействие мягкого рентгеновского излучения (МРИ) с атомами кристаллов носит локальный характер: квант излучения поглощается отдельным атомом, который может быть расположен как в узле кристаллической решетки, так и в междоузлии. Распад возникающего при этом электронного возбуждения атома может привести к генерации точечного дефекта кристаллической решетки [1, 2].

МРИ поглощается в тонком приповерхностном слое толщиной в несколько микрон. Ранее было показано, что облучение МРИ монокристаллов и эпитаксиальных слоев твердых растворов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ приводит к модификации морфологии их поверхности, при этом существенных изменений электрофизических характеристик в объеме материала не было обнаружено [3, 4].

Целью данной работы было дальнейшее исследование свойств облученного материала путем использования методики измерения вольт-фарадных характеристик (ВФХ) МДП-структур, сформированных на поверхности облученных эпитаксиальных слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ [5, 6]. Конечной задачей являлось определение влияния МРИ на электрофизические свойства эпитаксиальных слоев n - $\text{Cd}_{0,24}\text{Hg}_{0,76}\text{Te}$.

Отметим, что предложенная методика эффективна для исследования электрофизических свойств приповерхностного слоя и границы раздела «полупроводник-диэлектрик» для широкого круга материалов, включая узкозонные полупроводники. Глубина зондирования при исследовании ВФХ определяется шириной области пространственного заряда (ОПЗ). Максимальная ширина ОПЗ достигается в режиме сильной инверсии и зависит от диэлектрической проницаемости полупроводника, температуры и концентрации основных носителей заряда [6, 7]. Для n - $\text{Cd}_{0,24}\text{Hg}_{0,76}\text{Te}$ при 77 К максимальная ширина ОПЗ составляет 0,256 мкм при концентрации электронов $3 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и 0,775 мкм при концентрации $2 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

При исследовании ВФХ МДП-структур, созданных на поверхности эпитаксиальных слоев

Средин Виктор Геннадьевич¹, профессор, зав. кафедрой, д.ф.-м.н.

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

Ананьин Олег Борисович³, профессор, д.ф.-м.н.

Мелехов Андрей Петрович³, н.с., к.ф.-м.н.

Несмелов Сергей Николаевич², с.н.с., к.ф.-м.н.

Дзядух Станислав Михайлович², с.н.с., к.ф.-м.н.

¹ Военная академия РВСН им. Петра Великого.

Россия, 143900, МО, Балашиха, ул. Карбышева, 8.

E-mail: sredinvg@rambler.ru

² Национальный исследовательский Томский государственный университет.

Россия, 634050, г. Томск, пр. Ленина, 36.

³ НИЯУ «МИФИ».

Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31.

Статья поступила в редакцию 8 июня 2018 г.

© Средин В. Г., Войцеховский А. В., Ананьин О. Б., Мелехов А. П., Несмелов С. Н., 2018

$p\text{-Cd}_{0,23}\text{Hg}_{0,77}\text{Te}$, после воздействия МРИ лазерной плазмы наблюдались изменения концентрации носителей и плотности встроенного заряда, которые могут быть связаны с генерацией радиационных дефектов в процессе облучения [8, 9]. Природа этих дефектов для исследуемого материала мало изучена, как и вообще проблема дефектообразования при рентгеновском облучении.

Экспериментальные результаты

Исследуемые гетероэпитаксиальные структуры $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x = 0,24$) были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) в ИФП СО РАН на подложках из GaAs (013). Такова же была ориентация подложек и для исследованных ранее слоев $p\text{-Cd}_{0,23}\text{Hg}_{0,77}\text{Te}$ [8, 9]. При выращивании с обеих сторон рабочего слоя толщиной 15 мкм создавались варизонные слои толщиной около 0,3 мкм с повышенным содержанием Cd ($x = 0,45$ на поверхности).

Нами использовался тот же источник МРИ, что и в [8, 9]. Излучение создавалось при генерации плазмы лазерно-иницированной вакуумной искры, содержащей кванты с энергией в диапазоне 0,1–8 кэВ с максимумом спектра около 2–4 кэВ [10, 11]. Для отсечки видимого излучения и потоков корпускулярных частиц применялся фильтр (алюминированный майлар толщиной 3 мкм), прозрачный в области выше 0,75 кэВ. Рассчитанные поглощенные дозы облучения исследуемых образцов составляли до 1,5 Дж/см². Длительность рентгеновского импульса – $\Delta t \leq 20$ нс. Облучение образцов проводилось при 300 К.

В настоящей работе впервые было проведено прямое измерение выхода фотоэлектронов эпитаксиального слоя $\text{Cd}_{0,24}\text{Hg}_{0,76}\text{Te}$ под действием МРИ. Измерения выполнялись по классической схеме: к слою прикладывался небольшой «выталкивающий» потенциал. Эмитированные электроны собирались с помощью коллектора, находящегося на расстоянии 6 см от образца. Использовалась модель коллектора с двумя сетками, на одну из которых подавался потенциал. При этом вылетающие электроны ускорялись полем между образцом и коллектором, причем существовала возможность их торможения в промежутке между его сетками. В эксперименте измерялась сила тока на нагрузке, включенной в цепь коллектора. Разность потенциалов между эпитаксиальным слоем и коллектором составляла 50 В.

Облучение эпитаксиальных слоев $\text{Cd}_{0,24}\text{Hg}_{0,76}\text{Te}$ сопровождалось интенсивной эмиссией фото-, Оже- и вторичных электронов. На рис. 1

представлены экспериментальные результаты выхода электронов с поверхности твердого раствора, их суммарное количество можно оценить величиной $N_e = (1,5 \pm 0,2) \times 10^8$ частиц за импульс. Таким образом, за время порядка 20 нс из приповерхностной области глубиной около 1,5 мкм эмитируется заряд порядка $2,5 \times 10^{-11}$ Кл, что приводит к генерации импульса электрического поля с амплитудным значением напряженности (с учетом площади облучаемой поверхности) около 10^7 В/м. Это поле, возникающее в приповерхностной области слоя, следует принимать во внимание при построении модели дефектообразования под действием МРИ.

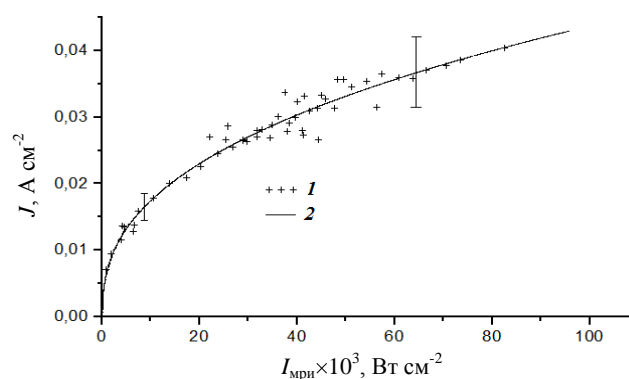


Рис. 1. Зависимость выхода электронов, эмитированных с поверхности $\text{Cd}_{0,24}\text{Hg}_{0,76}\text{Te}$, от интенсивности МРИ $I_{\text{МРИ}}$: 1 – экспериментальные результаты; 2 – аппроксимация экспериментальных данных зависимостью $J = 60 I_{\text{МРИ}}^\alpha$, где $\alpha = 4/10$.

МДП структуры создавались после облучения путем наращивания на эпитаксиальные слои пленки Al_2O_3 . На полученных таким образом МДП-структурах на основе $n\text{-Cd}_{0,24}\text{Hg}_{0,76}\text{Te}$ в интервале температур 9–77 К были проведены исследования адмиттанса. Измерения проводились на автоматизированной установке спектроскопии адмиттанса наногетероструктур на базе неоптического криостата Janis и измерителя иммитанса Agilent E4980A. За прямое направление развертки принималось изменение напряжения от отрицательных значений к положительным, эквивалентные схемы МДП-структур в различных режимах и модели обработки экспериментальных данных приведены в [5].

Величина емкости МДП-структуры зависит от ряда параметров: плотности поверхностных состояний и их способности к изменению величины заряда во внешнем поле, концентрации носителей в ОПЗ, величины встроенного в диэлектрик заряда. Ряд этих величин могут быть определены из исследования ВФХ. На рис. 2 приведены ВФХ МДП-структуры на основе исходного $n\text{-Cd}_{0,24}\text{Hg}_{0,76}\text{Te}$, измеренные при 77 К при прямой и обратной раз-

вертке напряжения на частотах 10 и 100 кГц. Как следует из рисунка, для структуры характерен значительный гистерезис инжекционного типа.

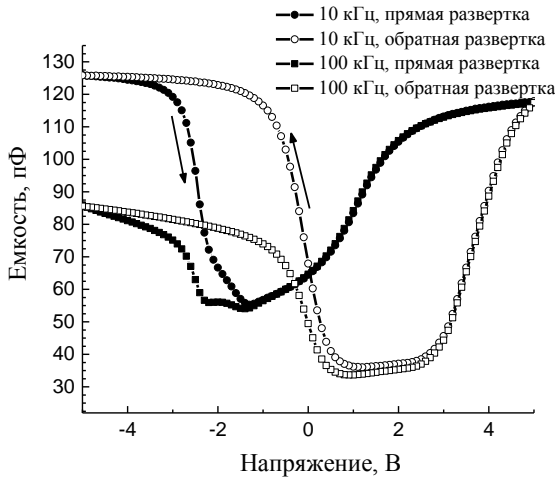


Рис. 2. ВФХ МДП-структуры на основе исходного $n\text{-Cd}_{0,24}\text{Hg}_{0,76}\text{Te}$, измеренные при 77 К при прямой и обратной развертке напряжения на разных частотах.

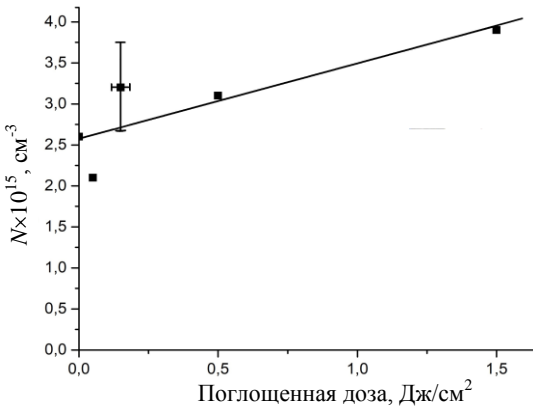


Рис. 3. Зависимость концентрации электронов от дозы облучения для МДП-структуры на основе $n\text{-Cd}_{0,24}\text{Hg}_{0,76}\text{Te}$ при 77 К.

В этом случае для МДП-структур можно определить концентрацию основных носителей заряда в области ОПЗ по значению емкости в минимуме ВФХ. Определенная подобным образом концентрация электронов при 77 К представлена на рис. 3 и в таблице в зависимости от дозы МРИ. Из рисунка видно, что концентрация электронов возрастает при увеличении дозы. Из измерений адмиттанса на частоте 100 кГц при температуре 12,5 К были рассчитаны также значения сопротивления объема эпитаксиального слоя и дифференциального сопротивления ОПЗ ($R_{\text{опз}}$) в режиме сильной инверсии.

На рис. 4 показаны зависимости $R_{\text{опз}}$ от обратной температуры для исходного и облученного образца с максимальной поглощенной дозой. Полученные результаты показывают, что в широком диапазоне температур дифференциальное сопротивление ограничено процессами туннельной генерации дырок через глубокие уровни [12].

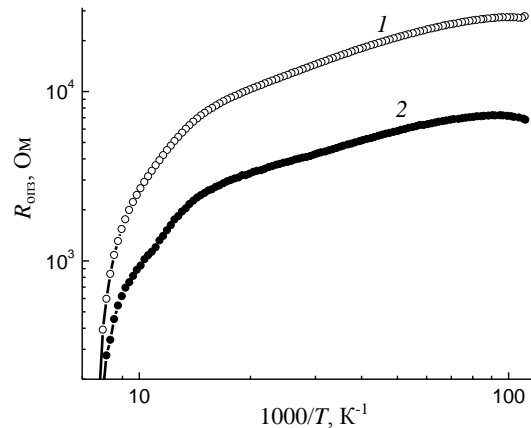


Рис. 4. Зависимости дифференциального сопротивления ОПЗ от обратной температуры для МДП-структуры на основе $n\text{-Cd}_{0,24}\text{Hg}_{0,76}\text{Te}$, измеренные на частоте 20 кГц в режиме сильной инверсии для исходного образца (Д0) (кр. 1) и образца облученного с максимальной дозой (Д30) (кр. 2).

Таблица

Зависимость параметров МДП-структур на основе $n\text{-Cd}_{0,24}\text{Hg}_{0,76}\text{Te}$ с варизонным поверхностным слоем от поглощенной дозы МРИ

Поглощенная доза, Дж/см ²	Концентрация электронов при 77 К, см ⁻³	$R_{\text{опз}}$ А при 12,5 К, Ом см ²	Сопротивление объема слоя при 12,5 К, Ом
0	$2,60 \times 10^{15}$	41,87	645
0,05	$2,11 \times 10^{15}$	51,40	610
0,15	$3,23 \times 10^{15}$	16,09	1048
0,45	$3,15 \times 10^{15}$	22,54	550
1,5	$3,90 \times 10^{15}$	10,81	940

Высокотемпературный спад $R_{\text{опз}}$ связан с диффузией неосновных носителей заряда из квазинейтрального объема эпитаксиального слоя к поверхности. Облучение МРИ не привело к изме-

нению доминирующего механизма генерационного тока, но значения $R_{\text{опз}}$ уменьшились, что может быть связано с дефектообразованием в приповерхностном слое полупроводника.

В таблице представлены значения произведения дифференциального сопротивления ОПЗ в сильной инверсии на площадь электрода ($R_{\text{опз}}A$). Как следует из таблицы, при увеличении дозы МРИ эта величина уменьшается. Последовательное сопротивление объема эпитаксиального слоя при этой же температуре с увеличением дозы облучения изменяется немонотонно, достигая достаточно больших значений (до 1000 Ом).

Обсуждение результатов

Приведенные выше экспериментальные результаты свидетельствуют о генерации поверхностных радиационных дефектов при облучении эпитаксиальных слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ МРИ. Прямых механизмов дефектообразования РИ в полупроводниковых кристаллах не существует, однако в работах [1, 2, 13] развита модель так называемого дефектообразования при распаде электронных возбуждений, вызванных ионизацией внутренних оболочек ионного остова кристалла. Последний процесс может быть связан как с облучением частицами с подпороговой энергией, так и рентгеновским излучением, включая МРИ. Акт дефектообразования начинается с ионизации одной из глубоких оболочек иона кристаллической решетки, в результате чего изменяется его зарядовое состояние. Наиболее благоприятная ситуация возникает, когда подобным образом возбуждается анион, причем при ионизации нескольких ионов (для материалов $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ трех ионов) образуется так называемая «выделенная группа» ионов, обладающих одинаковым зарядом. В выделенной группе возникает неустойчивость, связанная с кулоновским отталкиванием, и если время жизни возбужденного состояния будет превышать время необратимого смещения возбужденного иона, то происходит рождение пары Френкеля.

Предполагается, что эффекты электростатической неустойчивости более четко выражены в полупроводниках, содержащих заряженные примесные атомы [13, 14]. В их присутствии возникает дополнительный потенциал, пропорциональный заряду возбужденного иона q_n , который рассматривается как спонтанное возмущение колебаний решетки при выполнении условия $\tau_a \ll \omega_0^{-1}$, где τ_a – время жизни возбужденного атома, $\omega_0^{-1} \sim 10^{-13}$ с – период колебаний решетки. Если τ_a определяется механизмами оже-процессов для «глубокой дырки», то его значение имеет порядок 10^{-13} – 10^{-15} с, причем значение q_n лежит в пределах 2–10, т. е. допускается возможность многократной ионизации внутренних оболочек [1, 13]. Предполагается, что при выполнении указанных условий и наличии заряженной примеси вероятность атермического

смещения возбужденного иона велика. Типичное значение минимальной энергии смещения иона из положения равновесия E_d и создания точечного дефекта – несколько эВ (E_d около 6 эВ для иона Cd и 8 эВ для Te в CdTe при 77 К [1]). В работах [13, 14] приведены отдельные результаты, которые в основном подтверждают положения модели для Ge, InSb, GaAs.

Мы предполагаем, что в наших экспериментах причиной генерации поверхностных дефектов также являются процессы релаксации электронных возбуждений. Отметим, однако, ряд принципиальных отличий нашего эксперимента от ситуации, рассмотренной выше.

Во-первых, ни в одной из рассмотренных работ не учитывался эффект генерации электрического поля за счет эмиссии электронов. Во-вторых, в наших экспериментах использовалось импульсное МРИ лазерной плазмы, спектр которого ограничен 8 кэВ, тогда как в цитируемых исследованиях применялось РИ со значениями квантов в несколько десятков килоэлектронвольт. Причем процесс облучения был непрерывным и продолжительным (до 150 часов для кристаллов CdS в [15]), вследствие чего дефектообразование происходило в объеме исследуемых кристаллов. В наших экспериментах дефектообразование носит поверхностный характер. В-третьих, дефекты, полученные в наших экспериментах, стабильны, что подтверждено повторными измерениями, выполненными через значительный интервал времени, в то время как ряд радиационных дефектов, генерировавшихся, например, в InSb в условиях [13, 16] были нестабильны: они вводились при 80 К, а отжигались уже при 100 К.

В модели релаксационного дефектообразования для появления дефекта должно выполняться как минимум два условия, а именно, временное и энергетическое, которые предполагают, что время жизни возбужденного состояния τ_a достаточно для необратимого смещения возбужденного иона из положения равновесия, а энергия возмущения превышает энергию формирования точечного дефекта E_d . Оценим выполнимость указанных условий в нашем случае.

К сожалению, отсутствуют прямые экспериментальные измерения времен жизни и исследования процессов оже-рекомбинации с участием состояний ионного остова в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Если использовать оценки, приведенные в [1, 13, 14, 16] для близких полупроводниковых материалов, то следует отметить следующее. Время τ_a определяется 2 составляющими: временем «всплытия» дырок из глубоких оболочек при оже-процессах τ_1 и временем рекомбинации дырки в валентной зоне τ_2 , т. е. $\tau_a = \tau_1 + \tau_2$. Обычно $\tau_1 \gg \tau_2$, в свою

очередь τ_1 зависит от энергии основного состояния. По причине малости τ_2 также чрезвычайно мала вероятность дефектообразования при возбуждении валентных состояний [13]. Анализ результатов [13, 16] показывает высокую вероятность выполнимости временного критерия при рентгеновском возбуждении K и L оболочек атомов в кристаллах Ge, InSb и GaAs, при этом сохраняется вероятность его выполнимости и при возбуждении M оболочек этих материалов.

В наших экспериментах в спектральный диапазон МРИ попадают основные уровни M_1-M_4 иона Hg^{2+} (2,29–2,56 кэВ), а также основные уровни L_1-L_{III} ионов Te^{2-} (4,2–4,8 кэВ) и Cd^{2+} (3,5–4,2 кэВ), причем спектральный состав МРИ используемого источника создает предпосылки для практически резонансного возбуждения M оболочек ионов Hg, в то время как вероятность возбуждения внутренних оболочек ионов Cd и Te существенно ниже из-за резкого падения интенсивности МРИ в области выше 3 кэВ [9]. Кроме того содержание ионов Cd в исследуемом составе твердого раствора как минимум в 3 раза меньше содержания ионов Hg. Таким образом, в наших экспериментах наиболее вероятно дефектообразование при возбуждении M оболочек ионов Hg.

При оценке выполнимости энергетического критерия предположим, как в [17], что равновесному положению катионов в решетке кристалла соответствуют минимумы их потенциальной энергии. В этом приближении глубина потенциальной ямы для катионов может рассматриваться как энергия их связи в катионной подрешетке, при сообщении катиону этой энергии он может покинуть регулярный узел решетки. Рассчитанные в цитируемой работе значения энергии для состава $Cd_{0,25}Hg_{0,75}Te$ составляет 0,944 эВ для связи Cd–Te и 0,048 эВ для связи Hg–Te, что соответствует принятому положению об относительной слабости связи Hg–Te в исследуемом твердом растворе [18].

Будем рассматривать действие наведенного за счет фотоэмиссии поля на ион с удаленным из внутренней оболочки электроном как дополнительное возмущение, действующее на атом, совершающий тепловые колебания относительно положения равновесия, определяемого минимумом потенциальной ямы. Энергия, сообщаемая внешним полем такому иону, может быть оценена как $\Delta q E \Delta x \sim 1,5 \times 10^{-2}$ эВ (здесь $\Delta q = 3e$ – заряд дополнительно однократно ионизированным МРИ иона, $E = 10^7$ В/м – напряженность наведенного поля, Δx – смещение от положения равновесия, выбранное для оценки равным расстоянию до ближайшего иона). В совокупности с тепловой энергией колебаний энергия иона становится равной 0,041 эВ, что сопоставимо с глубиной потен-

циальной ямы (здесь не рассматривается эффект изменения формы потенциальной ямы электрическим полем). Таким образом, влияние наведенного фотоэмиссией поля достаточно для генерации точечного дефекта при наличии иона Hg с возбужденной внутренней оболочкой. Отметим, что при двукратной ионизации внутренней оболочки иона суммарная его энергия превышает глубину ямы.

Предшествующие измерения на слоях $p-Cd_{0,23}Hg_{0,77}Te$ показали некоторый рост концентрации дырок в них после облучения МРИ с тем же спектральным составом, что и в настоящей работе, и это не противоречит гипотезе о генерации вакансий Hg [9] в процессе облучения. Наблюдаемый же рост концентрации электронов в $n-Cd_xHg_{1-x}Te$ не может быть вызван этим же эффектом. По-видимому, в МЛЭ эпитаксиальных слоях $Cd_xHg_{1-x}Te$ существует сложная система послеростовых дефектов неустановленной природы, как донорного, так и акцепторного типов, степень компенсации которых может смещаться сложным образом при внешнем воздействии на примесно-дефектную систему слоя.

Отметим, что в силу известной анизотропии поверхностных свойств $Cd_xHg_{1-x}Te$ [19, 20], присущей всем многокомпонентным материалам со структурой сфалерита, можно ожидать, что процесс поверхностного дефектообразования также будет зависеть от кристаллографической ориентации облучаемой поверхности.

Заключение

В работе исследованы вольт-фарадные характеристики МДП-структур, полученных на основе эпитаксиальных слоев $n-Cd_{0,24}Hg_{0,76}Te$ и подвергнутых воздействию мягкого рентгеновского излучения. Показано, что в результате релаксации электронных возбуждений в приповерхностном слое полупроводника генерируются точечные дефекты, изменяющие электрофизические свойства приповерхностного слоя полупроводника и границы раздела «диэлектрик-полупроводник».

ЛИТЕРАТУРА

1. Клингер Ж. И., Пуцин Ч. В., Машовец Т. В., Холдарт Г. А., Шейнкман М. К., Эланго М. А. // УФН. 1985. Т. 147. № 3. С. 523.
2. Вавилов В. С. // УФН. 1997. Т. 167. № 4. С. 407.
3. Средин В. Г., Ананьин О. Б., Бурлаков И. Д., Богданов Г. С., Иваницкая Е. А., Лаврухин Д. В., Мелехов А. П. // Известия высших учебных заведений. Физика. 2013. Т. 56. № 9/2. С. 113.
4. Средин В. Г., Ананьин О. Б., Бурлаков И. Д., Миротьянченко А. Е., Мелехов А. П., Новиков И. К. // Прикладная физика. 2013. № 6. С. 17.

5. Voitsekhovskii A., Nesmelov S., Dzyadukh S. // Opto-Electronics Review. 2014. Vol. 22. P. 236.
6. Nicollian E. H., Brews J. R. MOS (metal oxide semiconductor) physics and technology. – New York: Wiley, 1982. – 906 p.
7. Sze S. M., Ng Kwok K. Physics of Semiconductor Devices, 3rd ed. – New Jersey: Wiley, 2007).
8. Войцеховский А. В., Несмелов С. Н., Дзядух С. М., Средин В. Г., Ананьин О. Б., Мелехов А. П., Сидоров Г. Ю. // Известия вузов. Физика. 2016. Т. 59. № 9/2. С. 198.
9. Средин В. Г., Войцеховский А. В., Ананьин О. Б., Мелехов А. П., Несмелов С. Н., Дзядух С. М., Юрчак В. А. // Прикладная физика. 2017. № 5. С. 59.
10. Додулад Э. И. Влияние конфигурации электродов на эмиссионные свойства разряда типа НВИ: Автореферат дис. канд. физ.-мат. наук. М., 2013.
11. Anan'yn O. B., Bogdanov G. S., Vovchenko E. D., Gerasimov I. A., Melekhov A. P., Krapiva P. S., Novikov I. K., Ramakoti R. S., Sredin V. G. // Jour. of Phys. Conference Series. 2016. Vol. 748. No. 1. P. 012020.
12. Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., Dzyadukh S. M. // Thin Solid Films. 2012. Vol. 522. P. 261.
13. Витовский Н. А., Клингер М. И., Машиовец Т. В., Мустафакулов Д., Рывкин С. М. // ФТП. 1979. Т. 13. № 5. С. 925.
14. Карпов В. Л., Клингер М. И. // ФТП. 1978. Т. 12. № 11. С. 2495.
15. Мирончук Г. Л., Давидюк Г. Е., Божко В. В., Кажукаускас В. // ФТП. 2010. Т. 44. № 5. С. 694.
16. Klinger M. I., Emtsev V. V., Mashovets T. V., Rvynkin S. M., Vitovskii N. A. // Radiation Effects. 1981. Vol. 56. P. 229.
17. Sher A., Chen A., Spicer W. E., Shin C.-K. // J. Vac. Sci. Technol. 1985. A3, No. 3. P. 105.
18. Chu J., Sher A. // Physics and Properties of Narrow Gap Semiconductors. Springer, 2008.
19. Средин В. Г., Мезин Ю. С., Укроженко В. М. // ФТП. 2001. Т. 35. № 11. С. 1335.
20. Средин В. Г., Ланская О. Г., Поповнин В. М. // ФТП. 1996. Т. 30. № 3. С. 385.

PACS: 85.60.-q

Formation of surface defects in n-Cd_xHg_{1-x}Te by soft X-ray radiation from a laser plasma

V. G. Sredin¹, A. V. Voitsekhovskii², O. B. Anan'in³, A. P. Melekhov³,
S. N. Nesmelov², and S. M. Dzyadukh²

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

² The National Research Tomsk State University
36 Lenin av., Tomsk, 634050, Russia

³ National Research University «MPhI»
31 Kashirskoe shosse, Moscow, 115409, Russia

Received June 8, 2018

The voltage-capacitance characteristics of MIS structures based on epitaxial n-Cd_{0.24}Hg_{0.76}Te layers irradiated with soft X-rays were studied. It is shown that point defects were generated in the near-surface layer as a result of electron excitations relaxation. It changes the electrophysical properties of the near-surface layer of a semiconductor and the insulator-semiconductor interface.

Keywords: X-ray radiation, laser plasma, voltage-capacitance characteristics, epitaxial layers, point radiation defect.

REFERENCES

1. Z. I. Klinger, Ch. V. Pushchin, T. V. Mashovets, et al., Sov. Phys. Usp. **147**, 523 (1985).
2. V. S. Vavilov, Phys. Usp. **167**, 407 (1997).
3. V. G. Sredin, O. B. Anan'in, I. D. Burlakov, G. S. Bogdanov, E. A. Ivanitskaya, D. V. Lavrukhin, and A. P. Melekhov. Rus. Journ. Physics **9/2**, 113 (2013).
4. V. G. Sredin, O. B. Anan'in, I. D. Burlakov, A. E. Mirofyanchikov, A. P. Melekhov, and I. K. Novikov Prikl. Fiz., No. 6, 17 (2013).

5. A. Voitsekhovskii, S. Nesmelov, and S. Dzyadukh, *Opto-Electronics Review*. **22**, 236 (2014).
6. E. H. Nicollian and J. R. Brews, *MOS(metal oxide semiconductor) physics and technology*. (New York: Wiley, 1982).
7. S. M. Sze and Ng Kwok K., *Physics of Semiconductor Devices, 3rd ed.* (New Jersey: Wiley, 2007).
8. A. V. Voitsekhovskii, S. N. Nesmelov, S. M. Dzyadukh, V. G. Sredin, O. B. Anan'in, A. P. Melekhov, and G. Yu. Sidorov, *Rus. Journ. Physics* **59** (9/2), 198 (2016).
9. V. G. Sredin, A. V. Voitsekhovskii, O. B. Anan'in, A. P. Melekhov, S. N. Nesmelov, S. M. Dzyadukh, and V. A. Yurchak. *Prikl. Fiz.* No. 5, 59 (2017).
10. E. I. Dodulad, Candidate Dissertation, (MIPHI, Moscow, 2013).
11. O. B. Ananyin, G. S. Bogdanov, E. D. Vovchenko, I. A. Gerasimov, A. P. Melekhov, P. S. Krapiva, I. K. Novikov, R. S. Ramakoti, and V. G. Sredin. *Jour. of Phys. Conference Series* **748**, 012020 (2016).
12. A. V. Voitsekhovskii, S. N. Nesmelov, and S. M. Dzyadukh, *Thin Solid Films* **522**, 261 (2012).
13. N. A. Vitovskii, M. I. Klinger, T. V. Mashovets, D. Mustafakulov, and S. M. Ryvkin. *Fiz. Techn. Poluprov. (Sov. Phys. Semicond.)* **13**, 925 (1979).
14. V. L. Karpov and M. I. Klinger *Fiz. Techn. Poluprov. (Sov. Phys. Semicond.)*, **12**, 2495 (1978).
15. G. L. Mironchuk, G. E. Davidyuk, and V. V. Bozhko, *Semiconductors* **44**, 694 (2010).
16. M. I. Klinger, V. V. Emtsev, S. M. Ryvkin, and N. A. Vtovskii, *Radiation Effects*, **56**, 229 (1981).
17. A. Sher, A. Chen, W. E. Spicer, and C.-K. Shin, *J. Vac. Sci. Technol. A3* (3), 105 (1985).
18. J. Chu and A. Sher, *Physics and Properties of Narrow Gap Semiconductors*. (Springer, 2008).
19. V. G. Sredin, Yu. S. Mezin, and V. M. Ukrozhenko, *Semiconductors* **35**, 1335 (2001).
20. V. G. Sredin, O. G. Lanskaya, and V. M. Popovnin, *Semiconductors* **30**, 385 (1996).