

- висимости от параметров соединения (температуры и давления) возможно как геометрическое соединение (временное соединение), так и сплошное соединение (постоянное) компонентов с "наногазоном" в зоне контакта. Кроме того, за счет большой поверхности "наногазон" может применяться в качестве теплоотвода или в качестве чувствительного элемента химического сенсора.
- Подобные углеродные наноструктурированные поверхности представляют собой экологическую альтернативу свинецсодержащему припою без изменения параметров технологического процесса.
  - Механическое соединение функционализированных поверхностей может рассматриваться подобно "липучке" и работает без дополнительной адгезии. Этот метод характеризуется низкими температурами и низким давлением.
  - Разработки в данном направлении позволят заложить основу для создания отечественной технологии многоуровневой сборки чипов в модуль, обеспечив высокие характеристики продукции.

1. Лабунов В. А., Шулицкий Б. Г., Прудникова Е. Л., Басеев А. С., Романович Р. Ю., Павлов А. А., Утенкова С. Б. Многоуровневая архитектура на основе вертикально ориентированных углеродных нанотрубок и наноразмерных графитовых слоев // Международный форум по нанотехнологиям: сборник тезисов докладов участников Международного конкурса научных работ молодых ученых в области нанотехнологий. М.: Роснано, 2008. С. 462—463.
2. Зи С. Технология СБИС. М.: Мир, 1986. Т. 2. С. 328—389.
3. Медведев А., Новиков А. Форум по бессвинцовым технологиям пайки URL: <http://www.pbfree.ru/161+M5932120963d.html>
4. Suhr J., Victor P., Ci L., Sreekala S., Zhang X., Nalamasu O., Ajayan P. M. Fatigue resistance of aligned carbon nanotube arrays under cyclic compression // Nature Nanotechnology. July 2007. V. 2. P. 417—421.
5. Yang Zhao, Too Tong, Lance Delzeit, All Kashani, Meeyapan M., Arun Majumdar. Interfacial energy and strength of multi-walled-carbon-nanotube-based dry adhesive // Journal of Vacuum Science and Technology B. January 2006. V.24, Issue 1. P. 331—335.

# МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МНСТ

УДК 621.315.592

**А. В. Войцеховский**<sup>1</sup>, д-р физ.-мат. наук, проф.,  
**А. П. Коханенко**<sup>1</sup>, д-р физ.-мат. наук, ст. науч. сотр.,  
**А. Г. Коротаев**<sup>1</sup>, канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр.,  
**Д. В. Григорьев**<sup>1</sup>, канд. физ.-мат. наук,  
**Н. А. Кульчицкий**<sup>2</sup>, д-р техн. наук, проф.,  
**А. А. Мельников**<sup>2</sup>, д-р физ.-мат. наук, проф.,

<sup>1</sup> Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Томский государственный университет",

<sup>2</sup> Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики" (технический университет, г. Москва)

## РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В КРИСТАЛЛАХ ТЕЛЛУРИДА КАДМИЯ—РТУТИ

*Приведен обзор имеющихся данных по процессам радиационного дефектообразования в КРТ, выращенном объемными и эпитаксиальными методами. Рассмотрено влияние на электрофизические параметры материала облучения  $\gamma$ -квантами, электронами и ионами. Показано сходство процессов радиационного дефектообразования в КРТ при облучении различными частицами и представлены имеющиеся модели образования радиационных дефектов.*

**Ключевые слова:** теллурид кадмия—ртути, радиационные дефекты, фотодетектор, ионная имплантация

### Введение

ИК детекторы — ключевые элементы многих современных оптических систем. Их широко применяют в системах космического базирования, где они подвергаются воздействию радиации, что влияет на их работоспособность. Среди важнейших применений ИК детекторов космического базирования — астрономия и наблюдение Земли из космоса.

В фотонных приемниках проявляются все известные радиационные эффекты, происходящие при комнатной температуре в приборах микроэлектроники: переходные процессы, эффекты, вызываемые ионизацией, образование дефектов решетки. Дополнительные проблемы возникают вследствие малых уровней сигнала и шума и низких рабочих температур ИК приемников.

Значительная роль радиационных эффектов проявляется и в процессе изготовления фотонных приемников, например при ионной имплантации.

В настоящее время для создания ИК приемников наиболее широко используют КРТ ( $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ), прежде всего потому, что он позволяет получать детекторы с рабочими характеристиками, близкими к теоретически возможному пределу, и менять граничную длину волны в диапазоне 1,5...20 мкм, варьируя соотношение ртути и кадмия. Современная технология молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) позволяет получать материал с высокой од-

нородностью характеристик и низкой исходной дефектностью материала. МЛЭ-пленки получают как на подложках  $A^{II}B^{VI}$ , так и на альтернативных, потенциально позволяющих создавать ИК детекторы в интегральном исполнении. Метод МЛЭ позволяет также создавать фоточувствительные структуры переменного состава, что дает возможность реализовать многоцветные фотонные приемники на одном кристалле и уменьшить вклад поверхностной рекомбинации, ухудшающей фотоэлектрические характеристики чувствительных элементов. В то же время, для варизонных структур имеются особенности в протекании процессов радиационного дефектообразования при различных воздействиях.

В связи с обширностью применения КРТ-детекторов, данная работа по исследованию радиационных эффектов посвящена этому материалу.

### Влияние электронного и $\gamma$ -облучения на объемный КРТ

Исследованию дефектов решетки в КРТ посвящено большое число работ. В публикациях [1–6] рассмотрены вопросы влияния облучения КРТ при 4,2 и 77 К на электрические и оптические свойства, а также подробно описаны процессы отжига.

Основным результатом образования радиационных дефектов в облученном КРТ является образование доноров, предположительно, вакансий ртути.

Во всех работах отмечено, что при облучении кристаллов КРТ  $n$ -типа проводимости электронами с энергией 5 МэВ (при 80 К), происходит введение электрически активных донорных центров [2]. Скорость введения доноров ( $dn/d\Phi$ ) равна  $\sim 5,7 \text{ см}^{-1}$ . Для образцов  $p$ -типа проводимости (состав в мольных долях  $x = 0,22$  и  $0,31$ ) облучение электронами с энергией 2,5 МэВ (при 8 К) приводит к конверсии типа проводимости при потоке  $(2...4) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ . Для образцов с составом  $x = 0,31$  мол. дол. скорость введения носителей заряда равна  $20...35 \text{ см}^{-1}$ , а для  $x = 0,22$  она равна  $37 \text{ см}^{-1}$  [1]. На рис. 1 приведена зависимость скорости введения доноров от энергии электронов при 80 К [4].

Теоретическая кривая на рис. 1 рассчитана в предположении отсутствия потерь энергии электронов на ионизацию и нормирована к виду данных эксперимента. Кроме того, на рисунке приведены скорости введения доноров для тепловых и с энергией 14 МэВ нейтронов, полученных при температуре 10 К. Эти радиационно-индуцированные доноры приводят также к ухудшению времени жизни. Следовательно, скорость введения доноров совпадает со скоростью введения центров рекомбинации.

Результаты проведенного изотермического отжига показали наличие двух стадий отжига: 50...75 К и 200...230 К. Причем на первой стадии отжигается наиболее значительная часть введенных радиационных дефектов, а вторая стадия отжига сопровождается восстановлением исходных свойств кристаллов. Полное восстановление исходных свойств кристаллов КРТ, облученных электронами при 80 К, обнаружено при отжиге с температурой 340 К, однако

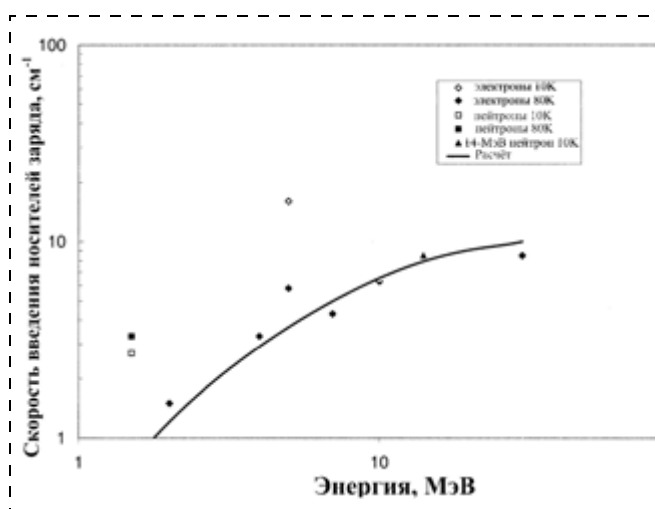


Рис. 1. Зависимость скорости введения носителей заряда от энергии частиц в КРТ ( $x = 0,2$ ) [4]

наибольшая часть радиационных дефектов отжигается в температурном интервале 150...225 К [3].

Исследование влияния высокотемпературного облучения (при 300 К) на свойства кристаллов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  проведено в работах [7–10]. Показано [8], что при облучении электронами с энергией 4,5 МэВ интегральными потоками до  $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  не наблюдается заметных изменений электрофизических параметров исследуемых образцов.

Авторы [9] провели исследование влияния облучения электронов при температуре 300 К на электрофизические параметры монокристаллов КРТ в зависимости от потока облучения. Обнаружено, что в образцах  $n$ -типа проводимости облучение электронами приводит к монотонному росту концентрации носителей заряда вплоть до максимальных потоков. Скорость введения носителей заряда при этом составляла  $dn/d\Phi = (1,5...2,0) \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ . При облучении образцов  $p$ -типа проводимости наблюдали конверсию типа проводимости. Область  $p$ – $n$ -конверсии определялась исходной концентрацией дырок. Для образцов с концентрацией  $p = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  конверсию типа проводимости наблюдали при потоках электронов более  $6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ . Значение скорости удаления носителей заряда  $dp/d\Phi$  было в диапазоне  $(0,8...1,2) \cdot 10^{-1} \text{ см}^{-1}$ . После перехода образцов из  $p$ -типа проводимости в  $n$ -тип происходило резкое уменьшение скорости изменения носителей заряда, значение которой совпадало со значениями скорости для образцов, имеющих исходный  $n$ -тип проводимости.

В работе [7] исследованы электрические и рекомбинационные характеристики кристаллов КРТ  $n$ - и  $p$ -типа проводимости при облучении электронами с энергией 2 МэВ. Обнаружено, что после облучения происходит увеличение концентрации донорных центров. При потоке  $10^{18} \text{ см}^{-2}$  в материале  $p$ -типа имела место конверсия типа проводимости. Также показано, что облучение электронами не приводит к изменению характера рекомбинации в исследуемых образ-

цах  $n$ -типа проводимости. Это говорит о том, что электронное облучение не вызывает появления дополнительных рекомбинационных уровней. Проведенный изохронный отжиг образцов, облученных большими интегральными потоками электронов, показал, что восстановление электрофизических параметров материала протекает в интервале температур 350...430 К. Данный факт указывает на термическую стабильность образующихся дефектов.

Исследование параметров образцов КРТ, облученных электронами с энергией 2...3 МэВ, проведено в работе [10]. Для проведения эксперимента использовали кристаллы  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x = 0,2$ )  $p$ - и  $n$ -типа проводимости с концентрациями дырок и электронов, соответственно,  $p = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $n = 10^{14} \text{ см}^{-3}$  при 77 К. После облучения измеряли параметры углового распределения аннигиляционных фононов (УРАФ), чувствительного к дефектам вакансионного типа. Проведенный анализ изменения параметров УРАФ показал, что при воздействии потока электронов  $\approx 10^{18} \text{ см}^{-2}$  происходит образование крупных комплексов радиационных дефектов вакансионного типа. Такими дефектами могут быть, например, вакансионные кластеры  $(V_{\text{Hg}})_n^x$ , не проявляющие электрической активности, но имеющие достаточно большую скорость захвата позитронов.

Изохронный и изотермический отжиг КРТ, облученного электронами с энергией 2 МэВ, подробно рассматривался в работе [11]. Анализ результатов, в предположении описания процесса отжига уравнением кинетики химической реакции, показал, что электрически активные радиационные дефекты в КРТ практически полностью удаляются в интервале температур 100...150 °С в пределах одной стадии изохронного отжига. Энергия активации процесса отжига составила  $1,5 \pm 0,2$  эВ. В этом же температурном интервале происходит перестройка и отжиг позитрон-чувствительных радиационных дефектов. Характер изменения электрических и аннигиляционных параметров в облученных кристаллах  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  в целом хорошо укладывается в модель радиационного дефектообразования, предполагающую, что донорные свойства проявляют комплексы на основе междоузлий ртути. При отжиге происходит распад этих комплексов и миграция междоузельной ртути к стокам. Стоками могут являться, например, комплексы вакансионных дефектов, обнаруженные методом аннигиляции позитронов после облучения КРТ потоками электронов  $\approx 10^{18} \text{ см}^{-2}$ .

Таким образом, облучение кристаллов КРТ высокоэнергетическими электронами приводит к перестройке дефектной структуры исходного материала и образованию радиационных дефектов донорного типа, а также в случае больших потоков облучения  $\approx 10^{18} \text{ см}^{-2}$  к образованию крупных комплексов радиационных дефектов вакансионного типа, не проявляющих электрическую активность. Однако природа образующихся дефектов при низко- и высоко-температурном облучении различна. Это различие обусловлено тем, что при высоких температурах и

больших потоках облучения дефекты имеют значення концентрации и коэффициентов диффузии, достаточные для взаимодействия друг с другом и образования термически стабильных ассоциатов [12]. Свойства кристаллов КРТ, облученных электронами при 300 К, определяются радиационными дефектами, которые стабильны при температуре облучения и выше.

Исследование влияния низкотемпературного облучения  $\gamma$ -квантами  $\text{Co}^{60}$  на монокристаллы КРТ проведено в работе [13]. Показано, что для образцов  $n$ -типа проводимости облучение приводит к уменьшению сопротивления, а для образцов  $p$ -типа проводимости — к его возрастанию. Проанализировав полученные экспериментальные данные, авторы сделали предположение, что в процессе облучения образуются радиационные дефекты преимущественно донорного типа. Скорость введения радиационных дефектов оценена на уровне  $8 \cdot 10 \text{ см}^{-1}$ .

В работе [8] рассматривалось взаимодействие с КРТ  $\gamma$ -квантов  $\text{Co}^{60}$  дозами до  $10^8$  Р. Результаты этих экспериментов сравнивались с результатами облучения электронами с энергией 4,5 МэВ потоками  $10^{13} \dots 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ . Проведенные температурные измерения коэффициента Холла дали возможность сделать предположение об одинаковых механизмах образования дефектов при воздействии облучения электронами и  $\gamma$ -квантами.

Исследование аннигиляции позитронов в образцах КРТ, облученных импульсным рентгеновским излучением полиэнергетического спектра (50...300 кэВ) и  $\gamma$ -квантами  $\text{Co}^{60}$  ( $E_{\text{max}} = 1,037$  МэВ) дозами  $10^6 \dots 10^7$  Р, проведено в работе [10]. Проведенные исследования облученных образцов методом аннигиляции позитронов показало существенное изменение параметров кривых УРАФ. Авторы связывают эти изменения с перестройкой исходной дефектной структуры материала.

Таким образом, из анализа экспериментальных данных по облучению КРТ  $\gamma$ -квантами следует, что оно подобно облучению электронами — в процессе облучения происходит образование радиационных дефектов донорного типа. Полученные общие закономерности обусловлены тем, что в процессе взаимодействия  $\gamma$ -кванта с материалом происходит образование комптоновских электронов. Наблюдаемые отличия экспериментальных результатов объясняются наличием полиэнергетического спектра образующихся комптоновских электронов [10].

Следует отметить, что для КРТ с высокой исходной дефектностью, и для объемного, и для эпитаксиального материала электронное и  $\gamma$ -облучения приводят к более существенным изменениям свойств. Так, для материала, выращенного методами жидкофазной (ЖФЭ) и молекулярно-лучевой эпитаксии, с низким (50...70 нс) временем жизни неосновных носителей заряда (что свидетельствует о наличии центров рассеяния носителей заряда) наблюдалась  $p$ - $n$ -конверсия типа проводимости на глубину до 3...5 мкм для потока электронов  $(5 \dots 7) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ . При этом отмечалось повышение фоточувствитель-

ности в 15–20 раз на длине волны  $\lambda = 10,6$  мкм в ЖФЭ-эпитаксиальных структурах и в 30–50 раз в МЛЭ-эпитаксиальных структурах по сравнению с исходными пленками дырочного типа проводимости [14].

В работе [15] рассмотрено воздействие электронного и  $\gamma$ -облучения на параметры МЛЭ КРТ. Показано, что механизмы образования электрически активных радиационных дефектов (РД) и процесс их эволюции протекают сходным образом как в эпитаксиальных пленках, так и в объемном материале КРТ.

### Облучение КРТ ионами

Во всех работах, посвященных ионному воздействию на свойства кристаллов КРТ, отмечается, что радиационные дефекты, образующиеся в процессе облучения, полностью определяют свойства облученного материала.

Так, в работе [16] отмечен рост поверхностной концентрации электронов  $n_s$  с увеличением потока имплантации  $\Phi$  протонов с энергией 10 МэВ. При этом происходит снижение подвижности носителей заряда. Объемная концентрация электронов  $n(x)$  при увеличении дозы облучения ведет себя аналогично  $n_s$ . При этом для всех доз облучения в распределении  $n(x)$  имеется ярко выраженный максимум, расположенный на глубине  $\sim 330$  мкм (рис. 2), что близко к расчетному значению среднего проекционного пробега протонов, которое для КРТ ( $x = 0,3$ ) составляет  $R_p = 360$  мкм.

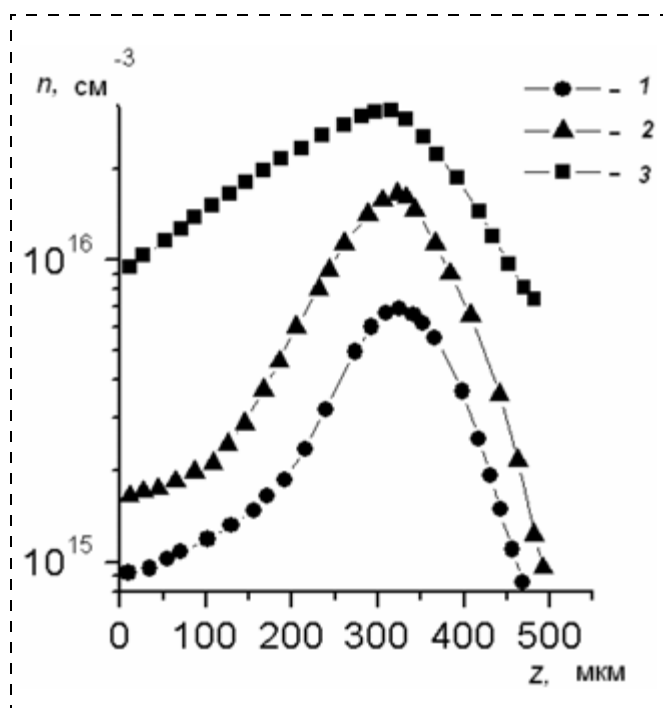


Рис. 2. Распределение концентрации электронов  $n$  по глубине  $z$  КРТ ( $x = 0,3$ ), имплантированного  $H^+$  с энергией 10 МэВ для разных потоков облучения:

1 —  $\Phi = 8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ ; 2 —  $\Phi = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ; 3 —  $\Phi = 10^{15} \text{ см}^{-2}$

Анализ данных позитронной аннигиляции показывает, что при облучении твердого раствора КРТ высокоэнергетическими ионами водорода в области ядерного торможения ионов (вблизи  $R_p$ ) образуются не только дефекты донорного типа, но и вакансионные дефекты, являющиеся эффективными центрами захвата позитронов. Структура этих дефектов не совпадает со структурой ростовых вакансионных дефектов радиационных нарушений, создаваемых электронным облучением.

Совпадение параметров отжига дефектов в кристаллах КРТ, облученных электронами и протонами, позволяет сделать вывод об одинаковой структуре донорных дефектов в том и в другом случае [16].

Исследование имплантации ионов  $B^+$ ,  $Al^+$ ,  $P^+$ ,  $Ag^+$  в КРТ  $p$ -типа проводимости исследовалась авторами работы [17]. Энергия ионов составляла 100...300 кэВ, диапазон потоков облучения  $10^{13} \dots 10^{15} \text{ см}^{-2}$ . Для всех доз облучения значение слоевой концентрации составляло  $(5 \dots 6) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ , а подвижность электронов  $(1 \dots 3) \cdot 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ . Экспериментальные результаты показали, что электрофизические параметры ионно-имплантированного слоя не зависят ни от сорта ионов, ни от дозы облучения. Из анализа полученных результатов авторы сделали предположение, что образование после облучения слоя  $n$ -типа проводимости происходит за счет радиационных дефектов. Аналогичные результаты были получены и в других работах [18–22].

Необходимо отметить, что аморфизация поверхности не наблюдается во всем диапазоне использованных доз облучения и происходит только при низкотемпературном облучении материала.

Таким образом, в процессе ионной имплантации в кристаллы КРТ в приповерхностной области облученного материала всегда формируется  $n^+$ -слой независимо от типа проводимости исходного материала или атомного номера имплантируемого элемента. Дозовая зависимость интегральной концентрации электронов выходит на насыщение при потоке облучения более  $10^{13} \text{ см}^{-2}$ . Значение  $n_s$  в области насыщения лежит в диапазоне  $10^{13} \dots 10^{14} \text{ см}^{-2}$ . Насыщение слоевой концентрации электронов происходит вследствие закрепления уровня Ферми вблизи энергетического уровня вводимых радиационных дефектов, находящегося выше дна зоны проводимости на 0,15 эВ [19, 20].

В работах [21–23] были исследованы структурные нарушения кристаллической решетки, возникающие в процессе облучения ионов  $Hg^+$ ;  $B^+$ ,  $As^+$ ,  $V^+$  в диапазоне энергий 100...200 кэВ и потоков облучения от  $10^{13} \dots 10^{16} \text{ см}^{-2}$ . Отмечено, что в материале образуются дислокационные петли размером 2...20 нм. Дислокационные петли малого размера находятся в приповерхностной области материала, более крупные располагаются на глубине  $\approx 200$  нм. В работе [23] установлено, что распределение дислокационных петель имеет два максимума — первый на глубине 10 нм, второй на глубине 1 мкм. Обна-

ружено, что при малых дозах облучения ионами  $V^+$  плотность дислокационных петель малого размера больше. С возрастанием потока облучения число дислокационных петель большого размера увеличивается. При облучении малыми потоками  $<10^{14} \text{ см}^{-2}$  дислокационные петли не наблюдаются. При имплантации ионов больших энергий и потоков облучения (200 кэВ,  $10^{15} \text{ см}^{-2}$ ) образуются не только дислокационные петли, но и линейные дислокации [22] и дефекты упаковки [24].

Авторы [21] предложили следующую модель образования дефектов:

1) в результате имплантации в облученном материале образуются простейшие дефекты — пары Френкеля;

2) в процессе облучения часть образовавшихся дефектов рекомбинирует, но часть вакансий, взаимодействуя между собой, собираются в дислокационные петли;

3) оставшиеся междоузельные атомы присоединяются к образовавшимся дислокационным петлям.

В работах [25—27] рассмотрено распределение объемной концентрации электронов по глубине облученного слоя  $n(z)$  после имплантации ионов  $Ag^+$  с энергией 50, 150 кэВ. Показано, что при потоках  $10^{13} \dots 10^{15} \text{ см}^{-2}$  на распределении объемной концентрации электронов видны ярко выраженные максимумы, которые расположены значительно глубже среднего проецированного пробега ( $R_p$ ) ионов  $Ag^+$ . При увеличении дозы облучения происходил сдвиг максимума профиля распределения  $n(z)$  в глубь образца. В приповерхностной области материала наблюдался значительный спад концентрации электронов. Основываясь на данных холловских измерений и резерфордовского обратного рассеяния, авторы указывают на два основных фактора, объясняющих такое поведение зависимости  $n(z)$ :

1) в процессе ионной бомбардировки происходит диффузия междоузельных атомов ртути из области генерации радиационных дефектов вблизи  $R_p$  как в глубь полупроводника, так и к его поверхности с последующим их распылением;

2) образовавшиеся в приповерхностной области протяженные дефекты структуры захватывают междоузельные атомы ртути и переводят их в электрически неактивное состояние.

Особенности в поведении радиационных дефектов отмечены при имплантации легких ионов  $V^+$  [28, 29]. В работе [28] показано, что линейная область дозовой зависимости слоевой концентрации электронов при облучении ионами бора сдвинута в сторону больших доз по сравнению с имплантацией тяжелых ионов. Авторы объясняют данный факт тем, что при облучении легкими ионами в материале создаются преимущественно кластеры дефектов, и для образования протяженных дефектов нужны значительно большие дозы облучения.

В работах [30—32] обнаружено, что в отличие от облучения тяжелыми ионами, после облучения ионами  $V^+$  образуется  $n^+ - n - p$ -структура, т. е. пространственное

распределение объемной концентрации электронов имеет двухступенчатый характер. Приповерхностный сильнолегированный  $n^+$ -слой имеет глубину порядка 1 мкм. В объеме материала образуется слаболегированный  $n$ -слой толщиной несколько микрометров с концентрацией электронов  $n = 10^{14} \dots 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и подвижностью  $\mu_n > 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ . Показано, что формирование  $n^+$ -слоя происходит за счет сложных комплексов дефектов донорного типа. Образование  $n^-$ -слоя происходит вследствие миграции в объем кристалла быстро диффундирующих электрически активных дефектов, которые образуются в области внедрения ионов и имеют коэффициент диффузии  $10^{-9} \dots 10^{-8} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ .

На распределение объемной концентрации электронов, которое определяется распределением электрически активных радиационных дефектов, могут влиять вакансионные радиационные дефекты ( $V_{Hg}$ ,  $V_{Cd}$ ), обладающие акцепторными свойствами. Поскольку их коэффициент диффузии существенно меньше коэффициента диффузии междоузельной ртути, то вакансионные дефекты должны способствовать снижению концентрации электронов в области  $R_p$  имплантируемых ионов. Это предположение было подтверждено в работе [33], в которой представлены результаты измерений, проведенных методом аннигиляции позитронов, после облучения кристаллов КРТ высокоэнергетическими протонами с энергией 10 МэВ. Сравнение параметров разложения кривых УРАФ показало, что в процессе облучения вводятся дефекты вакансионной природы, которые локализованы в районе среднего проецированного пробега протонов. Проведенные эксперименты по исследованию аннигиляции медленных позитронов в образцах КРТ, облученных ионами  $Cu^+$  и  $W^+$ , показали, что хотя глубина залегания профиля вакансионных дефектов существенно превышает  $R_p$  имплантированных ионов, она не совпадает с глубиной залегания профилей электрически активных дефектов. Максимум распределения позитрон-чувствительных вакансионных дефектов находится в области нарастания концентрации дефектов донорного типа.

В работах [35, 36] рассмотрена имплантация ионов молекулярного азота и аргона в эпитаксиальные пленки КРТ переменного состава.

Отмечено хорошее качественное совпадение результатов ионной имплантации в МЛЭ КРТ и в объемный материал, однако объемная концентрация электронов в максимуме распределения  $n(x)$  различна. В МЛЭ-пленках она не превышает  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ , а при всех измерениях профилей распределения электронов по глубине при ионной имплантации образцов КРТ, выращенных объемными методами, она выше  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

Авторы предположили, что наблюдаемые отличия результатов ионной имплантации в эпитаксиальные пленки МЛЭ КРТ и объемный материал КРТ обусловлены влиянием варизонного приповерхностного слоя, а основные механизмы этого влияния определяются следующими факторами.

1. Процессы генерации первичных РД и образования комплексов вторичных электрически актив-

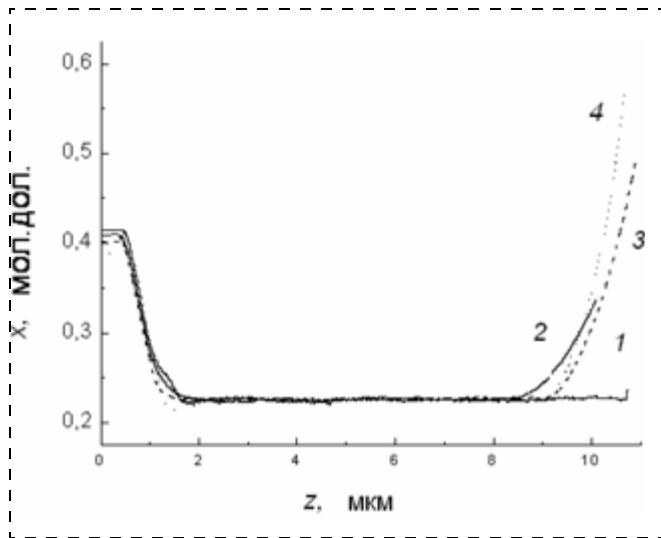


Рис. 3. Профили распределения состава  $x$  (в мольных долях) по глубине  $z$  эпитаксиальных пленок КРТ с различным составом поверхностного слоя:

1 —  $x = 0,22$ ; 2 —  $x = 0,36$ ; 3 —  $x = 0,54$ ; 4 —  $x = 0,64$

ных дефектов происходят в приповерхностной области переменного состава.

2. Миграция первичных РД происходит в поле сил, возникновение которых обусловлено градиентами ширины запрещенной зоны и коэффициента диффузии междоузельных атомов и вакансий ртути, возникающих вследствие изменения состава у поверхности материала.

Для проведения исследований влияния градиента состава в области внедрения имплантируемых ионов на процессы радиационного дефектообразования специально были выращены эпитаксиальные пленки с различным распределением состава в приповерхностной области материала (рис. 3).

Как видно из рис. 4, результаты имплантации зависят от состава материала на поверхности пленки. На основании полученных результатов авторы предположили, что наблюдаемые отличия в значениях слоевой концентрации определяются составом эпитаксиальной пленки в области локализации профиля  $n(z)$ . Другие факторы, такие как градиент коэффициента диффузии первичных дефектов, не являются факторами, которые обуславливают конечное распределение электрически активных комплексов, т. е. процесс миграции первичных радиационных дефектов не зависит от градиента состава эпитаксиальной пленки в приповерхностной области материала.

Полученное экспериментальное подтверждение зависимости динамики накопления электрически активных радиационных дефектов от состава КРТ в области внедрения имплантируемых ионов позволило авторам сделать вывод, что основными дефектами, определяющими свойства КРТ после облучения ионами, являются комплексы на основе дефектов металлической подрешетки HgTe, поскольку увеличение состава материала в области внедрения имплантанта, приводит к значительному изменению динамики накопления радиационных дефектов.

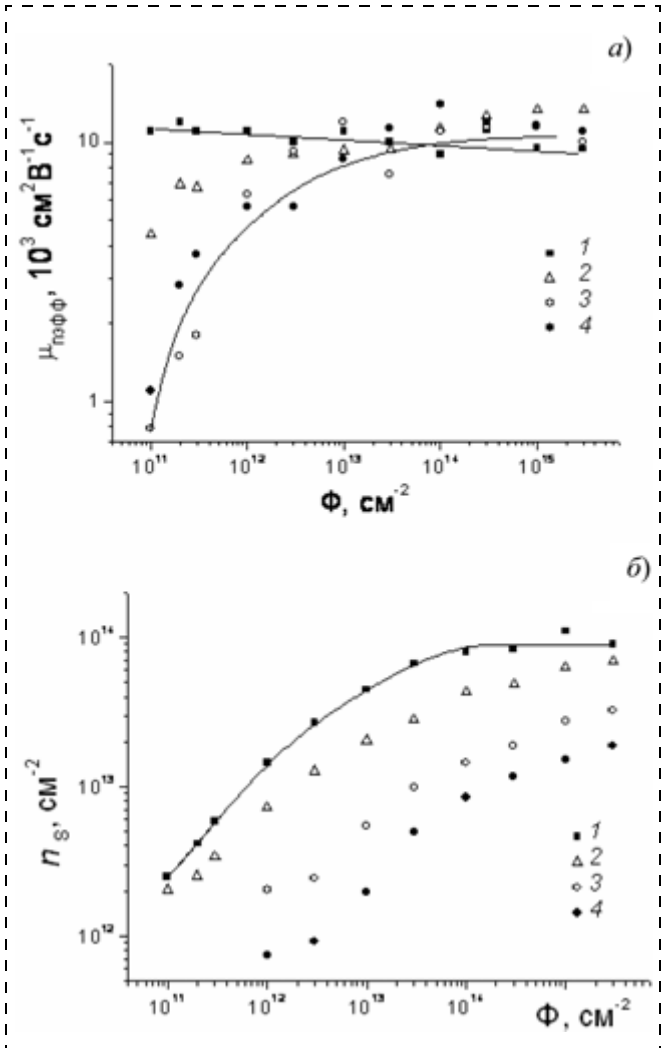


Рис. 4. Дозовая зависимость слоевой концентрации  $n_s$ :

$a$  — эффективной подвижности  $\mu_{\text{эфф}}$ ;  $b$  — электронов после облучения ионами бора с энергией  $E = 100$  кэВ. Номера экспериментальных кривых соответствуют рис. 3

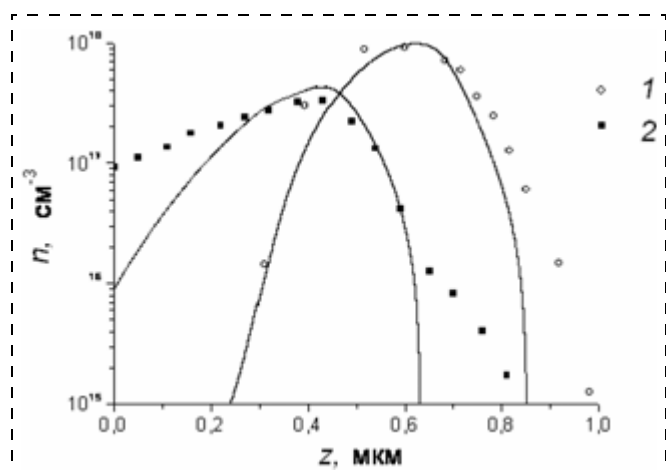


Рис. 5. Профили пространственного распределения концентрации электронов  $n$  по глубине  $z$  после облучения образцов эпитаксиальной пленки № 4 (состав на поверхности  $x = 0,64$ ) ионами  $V^+$  с энергией 100 кэВ

Поток облучения: 1 —  $\Phi = 10^{14}$   $\text{cm}^{-2}$ ; 2 —  $\Phi = 10^{15}$   $\text{cm}^{-2}$ . Непрерывные кривые — расчетные профили пространственного распределения  $n(z)$

Проведенное моделирование процесса радиационного дефектообразования и сравнение теоретически рассчитанных кривых с экспериментом (рис. 5 [35]) позволило сделать вывод, что форма профиля пространственного распределения объемной концентрации электронов, а также значение концентрации электронов в его максимуме полностью определяются составом КРТ в области локализации профиля радиационных дефектов.

## Заключение

Проведенный обзор влияния различных видов облучения на свойства КРТ показывает, что данный материал практически не теряет своих качеств при облучении потоками электронов до  $10^{17}$  см<sup>-2</sup> и гамма-квантами дозами до  $10^6$  Р. Заметное изменение электрофизических и фотоэлектрических характеристик отмечается только в материале с высокой исходной дефектностью (подвижность  $\leq 10^4$  см<sup>2</sup>·В<sup>-1</sup>·с<sup>-1</sup>, время жизни неосновных носителей заряда менее 100 нс). Образующиеся при электронном и протонном облучении дефекты термически мало стабильны и почти полностью отжигаются при температурах порядка 100° С.

Механизмы образования электрически активных РД и процесс их эволюции сходны как в эпитаксиальных пленках, так и в объемном материале КРТ. При этом можно предположить, что основными радиационными дефектами, определяющими свойства облученного КРТ, являются дефекты в металлической подрешетке HgTe независимо от типа воздействующих частиц.

Наблюдаемые отличия результатов облучения на эпитаксиальных пленках МЛЭ КРТ с переменным составом и объемном материале КРТ, главным образом, обусловлены различной динамикой накопления электрически активных РД и зависимостью электрофизических свойств материала от состава КРТ.

## Список литературы

1. Melngailis J., Ryan J. L., Harman T. C. Electron radiation damage and annealing of HgCdTe at low temperature // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. P. 2647.
2. Naber J. A., Leadon R. E., Harper H. T., Green B. A., Mallon C. E. Effects of electron irradiation at 80 K on ternary compounds containing Tellurium // Lattice Defects in Semiconductors. London, U. K.: Inst. Physics, 1974. P. 321.
3. Leadon R. E., Mallon C. E. Model for defects in HgCdTe due to electron irradiation // Infrared Phys. 1975. V. 15. P. 259.
4. Mallon C. E., Green B. A., Leadon R. E., Naber J. A. Radiation effects in HgCdTe // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1975. V. 22. P. 2283.
5. Green B. A., Leadon R. E., Mallon C. E. Mobility changes produced by electron irradiation of n-type HgCdTe // J. Appl. Phys. 1976/ V. 47. P. 3127.
6. Leadon R. E., Mallon C. E., Naber J. A. Effects of radiation on the low-temperature carrier recombination lifetimes in HgCdTe // Proc. Int. Conf. Radiation Effects in Semiconductors. London, U. K.: Inst. Phys. 1977. P. 514.
7. Брудный В. Н., Войцеховский А. В., Гречух З. Г. и др. Электрофизические и рекомбинационные характеристики Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te, облученного электронами при T = 300 К // ФТП. 1977. Т. 11, № 8. С. 1540.
8. Зайтов Ф. А., Бовина Л. А., Мухина Д. В. и др. Влияние электронного и гамма-облучения на электрофизические свойства твердых растворов CdHgTe // Полупроводни-

ки с узкой зоной и полиметаллы. Материалы IV Всесоюзного симпозиума. Львов: Вища школа, 1975. Ч. V. С. 43—45.

9. Войцеховский А. В., Коханенко А. П., Лиленко Ю. В., Петров А. С. Скорости введения дефектов в Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te при электронном облучении // Материалы Всесоюзного семинара по проблеме "Физика и химия полупроводников". 1987. С. 57—59.

10. Войцеховский А. В., Коротаев А. Г., Коханенко А. П. Электрон-позитронная аннигиляция в узкозонных полупроводниках Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te // Известия высших учебных заведений "Физика". 1995. № 10. С. 3—21.

11. Войцеховский А. В., Коханенко А. П., Коротаев А. Г. Исследование отжига радиационных дефектов в кристаллах Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te / Физ. электроника. 1988. Вып. 37. С. 53—58.

12. Зайтов Ф. А., Исаев Ф. К., Горшков А. В. Дефектообразование и диффузионные процессы в некоторых полупроводниковых твердых растворах. Баку: Азернешир, 1984. 211 с.

13. Войцеховский А. В., Волошин В. О., Гольман М. Б., Коханенко А. П. Низкотемпературное облучение кристаллов Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te гамма-квантами // Материалы Всесоюзного семинара по проблеме "Физика и химия полупроводников". 1987. С. 95—97.

14. Войцеховский А. В., Денисов Ю. А., Коханенко А. П. и др. Особенности спектральных и рекомбинационных характеристик МЛЭ-структур на основе CdHgTe // Автоматика. 1998. № 4. С. 47—58.

15. Войцеховский А. В., Коханенко А. П., Григорьев Д. В. и др. Облучение высокоэнергетическими электронами и гамма-квантами эпитаксиальных пленок КРТ, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии // Прикладная физика. 2003. № 5. С. 99—101.

16. Войцеховский А. В., Коротаев А. Г., Коханенко А. П. Радиационное дефектообразование в кристаллах КРТ, облученных ионами водорода с энергией 10 МэВ // ФТП. 1996. Т. 30. № 9. 1565—1569.

17. Kolodny A., Kidron J. Properties of ion-implanted junction in mercury-cadmium-telluride // IEEE Trans. Electron. Devices. 1980. V. ED-27, N 1. P. 37—43.

18. Margalit S., Nemirovsky Y., Rotstein I. Electrical properties ion-implanted layers in HgCdTe // J. Appl. Phys. 1979. V. 50, N 10. P. 6386—6389.

19. Водопьянов Л. К., Козырев С. П., Спицын А. В. Ионная имплантация примесей в n-HgCdTe. I. Ионы второй группы Mg<sup>+</sup>, Zn<sup>+</sup>, Cd<sup>+</sup> // ФТП. 1982. Т. 16, № 5. С. 782—788.

20. Водопьянов Л. К., Козырев С. П., Спицын А. В. Ионная имплантация примесей в n-HgCdTe. II. Ионы II группы Al<sup>+</sup>, Ga<sup>+</sup> // ФТП. 1982. Т. 16, № 6. С. 972—977.

21. Destefanis G. L. Ion implantation in HgCdTe // Nucl. Instr. Meth. 1983. V. 209/210. P. 567—580.

22. Schaake H. F. Ion implantation damage in Hg<sub>0,8</sub>Cd<sub>0,2</sub>Te // J. Vac. Sci. Technol. A. 1986. N 4 (4). P. 2174—2176.

23. Bubulac L. O. Behavior of implantation induced defects in KPT // J. Vac. Sci. Tech. 1982. V. 21, N 1. P. 251—254.

24. Destefanis G. L. Electrical Doping of HgCdTe by ion implantation and heat treatment // J. Cryst. Growth. 1988. V. 86. P. 700—722.

25. Войцеховский А. В., Петров А. С., Кулинаускас В. С. и др. Радиационные дефекты в кристаллах Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te, имплантированных ионами Ag<sup>+</sup> // Известия вузов СССР. Физика. 1988. Т. 31, № 12, С. 83—90.

26. Voitsekhovskii A. V., Lilenko Yu. V., Shastov K. V. et al. Radiation-Induced Defects in Implanted Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te Crystals // Physica Status Solidi(a). 1989. V. 13, N 1. P. 285—294.

27. Войцеховский А. В., Коротаев А. Г., Коханенко А. П. Распределение профилей радиационных дефектов в КРТ после ионной имплантации // Прикладная физика. 2000. № 6. С. 38—44.

28. Kumar R., Dutt M. B., Nath R., Chander R., Gupta S. C. Boron ion implantation in p-type Hg<sub>0,8</sub>Cd<sub>0,2</sub>Te // J. Appl. Phys. 1990. V. 68, N 11. P. 5564—5566.

29. Kao T.-M., Sigmon T. W., Bubulac L. O. Use of native oxide and multiple — step anneals to active boron implanted HgCdTe // J. Vac. Sci. Technol. A5 (5). 1987. P. 3175—3179.

30. Талипов Н. Х., Качурин Г. А., Попов В. П. Особенности распределения донорных центров в имплантированном

бором  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  при накоплении радиационных дефектов // Тезисы докладов III Всесоюз. конференции "Ионно-лучевая модификация полупроводников и других материалов микроэлектроники". Новосибирск, 1991. С. 31.

31. **Талипов Н. Х., Качурин Г. А.** Термический отжиг имплантированного бором  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  // Тезисы докладов III Всесоюз. конференции "Ионно-лучевая модификация полупроводников и других материалов микроэлектроники". Новосибирск, 1991. С. 86.

32. **Овсюк В. Н., Талипов Н. Х.** Особенности распределения донорных центров в кристаллах  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$   $p$ -типа при низкотемпературной ионной имплантации // Прикладная Физика. 2003. № 5. С. 87–92.

33. **Войцеховский А. В., Коханенко А. П.** Профили распределения дефектов в КРТ при внедрении ионов // Изв. вузов. Физика. 1998. № 1. С. 101–116.

34. **Войцеховский А. В., Григорьев Д. В., Коханенко А. П., Талипов Н. Х.** Процессы радиационного дефектообразования в варизонных структурах МЛЭ КРТ при ионной имплантации // Прикладная физика. 2005. № 3. С. 83–88.

35. **Войцеховский А. В., Григорьев Д. В., Коханенко А. П.** и др. Динамика накопления электрически активных радиационных дефектов при имплантации варизонных эпитаксиальных пленок МЛЭ КРТ // Известия ВУЗов. Физика. 2006. № 9. С. 25–28.

УДК 681.2.084

**Ю. А. Вареник**, аспирант,  
**Р. М. Печерская**, д-р техн. наук, проф.,  
Пензенский государственный университет,  
e-mail: micro@pnzgu.ru

## ФОРМИРОВАНИЕ ТЕСТОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ВОЛЬТ-ФАРАДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

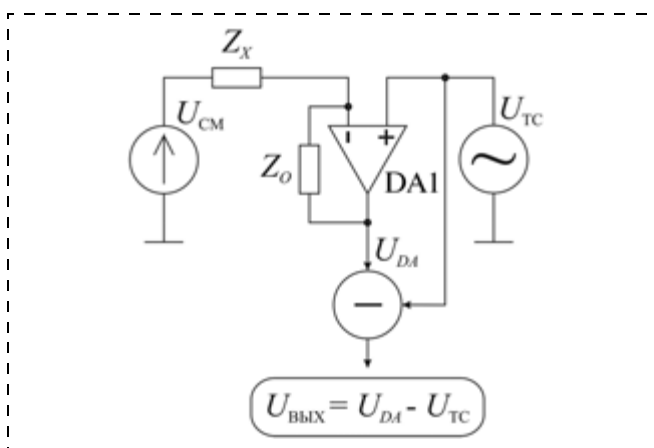
*Рассмотрены вопросы формирования тестового воздействия на микро- и нанополупроводниковые структуры при измерении вольт-фарадных характеристик (ВФХ). Предложена необычная схема формирователя тест-сигнала на основе принципа мостового включения генераторов и нагрузки. Описан разработанный измерительный модуль на основе предложенной схемы.*

**Ключевые слова:** вольт-фарадные характеристики, МДП-структуры, полупроводниковые структуры, тест-сигнал, импеданс, преобразователь импеданса

При построении автоматизированных средств измерения вольт-фарадных характеристик (ВФХ) всегда актуален вопрос, каким образом одновременно подавать на объект измерения (МДП-структуру, варикап и прочие полупроводниковые структуры) высокоточное постоянное напряжение смещения и малое переменное напряжение различной частоты. Возникают проблемы, связанные с технической сложностью построения широкополосных по частоте каскадов, формирующих сумму малого переменного тест-сигнала (порядка 10 мВ амплитуды) и напряжения смещения (порядка 30–100 В). Указанные сложности обусловлены сужением частотного диапазона формирующих каскадов корректирующими звеньями, а также влиянием паразитных параметров соединительных кабелей на измерительный и тестовый сигналы.

Изложенные задачи могут быть решены использованием мостовой схемы включения усилительных каскадов для постоянного и переменного напряжений и нагрузки — объекта измерения. При этом схема соединения усилителей и объекта измерения должна быть с гальваническими связями для обеспечения нужного напряжения смещения на объекте измерения (рис. 1).

Для того чтобы такая схема могла обеспечить высокую точность измерения ВФХ в широком диапазоне частот, могут потребоваться операционные усилители, обладающие высокими скоростными характеристиками, малыми входными токами пикоамперного диапазона, высоким подавлением синфазной составляющей входных напряжений, малым напряжением смещения (единицы микровольт). Первые три требования будут предъявляться к операционному усилителю (ОУ), преобразующему ток, протекающий через объект измерения в напряжение — это ОУ DA1 (см. рис. 1). Последнее требование — к ОУ, на базе которых могут быть построены источники напряжения смещения и переменного тест-сигнала, так как необходимо обеспечить высокую точность постоянного напряжения смещения. В данном случае усилитель, выступающий в качестве источника напряжения смещения, работает только с постоянным напряжением, и не нужно от него добиваться широкой полосы частот, что значительно может упростить его конструкцию и способы частотной коррекции. Усилитель, создающий переменный тест-сигнал, может работать в режиме малого сигнала и без постоянной составляющей. От него лишь требу-



**Рис. 1.** Мостовая схема включения источников тестовых воздействий и объекта измерения ( $U_{CM}$  — постоянное напряжение смещения,  $U_{DA}$  — выходное напряжение ОУ DA1,  $U_{TC}$  — напряжение переменного тест-сигнала,  $Z_O$ ,  $Z_X$  — образцовое и измеряемое комплексные сопротивления соответственно,  $U_{ВЫХ}$  — выходное напряжение, обратно пропорциональное  $Z_X$ )