А. П. Степовик

# ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В КОМПОНЕНТАХ РАДИОЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЫ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСОВ РЕНТГЕНОВСКОГО И ЭЛЕКТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЙ

РФЯЦ – ВНИИТФ Снежинск • 2010 УДК 539.16.04:621.3.049.77 ББК 31.4 С79

Спеповик А. П.

C79

Термомеханические эффекты в компонентах радиоэлектронной аппаратуры при воздействии импульсов рентгеновского и электронного излучений. — Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2010. — 256 с., ил.

ISBN 978-5-902278-40-5

В монографии рассмотрена совокупность термомеханических эффектов, возникающих в материалах и элементах радиоэлектроники при воздействии мощных импульсов рентгеновского излучения и электронного, наиболее близкого по своим проникающим способностям к рентгеновскому. Основное внимание уделено фактическому материалу, полученному автором с сотрудниками в условиях ядерного взрыва и на мощных электронных ускорителях при исследовании эффектов, вызванных облучением.

Представлен обзор методов диагностики мощных импульсных электронных пучков, используемых при проведении исследований. Рассмотрены вопросы использования кварцевых пьезодатчиков «неодномерной» геометрии, а также пьзокерамики ЦТС-19 при регистрации импульсных термомеханических напряжений.

Отмечена общность рассмотренных физических процессов с процессами, изучаемыми в исследованиях, проводимых на других источниках импульсных излучений. В результате, расширен круг источников излучений, с помощью которых возможно проводить исследования термомеханических эффектов и динамической прочности облучаемых материалов.

Книга предназначена для широкого круга специалистов с разным уровнем подготовки, как начинающих исследовательскую работу в данной области физики, так и уже имеющих определенный опыт.

> УДК 539.16.04:621.3.049.77 ББК 31.4

© ФГУП «РФЯЦ – ВНИИТФ им. академ. Е. И. Забабахина», 2010

ISBN 978-5-902278-40-5

## Моим родителям, Петру Тимофеевичу и Галине Семеновне, посвящается

# ОГЛАВЛЕНИЕ

| Об авторе  | 8        |
|--|----------|
| Список принятых сокращений и некоторых обозначений                         | 9        |
| Введение   | 10       |
|  |          |
| Плава І. ГЕРМОМЕХАНИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ   |          |
| ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ ЭНЕРГИИ ИМПУЛЬСНОГО   | 14       |
| РЕНПЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  | 14       |
| 1.1. Возможность возникновения   |          |
| термомеханических напряжений при облучении                                 | 14       |
| 1.2. Методологические вопросы исследований                                 | 23       |
| 1.3. Эффекты в однородных и гетерогенных материалах                        | 24       |
| 1.3.1. Легкоплавкие материалы на основе свинца и олова                     | 24       |
| 1.3.2. Полупроводниковые материалы   | 26       |
| 1.3.3. Слойки из однородных материалов                                     | 31       |
| 1.3.4. Гетерогенные материалы  | 38       |
| 1.4. Повреждения в компонентах РЭА   | 41       |
| 1.4.1. Отрыв электрода от кристалла полупроводника                         |          |
| и траверсы   | 43       |
| 1.4.2. Повреждение кристалла в полупроводниковом прибор                    | e 45     |
| 1.4.3. Связь электрических характеристик                                   |          |
| с видами повреждений элементов РЭА   | 49       |
| 1.4.4. Стойкость полупроводниковых приборов                                |          |
| к действию РИ  | 50       |
| 1.4.5. Другие элементы РЭА   | 53       |
| 1.4.6. Возможности повышения уровня стойкости                              |          |
| элементов РЭА  | 53       |
| Список литературы  | 55       |
| Глара 2. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ                              |          |
|  |          |
| НУ ТКОВДЛЯ СОЗДАНИЯ ТЕГМОМЕДАНИ ТЕСКИХ<br>НАПРЯЖЕНИЙ В ОБЛУЧАЕМЫХ ОБРАЗНАХ | 50       |
|  | 59       |
| 2.1. Ларакисристики некоторых мощных российских                            | 50       |
| и зарубежных ускорителей электронов прямого действия                       | 59       |
| 2.2. Диагностика импульсных электронных пучков                             | 03<br>62 |
| 2.2.1. Длительность тока электронов ускорителя                             | 03       |
| 2.2.2. Распределение энергии по сечению пучка электронов                   | 70       |
| 2.2.3. Измерения флюенса энергии электронов                                | /5       |
| 2.2.4. угловое распределение пучков,                                       | 02       |
| выведенных в атмосферу   | 93       |
| 2.2.5. Спектральные измерения  | 111      |
| 2.3. Повреждение электронными пучками материалов                           |          |
| и компонентов РЭА  | 123      |

| 2.3.1. Методические вопросы облучения                    | 123 |
|--|-----|
| 2.3.2. Легкоплавкие материалы и припои                   | 129 |
| 2.3.3. Галлиевые припои                                  | 134 |
| 2.3.4. Полупроводниковые материалы                       | 136 |
| 2.3.5. Конструкционные материалы:                        |     |
| медь и алюминиевые сплавы                                | 140 |
| 2.3.6. Некоторые дискретные компоненты РЭА               | 145 |
| Список литературы  | 150 |
| Глава 3. ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИХ                  |     |
| НАПРЯЖЕНИЙ, ВОЗНИКАЮЩИХ                                  |     |
| ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИМПУЛЬСНЫМИ ПУЧКАМИ                        |     |
| ЭЛЕКТРОНОВ   | 160 |
| 3.1. Методы диагностики импульсных                       |     |
| термомеханических напряжений                             | 160 |
| 3.1.1. Кварцевые датчики давления                        |     |
| («одномерная» геометрия)                                 | 162 |
| 3.1.2. Кварцевые датчики давления                        |     |
| («неодномерная» геометрия)                               | 166 |
| 3.1.3. Пьезокерамика ЦТС-19                              | 177 |
| 3.2. Влияние помех на электрические измерения            |     |
| на электронных ускорителях                               | 183 |
| 3.2.1. Источники помех на ускорителях электронов         |     |
| прямого действия   | 183 |
| 3.2.2. Влияние помех на измерения электрических сигналов |     |
| с кварцевых датчиков и способы уменьшения                |     |
| ИХ ВЛИЯНИЯ   | 188 |
| 3.3. Использование электронных пучков для исследований   |     |
| термодинамических и упругих параметров материалов        | 195 |
| 3.3.1. Некоторые способы исследований                    |     |
| коэффициента Грюнайзена в твердом теле                   | 196 |
| 3.3.2. Коэффициент Грюнайзена легкоплавких материалов    | 205 |
| 3.3.3. Исследование коэффициента Грюнайзена              |     |
| анизотропных углеродных материалов                       | 208 |
| 3.3.4. Прохождение импульсных напряжений                 |     |
| короткой длительности по цилиндру                        |     |
| из плавленого кварца                                     | 216 |
| 3.3.5. Отражение импульсных напряжений                   |     |
| короткой длительности                                    |     |
| от свободной поверхности образца под углом 45°           | 221 |
| Список литературы  | 228 |

| Глава 4. ВЛИЯНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ  |     |
|---|-----|
| НА ВОЗНИКАЮЩИЕ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИЕ                  |     |
| ЭФФЕКТЫ В КОМПОНЕНТАХ РЭА                         | 236 |
| 4.1. Сравнение результатов исследований           |     |
| механических повреждений, вызванных облучением РИ |     |
| и электронными пучками                            | 236 |
| 4.1.1. Однородные материалы                       | 237 |
| 4.1.2. Слоистые структуры                         | 240 |
| 4.1.3. Гетерогенные материалы                     | 242 |
| 4.1.4. Компоненты РЭА                             | 243 |
| 4.2. Возможность исследований                     |     |
| термомеханического действия РИ                    |     |
| с помощью импульсных электронных пучков           | 244 |
| 4.3. Возможные направления исследований           |     |
| термомеханических эффектов с помощью импульсных   |     |
| электронных пучков                                | 249 |
| Список литературы                                 | 253 |

## ОБ АВТОРЕ



Александр Петрович Степовик родился 12 сентября 1941 года в селе Сеферовка Винницкой области. Отец, Петр Тимофеевич, его брат и трое братьев матери воевали на фронтах Великой Отечественной войны с первых её дней. Мать, Галина Семеновна, жила в оккупации с двумя маленькими детьми (дочь родилась в 1940 году) и родителями до освобождения Украины от немецко-фашистских захватчиков. Немалое мужество потребовалось ей, чтобы выжить в то тяжелое время и сохранить детей.

Среди возвратившихся с войны семья не досчиталась брата отца — погиб. Петр Тимофеевич из-за нехватки в послевоенное время офицеров с высшим образованием не был демобилизован и продолжал служить, вплоть до выхода в отставку в звании полковника.

В 1958 году Александр Петрович окончил школу с серебряной медалью в поселке Юганец Горьковской области. Работал электромонтером связи в войсковой части, а в 1959 году поступил на радиофизический факультет Горьковского государственного университета.

По окончании учебы с 1965 года А. П. Степовик работает в научно-исследовательском отделении экспериментальной физики РФЯЦ – ВНИИТФ. С 1969 года – участник подземных ядерных испытаний на Новоземельском и Семипалатинском (до его закрытия) полигонах. В настоящее время является ведущим научным сотрудником. Награжден медалью «60 лет ядерному щиту Отечества».

В 1977 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук, а в 2007-м — на соискание докторской степени. Ученое звание — старший научный сотрудник по специальности «экспериментальная физика».

Основные научные интересы — радиационная физика, мощные импульсные электронные пучки и их применение в различных областях радиационной физики. Он автор и соавтор свыше 80 статей и докладов, опубликованных в различных научных журналах и в материалах российских и международных конференций. В их числе: «Журнал технической физики», «Прикладная механика и техническая физика», «Приборы и техника эксперимента», «Проблемы прочности», «Физика металлов и металловедение», «Вопросы атомной науки и техники», «Физика полупроводников» и др.

Увлечения — фотография, участие в ежегодных фотовыставках, как городских, так и организуемых в отделении экспериментальной физики; пение в хоре народного театра оперетты г. Снежинска; обработка поделочных камней, изготовление ювелирных украшений.

## СПИСОК ПРИНЯТЫХ СОКРАЩЕНИЙ И НЕКОТОРЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

| BB              | взрывчатое вещество                    |  |  |
|-----------------|--|--|--|
| ГИН             | генератор импульсных напряжений        |  |  |
| ГУП             | упругий предел Гюгонио                 |  |  |
| ДФЛ             | двойная формирующая линия              |  |  |
| ЕДН             | емкостной делитель напряжения          |  |  |
| ИМС             | интегральная микросхема                |  |  |
| KA              | космический аппарат                    |  |  |
| КД              | кабельный датчик                       |  |  |
| ЛС              | линия связи                            |  |  |
| РИ              | рентгеновское излучение                |  |  |
| РЭА             | радиоэлектронная аппаратура            |  |  |
| СФИ             | система формирования импульса          |  |  |
| ТМ              | технические мероприятия                |  |  |
| УВ              | ударная волна                          |  |  |
| УТ              | ускорительная трубка                   |  |  |
| ΦΟ (ΦΟΟ)        | физический (облучательный ) опыт       |  |  |
| ЦФ              | цилиндр Фарадея                        |  |  |
| ЭВП             | электровзрывающиеся проводники         |  |  |
| ЯВ              | ядерный взрыв                          |  |  |
| ОК              | ядерное оружие                         |  |  |
| ρ               | плотность материала                    |  |  |
| Z               | атомный номер материала                |  |  |
| Г               | коэффициент Грюнайзена материала       |  |  |
| F               | флюенс энергии РИ                      |  |  |
| Φ               | флюенс энергии электронов              |  |  |
| T <sub>ýô</sub> | эффективная температура                |  |  |
| E               | энергия кванта                         |  |  |
| $I_i$           | потенциал ионизации і-й оболочки атома |  |  |
| σ               | сечение фотоэффекта                    |  |  |
| Pò              | давление                               |  |  |
| t <sub>è</sub>  | длительность импульса                  |  |  |
| E <sub>0</sub>  | модуль Юнга                            |  |  |
| -               |  |  |  |

## введение

Исторически сложилось так, что изучение свойств твердых тел при динамическом нагружении, возникновение в них механических напряжений и повреждений было обусловлено, не в последнюю очередь, военными проблемами. Отсюда основной упор в исследованиях делался на использование энергии химических взрывчатых веществ (ВВ). В дальнейшем для этих целей были разработаны более «лабораторные» методы нагружения материалов с использованием разгона ударников в специальных пушках, электрического взрыва тонкой металлической фольги и др. Всё это позволяло проводить исследования в милли- и микросекундном диапазонах времени нагружения изучаемых образцов при давлениях в единицы и десятки ГПа и не в единичных полигонных экспериментах, а обычных лабораторных условиях.

Появление атомного и термоядерного оружия привело к дальнейшему развитию исследований механических и прочностных свойств материалов, причем большое внимание уделялось их изучению при импульсном термомеханическом нагружении. Это связано с тем, что кроме ударной волны (УВ), светового и проникающих излучений ядерного взрыва (ЯВ) к числу поражающих факторов стали относить и рентгеновское излучение (РИ). Время выделения энергии излучений при ЯВ могло быть достаточно малыми (до десятков наносекунд), поэтому во многих случаях нагрев облучаемых РИ объектов можно было рассматривать как практически мгновенный. Помимо чисто физических интересов, отчасти и с этих позиций возникла проблема исследований поведения материалов при малых временах выделения энергии в веществе.

Интенсивные лабораторные исследования термомеханических эффектов, возникающих в материалах при быстром разогреве излучением, ведутся сравнительно недавно, фактически – с появлением мощных импульсных лазеров и импульсных электронных ускорителей. Разработка электронных ускорителей, а недавно и ионных, имеющих длительность импульсов излучения в наносекундном диапазоне времени, в сочетании с разработкой лазерных источников излучения с длительностью импульсов на много порядков меньшей, чем у ускорителей, дали возможность исследовать поведение материалов в широчайшем диапазоне изменений параметров возникающих термомеханических напряжений. В результате, учитывая пробеги этих излучений в веществе, можно было исследовать влияние длительности воздействия начиная с пико- и наносекундного диапазонов времени, на возникающие термомеханические напряжения при уровнях разогрева, приводящих к испарению вещества, его плавлению или появлению откольных явлений.

Таким образом, с учетом классических лабораторных методов исследований прочностных свойств материалов перекрывался диапазон времен воздействия импульсных напряжений от «статики» до времен порядка единиц и долей наносекунд. Это позволило развивать теорию кинетической прочности материалов, получать термодинамические уравнения состояния конденсированных сред в широком диапазоне давлений и температур.

Поглощение РИ ЯВ веществом приводит к реализации в нём разнообразных эффектов, начиная с отдельных повреждений до испарения вещества. С одной стороны, это излучение выступает как поражающий фактор ЯВ при его действии на облучаемые объекты, а с другой стороны, оно является источником излучения, позволяющим исследовать термомеханическое поведение конденсированной среды в диапазоне её разогрева вплоть до экстремальных условий. Учитывая, что глубина проникновения РИ в вещество может быть на много порядков больше, чем излучения лазера, видно, что это излучение является уникальным инструментом, позволяющим решать многие задачи физики твердого тела.

К сожалению, проведение экспериментальных работ с этим излучением в настоящее время невозможно ввиду запрещения испытаний ядерного оружия (ЯО). Однако за время проведения испытаний в физических облучательных опытах (ФО, ФОО) накоплен достаточно большой экспериментальный материал, позволяющий провести некоторую систематизацию и обобщение полученных результатов. Результаты расчетных работ изложены в журнальных публикациях и, по крайней мере, в одной монографии (Физика ядерного взрыва. Том 1 и 2. Под ред. В. М. Лоборева, Б. В. Замышляева, Е. П. Маслина и Б. А. Шилобреева (МО РФ, ЦФТИ). М.: Наука. Физматлит, 1997). Ряд результатов экспериментальных работ изложен только в виде отдельных журнальных публикаций. Настоящая монография направлена на ликвидацию, в определенных пределах, этого пробела. Большое количество экспериментальных работ носит закрытый характер, поэтому автор не претендует на полноту изложения затрагиваемых проблем.

В силу закрытости исследований и из-за прекращения подземных испытаний, как уже указывалось выше, проведение работ с мощным импульсным РИ невозможно. Однако рядом авторов были сделаны попытки смоделировать его действие в лабораторных условиях. В настоящее время источником, позволяющим это сделать в наибольшем объеме, является электронное излучение мощных импульсных ускорителей. Это следует из рассмотрения физики взаимодействия различных излучений с веществом.

Электронное излучение мощных высокоэнергетических ускорителей (максимальная энергия электронов достигает нескольких мегаэлектронвольт) имеет величину пробега в веществе, наиболее близкую к РИ. Длительность импульса тока электронов современных ускорителей может быть близкой к длительности импульса РИ ЯВ. Поэтому, изменяя энергию и длительность импульса электронов, можно в определенных пределах моделировать импульс РИ, если не в полном объеме, то, по крайней мере, частично (для отдельных областей спектра).

Отсюда, исследуя поведение одинаковых образцов материалов или некоторых конструкций, в частности радиоэлектронной аппаратуры (РЭА), при облучении этими излучениями, можно найти связь между изменением их параметров, что может позволить, в свою очередь, проводить необходимые исследования в лабораторных условиях в отсутствие источников РИ. Кроме того, сочетание исследований с помощью электронного и лазерного излучений дает возможность для проведения работ в более широком диапазоне длительностей их действия и величин разогревов.

Исследования в ФО при проведении испытаний ЯО, а также исследования на импульсных электронных ускорителях проводились автором с сотрудниками в течение нескольких десятилетий. Они позволили накопить определенный экспериментальный материал, изложенный в настоящей монографии и представляющий интерес для научных работников, технологов, инженерно-технических работников и др.

Монография состоит из четырех глав. В первой главе рассмотрены термомеханические эффекты, возникающие при облучении РИ ЯВ материалов и элементов РЭА. Рассмотрена методология проведения исследований и некоторые результаты, полученные в ФО. В числе облучаемых образцов были однородные материалы, гетерогенные структуры и сложные конструкции РЭА в виде полупроводниковых приборов. Было показано, что в числе причин, вызывающих повреждение таких приборов, немаловажную роль может играть технология изготовления облучаемых образцов, что в ряде случаев являлось определяющим при установлении их уровней повреждения.

Во второй главе рассмотрена методология проведения исследований на мощных импульсных ускорителях электронов и полученные результаты. Описаны методы, разработанные для диагностики мощных пучков электронов (спектра, флюенса энергии, распределения флюенса по сечению пучка электронов и др.), возможность использования электронных пучков для исследований термомеханических напряжений и др.

В третьей главе рассмотрены методы диагностики импульсных термомеханических напряжений, возникающих в облучаемых образцах при их исследованиях на электронных ускорителях. В основном для этих целей использовались кварцевые датчики («одномерной» и «неодномерной» геометрии) или пьезокерамические, на основе керамики ЦТС-19. Отдельно рассмотрены вопросы влияния электромагнитных помех на измерения и способы уменьшения этого влияния при работе с электронным пучком. Изложен ряд результатов, полученных с использованием пьезодатчиков.

В четвертой главе на основании сравнения результатов, полученных при облучении материалов и компонентов РЭА РИ и импульсными электронными пучками, рассмотрено влияние физических параметров излучений на возникающие термомеханические эффекты. Показана целесообразность и необходимость исследований термомеханических напряжений с использованием электронных пучков.

Автор не претендует на исчерпывающую полноту изложения всех затронутых в книге вопросов. Для этой цели необходим, скорее всего, выпуск многотомного издания.

Автор считает своим приятным долгом поблагодарить руководителя отделения экспериментальной физики РФЯЦ – ВНИИТФ д. ф.-м. н., профессора А. В. Лукина, которому принадлежит идея написания этой книги, сотрудников РФЯЦ – ВНИИТФ: д. т. н., профессора Н. П. Волошина, кандидатов ф.-м. н. А. Т. Сапожникова, В. Н. Афанасьева, Д. В. Хмельницкого, прочитавших рукопись, и сделавших полезные замечания, а также выразить свою признательность сотрудникам РФЯЦ – ВНИИТФ, принимавшим участие в подготовке и проведении исследований: Ю. Ф. Тутурову, В. Н. Афанасьеву, П. И. Филимончевой, С. Н. Снегиреву, А. И. Кормилицыну, А. М. Ахлюстину.

Автор благодарен Л. В. Кобзевой за техническую помощь при оформлении рукописи.

# Глава 1. ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ ЭНЕРГИИ ИМПУЛЬСНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

#### 1.1. Возможность возникновения термомеханических напряжений при облучении

Все проникающие излучения ЯВ подразделяются по принципу их происхождения и времени выхода из взрывного устройства, в результате чего рассматриваются мгновенные компоненты излучения и вторичные. К числу мгновенных компонентов относят мгновенные нейтроны и гаммакванты, которые образуются в реакциях деления и синтеза, а также при их взаимодействии с конструктивными элементами этих устройств. Время выхода мгновенных компонентов зависит от конструкции взрывного устройства и составляет порядка  $10^{-8}$  с [1-1]. Вторичные компоненты образуются при взаимодействии мгновенных нейтронов с окружающей средой и в данной работе рассматриваться не будут.

Одновременно с проникающими излучениями при ЯВ как источнике мощного теплового излучения возникает и РИ. К числу проникающих излучений его не относят вследствие сильной зависимости коэффициентов ослабления излучения поглощающей средой от энергии рентгеновских квантов.

Действительно, при наземном взрыве или взрыве на небольшой высоте, где плотность атмосферы достаточно высокая, интенсивность РИ быстро уменьшается с увеличением расстояния от взрывного устройства за счет его поглощения воздухом. В силу этого в качестве факторов, непосредственно действующих на облучаемые объекты, находящиеся на значительном расстоянии от места взрыва в условиях атмосферы, можно учитывать только мгновенные компоненты проникающих излучений ЯВ.

Однако при высотном ЯВ, при значительной разреженности воздуха, РИ тоже может выступать как поражающий фактор для элементов и узлов РЭА, находящихся на большом расстоянии от места взрыва. Термин «высотный ядерный взрыв», согласно его определению [1-1], означает диапазон высот примерно 20...100 км. Основным фактором, обуславливающим такое деление, является необходимость рассмотрения и учета тех явлений, сопровождающих взрыв, которые играют меньшую роль при наземном взрыве или практически её не играют. К их числу относят: процесс образования и распространения электромагнитного импульса взрыва (ЭМИ), формирование и развитие плазменных образований в атмосфере, проявление влияния РИ взрыва и др.

Доля РИ может составлять до ~70% энергии взрыва [1-1]. Поэтому роль этого излучения может быть определяющей в ионизации воздуха, в формировании радиационных и электромагнитных эффектов в космических аппаратах (КА) гражданского и военного назначения. Учитывая, что это излучение действует одновременно с гамма-излучением взрыва, видно, что его роль как поражающего фактора ЯВ может быть очень высокой.

Для некоторого представления о реализуемом спектре РИ при ЯВ можно воспользоваться данными [1-1], где спектр аппроксимирован планковским излучением с некоторой эффективной температурой  $T_{\dot{y}\dot{0}}$ . Вид спектра при нескольких значениях  $T_{\dot{y}\dot{0}}$  приведен на рис. 1.1. Спектр с величиной  $T_{\dot{y}\dot{0}} = 1,6$  кэВ называют «мягким», для эффективной температуры 8 кэВ описываемый спектр называют «жестким».

Для специальных взрывных устройств в полном спектре РИ присутствуют как «мягкие», так и «жесткие» кванты, причем количество первых преобладает (рис. 1.2), [1-2]. Как видно из рис. 1.2, в полном спектре могут присутствовать кванты с энергиями от нескольких кэВ до нескольких десятков кэВ. Время его выхода, как и выхода гамма-излучения, составляет десятки наносекунд.

РИ с подобным спектром будет действовать на корпус облучаемого объекта, например, корпус КА. Однако на элементы РЭА, расположенные внутри его, будет действовать излучение, имеющее другой спектр. Это обусловлено тем, что при прохождении РИ через корпус КА, спектр РИ становится жестче в результате значительного ослабления в обла-

сти низкоэнергетичных квантов спектра.

Корпус любого КА должен иметь теплозащитный, силовой и другие составляющие его элементы. Естественно, что общая

Рис. 1.1. Энергетический состав теплового излучения равновесной плазмы  $E_{\rm p}$  с эффективной температурой  $T_{
m yo}$ , равной 1,6 кэВ, 5 кэВ и 8 кэВ [1-1]



толщина, а следовательно, и поглощающая способность корпуса, должна быть достаточно большой, чтобы выдержать перегрузки (силовые и тепловые) при выводе КА на орбиту. Поэтому реально на образцы, расположенные внутри его корпуса, может действовать лишь излучение с энергией свыше нескольких десятков кэВ, и именно оно может вызывать термомеханические эффекты в облучаемых образцах аппаратуры. В этой области энергий квантов взаимодействие РИ с веществом осуществляется вследствие двух эффектов: фотоэффекта и рассеяния атомными электронами.

В результате фотоэффекта электрону, связанному с атомом, передается вся энергия кванта РИ. При этом он покидает атом с кинетической энергией *E*<sub>1</sub>:

$$\boldsymbol{E}_1 = \boldsymbol{E} - \boldsymbol{I}_i, \tag{1.1}$$

где  $I_i$  – потенциал ионизации i-й оболочки атома; E – энергия кванта. Очевидно, что если  $E \le I_j$ , то с j-й оболочки фотоэффект невозможен. Освободившееся в результате фотоэффекта место на электронной оболочке заполняется электронами с вышерасположенных оболочек. Этот процесс сопровождается испусканием РИ или электронов Оже. Таким образом, в конечном итоге в фотоэффекте вся энергия квантов РИ преобразуется в кинетическую энергию фото- и Оже-электронов и энергию вторичных квантов.

Вероятность фотоэффекта сильно зависит от заряда атома, на котором происходит фотоэффект, и энергии квантов РИ. Для сечения фотоэффекта σ в рассматриваемой области энергий зависимость от энергии РИ и заряда вещества общеизвестна (см., например, [1-3]):

$$\sigma \sim Z^n E^{-m}$$
 при  $E > I_k$ ;  $4 \le n \le 5$ ;  $m = 3$ , (1.2)

где Z – заряд атома;  $I_k$  – потенциал ионизации k-оболочки атома, на котором происходит фотоэффект. Отсюда видно, что фотоэффект играет большую роль для тяжелых веществ; для легких веществ фотоэффект су-



щественен только при относительно небольших энергиях РИ.

В результате рассеяния атомными электронами рентгеновские кванты отклоняются от своего первоначального направления распространения с потерей энергии или без потери. Рассеяние с потерей энергии возникает, когда энергия

Рис. 1.2. Вид типичного спектра рентгеновского излучения ЯВ [1-2] квантов превосходит энергию связи электрона в атоме. Это, как известно, некогерентное или комптоновское рассеяние. При комптоновском рассеянии в результате столкновения рентгеновского кванта с электроном последний выбрасывается из атома. Квант при этом, рассеиваясь на угол 9, теряет долю энергии [1-3]

$$\Delta E = \frac{E^2}{m_0 c^2} \frac{1 - \cos \theta}{1 + \frac{E}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)},$$
 (1.3)

где  $m_0 c^2$  — энергия покоя электрона, равная 511 кэВ. Таким образом, при комптоновском рассеянии энергия рентгеновских квантов передается электронам отдачи. Если энергии рентгеновского кванта недостаточно для вырывания электрона из атома, то в результате рассеяния она не изменяется (когерентное рассеяние).

Поскольку в атоме одновременно присутствуют сильносвязанные и слабосвязанные электроны, то в спектре рассеянного излучения присутствуют обе компоненты: с измененной энергией и без изменения энергии. В зависимости от облучаемого материала и энергии квантов доля каждого излучения будет различна.

В диапазоне энергий квантов, прошедших через корпус КА, преобладающим эффектом взаимодействия РИ с веществом для большинства исследовавшихся различными авторами материалов является фотоэффект. Исключение составляют материалы с  $Z \le 14$ , для которых фотоэффект преобладает лишь при энергиях ниже ~50 кэВ. Так, например, для Si (Z = 14) при энергии квантов 30 кэВ [1-4]:

 $(\mu/\rho)_{\tau} = 1,102$  ñì <sup>2</sup>/ã;  $(\mu/\rho)_{coh} = 0,1305$  ñì <sup>2</sup>/ã;  $(\mu/\rho)_{inc} = 0,1508$  ñì <sup>2</sup>/ã; для Cu (Z=29):

 $(\mu/\rho)_{\tau} = 10,27$  ñì <sup>2</sup>/ã;  $(\mu/\rho)_{coh} = 0,3479$  ñì <sup>2</sup>/ã;  $(\mu/\rho)_{inc} = 0,1237$  ñì <sup>2</sup>/ã. При энергии 80 кэВ для Si:

 $(\mu/\rho)_{\tau} = 0,04786$  ñì <sup>2</sup>/ã;  $(\mu/\rho)_{coh} = 0,0241$  ñì <sup>2</sup>/ã;  $(\mu/\rho)_{inc} = 0,1485$  ñì <sup>2</sup>/ã; для Cu:

 $(\mu/\rho)_{\tau} = 0,5566$  ñì <sup>2</sup>/ã;  $(\mu/\rho)_{coh} = 0,06437$  ñì <sup>2</sup>/ã;  $(\mu/\rho)_{inc} = 0,1298$  ñì <sup>2</sup>/ã. Здесь  $(\mu/\rho)_{\tau}$  – массовый коэффициент ослабления для фотоэффекта;  $(\mu/\rho)_{coh}$  – массовый коэффициент ослабления для когерентного рассеяния;  $(\mu/\rho)_{inc}$  – массовый коэффициент ослабления для некогерентного рассеяния. При постановке экспериментов по исследованиям термомеханического действия РИ целесообразно выбирать условия, при которых расчет флюенсов, которыми облучаются образцы, наиболее прост и обеспечивается достаточно малая величина погрешности. Как известно [1-5], для коллимированного («узкий» пучок) монохроматического пучка РИ поглощение веществом подчиняется экспоненциальному закону:

$$F(x,t) = F_0(t)e^{-(\mu/\rho)(E)\rho x},$$
(1.4)

где F(x,t) — величина флюенса энергии в точке x в момент t;  $F_0(t)$  — величина флюенса энергии в падающем пучке;  $\mu/\rho(E)$  — массовый коэффициент ослабления квантов с энергией E;  $\rho$  — плотность вещества.

Для коллимированного пучка немонохроматического излучения флюенс энергии РИ при прохождении через слой х вещества можно записать так [1-3]

$$F = \int_{E_1}^{E_2} F_0 f(E) e^{-(\mu/\rho)_{tot,t}(E)\rho x} dE, \qquad (1.5)$$

где F — величина флюенса энергии PИ, прошедшего слой вещества;  $F_0$  — величина флюенса энергии в падающем пучке; f(E) — спектральное распределение РИ по энергиям;  $(\mu/\rho)_{tot,t}(E)$  — полный массовый коэффициент ослабления квантов с энергией E;  $E_1, E_2$  — границы спектрального распределения.

Поскольку ослабление излучения происходит как за счет истинного поглощения, так и за счет рассеяния, то массовый коэффициент ослабления является суммой двух коэффициентов:

$$\mu/\rho = (\mu/\rho)_{\text{ï}\ \hat{i}\ \tilde{a}\tilde{e}} + (\mu/\rho)_{\hat{o}\hat{a}\tilde{n}}, \qquad (1.6)$$

где ( $\mu/\rho$ )<sub>ї ї де</sub> — массовый коэффициент истинного поглощения; ( $\mu/\rho$ )<sub>бай</sub> — массовый коэффициент рассеяния. Выбирая геометрию облучения и материал фильтров для изменения величины флюенса энергии РИ, можно пренебречь вкладом рассеянного излучения в поток РИ, падающий на исследуемые образцы.

Массовые коэффициенты ослабления зачастую используют из справочников [1-4, 1-6], для сложных веществ эти коэффициенты можно определить по формуле [1-5]

$$\mu/\rho = \sum_{k} w_k (\mu/\rho)_k, \qquad (1.7)$$

где  $(\mu/\rho)_k$  – коэффициенты ослабления для составляющих элементов вещества;  $W_k$  – весовая доля k-й составляющей. Если условия «узкого» пучка не выполняются, необходимо учитывать фактор накопления.

При анализе механизмов повреждений элементов РЭА и вызывающих их термомеханических напряжений в качестве величины, характеризующей действие РИ на различные материалы, можно выбрать величину энергии, выделившейся на лицевой (со стороны падения излучения) поверхности материала,

$$W_0 = \int_{E_1}^{E_2} F(E) \, \frac{\mu_{en}}{\rho}(E) \, dE, \qquad (1.8)$$

где F(E) — величина флюенса энергии РИ, падающая на образцы; ( $\mu_{en}/\rho$ )(E) — полный массовый коэффициент ослабления для поглощения энергии РИ [1-6]. Такой выбор обусловлен тем, что  $W_0$ :

- рассчитывается достаточно просто для материала любого образца;
- для образцов с толщиной, много меньшей пробега квантов РИ, эта величина близка к энергии, поглощенной в образце;
- дает оценку величины энерговыделения в материале, близкую к максимальной, для слоев с толщиной, превышающей несколько микрометров.

Следует отметить, что при расчете по этой формуле не учитывается влияние флуоресценции и переноса энергии быстрыми электронами на величину энерговыделения на поверхности. Однако, как было показано рядом авторов, в исследуемом диапазоне энергий квантов РИ, для большинства облучаемых материалов влияние этих эффектов невелико. В дальнейшем в тексте, для краткости, под словами «энергия РИ, поглощенная в материале» подразумевается энергия РИ, поглощенная в поверхностном слое этого материала (со стороны падения излучения).

При поглощении материалом образца энергии РИ происходит практически мгновенное повышение температуры вещества. Это связано с тем, что поглощенная и рассеянная энергия РИ через энергию быстрых электронов (фото-, комптоновских, электронов Оже) передается решетке вещества за время порядка  $10^{-12}$  с, что соответствует времени релаксации в столкновениях типа электрон—фонон [1-7]. При таком повышении температуры образец не успевает расшириться, что приводит к возникновению в нём теплового давления. Это явление называют тепловым ударом [1-8], и оно может быть реализовано при действии на облучаемый материал излучений различной природы (лазерного, электронного и др.) короткой длительности. Для изотропного вещества поглощающей среды, сохраняющего свою начальную плотность  $\rho$ , развивается давление [1-9]

$$\boldsymbol{P}_{\mathrm{T}} = \tilde{\boldsymbol{A}} \boldsymbol{\rho} \boldsymbol{W}, \tag{1.9}$$

где Г – коэффициент Грюнайзена вещества; W – удельное энерговыделение РИ.

Профиль теплового давления в ряде материалов может быть близким к профилю поглощения энергии РИ. В частности, это справедливо для образцов материалов и большого количества дискретных элементов РЭА, для которых выполняются условия механической ( $t_{\mu} \ll l/c$ , где  $t_{\mu}$  – длительность импульса; l – характерный размер элемента и с – продольная скорость звука в веществе элемента) и тепловой ( $t_{\mu} \ll l^2/\chi$ , где  $\chi = k/\rho c_p$  – коэффициент температуропроводности; k – коэффициент теплопроводности;  $\rho$  – плотность;  $c_p$  – удельная теплоемкость вещества) мгновенности. Для большого числа исследуемых образцов материалов и дискретных элементов РЭА поглощение энергии РИ можно рассматривать однородным по пространству. Для неоднородного поглощения энергии величину l можно заменить на l' – расстояние, на котором энерговыделение РИ уменьшается в е раз.

В современной РЭА большое распространение получили интегральные микросхемы (ИМС). В них, а также в некоторых других дискретных элементах РЭА, имеется большое количество тонкопленочных покрытий и элементов конструкций, для которых условия мгновенности не выполняются ( $I/c < 10^{-8}$  с,  $I^2/\chi < 10^{-8}$  с), что приводит к усложнению расчетов возникающих напряжений.

Часто облученный образец можно представить в виде полуограниченного пространства или одномерной пластины малой (по сравнению с пробегом РИ) толщины. Разгрузка образца после облучения приводит в первом случае к формированию биполярного импульса напряжения с последовательностью фаз (как правило) сжатие—растяжение, распространяющегося вглубь образца. Во втором случае образуются две встречные волны растяжения, встречающиеся примерно посередине пластины. Если величина W и возникающий уровень давлений  $P_{\rm T}$  таковы, что откольных явлений не возникает, то в результате циркуляции волн движение сплошной среды носит колебательный характер.

Превышение величиной растягивающего напряжения критического разрушающего напряжения вещества приводит к отколу его слоя. Для иллюстрации влияния этого эффекта на рис. 1.3 приведена фотография лицевого откола в медной пластине, реализованного в одном из ФО. Изображение текста в виде отдельных локальных отколов получено за счет расположения перед медной пластиной (со стороны облучения) трафарета с отверстиями для прохождения РИ.

При превышении критического разрушающего напряжения свыше двух раз [1-10] после откола одного слоя может произойти откол второго и т. д. Это — так называемый множественный откол.

Величину максимальных растягивающих напряжений можно вычислить для некоторых частных случаев следующим образом. При однородном облучении плоского образца возникающее максимальное напряжение растяжения оценивается (если  $t_{\mu} \ll l/c = t$ , где l — толщина образца) по формуле (1.9). Если  $t \le t_{\mu}$ , то необходимо вводить коэффициент, учитывающий разгрузку образца за время действия импульса излучения.

В реальных конструкциях элементов РЭА часто встречаются слоистые структуры с различными коэффициентами поглощения энергии РИ. Так, в полупроводниковых приборах и микросхемах это различные напыленные слои на кристалл полупроводника; кроме того, сам кристалл присоединяется к корпусу также через слой металла. В конденсаторах это слои металла, диэлектрика и корпус; в вакуумных приборах — слои металла, керамики и стекла и т. д.

Для таких контактирующих соединений, если атомный номер одного материала выше атомного номера соединенного с ним другого материала (в частности, такая комбинация особенно распространена для корпусных полупроводниковых приборов), в первом будет выделяться много больше энергии, чем во втором материале. Поэтому в формировании волн термомеханических напряжений, возникающих в такой системе, основная роль принадлежит напряжениям, возникающим в первом материале.

Как следствие, при превышении величиной растягивающих напряжений, например, на границе поглощающий металл—кристалл полупроводника, предела прочности такого соединения происходит отрыв кристалла от металла, а если растягивающие напряжения превышают разрушающее напряжение кристалла, последний разрушается. Если слой поглощающего



Рис. 1.3. Надпись «Хлучи С-5 74», полученная при облучения РИ медной пластины:

выделенные светлые точки — зарождающийся лицевой откол; вертикальные черные точки справа — результат реализованного полного откола в меди металла заметно тоньше кристалла, величину максимальных растягивающих напряжений на границе металл-кристалл для плоской системы при мгновенном нагреве можно определить как

$$\sigma_{\max} = \frac{1}{2} \tilde{A} \rho W(1+R), \qquad (1.10)$$

где R – коэффициент отражения на границе металл-кристалл.

$$R = \frac{(\rho c)_k - (\rho c)_m}{(\rho c)_k + (\rho c)_m},\tag{1.11}$$

где  $(\rho c)_k$  и  $(\rho c)_m$  – акустические импедансы кристалла и поглощающего металла соответственно.

Если нагрев не мгновенный, то задача нахождения напряжений в такой системе при облучении РИ превращается в квазистатическую, поскольку решетка вещества успевает расширяться по мере ввода энергии. Но в местах контакта разнородных материалов возникают напряжения, вызванные разностью температурных коэффициентов линейного расширения. Величина этих напряжений может быть оценена как

$$\sigma_{\max} = E_0(\alpha_1 \Delta T_1 - \alpha_2 \Delta T_2), \qquad (1.12)$$

где  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  – коэффициенты линейного расширения материалов;  $\Delta T_1$  и  $\Delta T_2$  – разности начальных и конечных температур после окончания импульса излучения;  $E_0$  – модуль Юнга материала, в котором определяется напряжение.

Оценка величин термомеханических напряжений будет справедлива, если энергии, выделившейся в материале, недостаточно для его плавления, поскольку в противном случае причиной возникающего при облучении РИ повреждения может быть расплавление. Энергию РИ, необходимую для плавления материала, можно оценить из соотношения

$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{c} \Delta \boldsymbol{T} + \boldsymbol{Q}_{\tilde{\boldsymbol{i}} \; \tilde{\boldsymbol{e}}}, \tag{1.13}$$

где с — удельная теплоемкость материала;  $\Delta T$  — разность температуры плавления и начальной температуры материала;  $Q_{ie}$  — скрытая теплота плавления.

Для того, чтобы можно было практически воспользоваться приведенными соотношениями, необходимо знать динамику волн механических напряжений в реальных конструкциях, а также величины динамических разрушающих напряжений для материалов и контактирующих соединений. В ряде случаев отдельные элементы конструкций, а также контактирующие соединения в приборах можно рассматривать как плоские, что облегчает оценку возникающих в них напряжений.

#### 1.2. Методологические вопросы исследований

Исследования действия проникающих излучений на облучаемые образцы при ЯВ проводились, как правило, путем дистанционной передачи информации об изменении их состояния. При этом сигналы могли передаваться с помощью линий связи, радиоканалов и др. В отличие от действия проникающих излучений, действие РИ может приводить не только к деградации электрических характеристик образцов, но и к их механическому повреждению, что требует тщательных их исследований в условиях лаборатории после облучения. Кроме того, получение необходимой информации о влиянии облучения РИ на параметры образцов только с помощью методов дистанционных измерений в значительной степени ограничено количеством каналов измерений и их стоимостью.

Наибольшую полноту информации при изучении действия РИ на образцы обеспечивает сочетание методов исследований с помощью многоканальных систем измерений и анализа облученных образцов в лабораторных условиях. Такое сочетание позволяет получать информацию о временных зависимостях изменения параметров образцов в результате облучения, исследовать образовавшиеся изменения в их структуре, сопоставлять и тестировать дистанционные методы исследований и др. Кроме того, оно значительно расширяет возможности лабораторных исследований за счет резкого увеличения количества облучаемых образцов, находящихся в пассивном состоянии, например, кристаллов полупроводниковых материалов, образцов металлов и др.

Лабораторный анализ облученных образцов может включать в себя множество методов исследований. При этом возможен неразрушающий и разрушающий контроль их состояния. Неразрушающий контроль включает в себя визуальный осмотр образцов, их микроскопические исследования, рентгеновское просвечивание, контроль электрических параметров и характеристик отдельных элементов и схем и др. Разрушающий контроль включает в себя изготовление поперечных шлифов, травление образцов, исследования на повышенных нагрузках и др. Информативность такого контроля очень высока, хотя его недостаток очевиден — необратимое разрушение образцов.

В качестве характерных примеров результатов проведенного лабораторного анализа можно отметить следующие. Микроскопическое исследование кристаллов полупроводниковых материалов в отраженном видимом свете позволило обнаружить трещины с размерами несколько микрометров в кристаллах кремния и германия, а в проходящем инфракрасном в кристаллах арсенида галлия. Исследование припоев и шлифов облученных металлов позволило обнаружить зарождающийся откол в материалах, измерить толщину отделившегося слоя, размеры образованных пор и пустот, трещины в кристаллах транзисторов и диодов и т. д. На рис. 1.4 приведена микрофотография шлифа одного из типов сплавных полупроводниковых диодов после облучения РИ. Сошлифована примерно половина диода, РИ падало с левой стороны диода. Видно: образовавшуюся щель 3 между металлом электрода 1 и легкоплавким припоем, унос слоя припоя 4, трещину 6 в кристалле кремния 2. Изучение шлифа позволило установить причины всех образовавшихся повреждений в диоде.



Рис. 1.4. Микрошлиф сплавного диода после облучения РИ:

 металл одного электрода; 2 – кристалл кремния; 3 – щель между металлом электрода и припоем; 4 – унос припоя; 5 – металл другого электрода; 6 – трещина в кристалле

Сопоставление измерений электрических параметров образцов полупроводниковых приборов с исследованием их микрошлифов позволило установить, что все электрические изменения в них были обусловлены термомеханическими повреждениями. Рентгеновское просвечивание облученных гибридных микросхем, залитых эпоксидным компаундом, показало, что причина изменения их электрических характеристик также заключается в их термомеханическом повреждении: образовании трещин в полупроводниковых кристаллах, входящих в состав микросхем.

#### 1.3. Эффекты в однородных и гетерогенных материалах

### 1.3.1. Легкоплавкие материалы на основе свинца и олова

В группе однородных материалов рассмотрены различные металлы, сплавы и, в частности, легкоплавкие металлы с большим атомным номером, а также полупроводниковые материалы. Припой на основе свинца и олова (ПОС-61) был также отнесен к этой группе, вследствие того, что это гомогенная, хотя и многокомпонентная структура [1-11].

Вопрос о поведении легкоплавких материалов, входящих в состав электронных компонент РЭА и аппаратуры, является одним из наиболее важных при исследовании действия РИ на РЭА. Отчасти это связано с тем, что в её составе зачастую присутствует достаточно большое количество дискретных элементов, содержащих в своей конструкции легкоплавкие

материалы с большим атомным номером, типа свинца, олова, индия и др. Кроме того, большинство электрических соединений компонентов в РЭА традиционно выполняется с помощью пайки легкоплавкими припоями, изготовленными на основе этих материалов. Из-за высокого коэффициента поглощения энергии РИ и низкой температуры плавления такие материалы и припои должны повреждаться при минимальных значениях флюенса энергии РИ. Как следствие их использования плавление припоя при облучении РИ может привести к нарушению механического соединения отдельных дискретных элементов в узлах аппаратуры, повреждению элементов электроники, изготовленных с применением легкоплавкого припоя, а иногда и к появлению нежелательных и непредусмотренных схемой соединений, типа закороток в электрических цепях.

Возможность разрушения волной термомеханических напряжений, образующейся в припое при поглощении энергии РИ, иллюстрируется фотографией (рис. 1.5), где показано разрушение корпуса туннельного диода в месте присоединения его выводов к керамическому корпусу,  $F = 45 \text{ Å} \text{ æ}/\text{ ñ} \text{ }^2$ .

Аналогичные эффекты могут наблюдаться и в других полупроводниковых приборах, когда возможно растрескивание кристалла полупроводника, присоединенного к корпусу с помощью припоя.

В качестве критерия для характеристики поведения легкоплавких материалов при действии РИ можно было бы выбрать количество тепла, которое нужно сообщить материалу, чтобы достичь его плавления. Однако долгое время оставался открытым вопрос о конкретном механизме повреждения таких материалов: разбрызгивание [1-12] (унос расплавившегося материала) или откол, если поглощенной энергии недостаточно для плавления, но при этом превышается предел прочности нагретого припоя. Отличие между указанными механизмами – в скрытой теплоте плавления. Обзор литературных данных показал, что прочность такого рода материалов может падать при нагреве до температуры плавления [1-12...1-14].

Для исследований были выбраны свинец и олово как составные части большого количества легкоплавких припоев, а также оловянно-свинцовый припой ПОС-61. Облучение проводили в диапазоне флюенсов РИ

3...45 Äæ/ñì<sup>2</sup>. Технология приготовления образцов для облучения, а также для контроля их состояния

Рис. 1.5. Вид разрушенного корпуса туннельного диода в результате облучения РИ (справа), необлученный диод (слева)





после облучения позволяла достаточно точно измерять толщину унесенного в результате облучения слоя материала (использовали точное взвешивание). При анализе механизма повреждения образцов энергия, поглощенная в материале, сравнивалась с количеством тепла, необходимым для его плавления  $Q_2$  или для нагрева до температуры плавления  $Q_1$  (табл. 1.1).

Таблица 1.1

Количество тепла, необходимое для нагрева от начальной температуры образцов ПОС-61, Pb, Sn до температуры плавления  $Q_1$  и для их плавления  $Q_2$ 

| Материал | <b>Q</b> 1= <b>с</b> ∆ <b>Т</b> , Дж/г | <b>Q</b> 2= <b>с</b> ∆ <b>T</b> + <b>Q</b> <sub>їё</sub> , Дж/г |
|----------|--|---|
| Pb       | 40,5                                   | 65,6  |
| Sn       | 50                                     | 109   |
| ПОС-61   | 29,3                                   | 60  |

Было установлено, что в результате облучения могут наблюдаться два вида повреждений в зависимости от величины флюенса энергии РИ: откол без плавления — при меньших значениях флюенса и разбрызгивание — при бо́льших. По измеренной толщине слоя отделившегося материала при каждом значении толщины определяли энергию в плоскости повреждения образца из рассчитанного профиля поглощенной энергии в материале Q(x).

Было показано, что независимо от состояния нагретого слоя материала вследствие облучения (плавление или нагрев без плавления), разрушение происходит в области, где материал еще не расплавлен. (Согласно данным [1-12, 1-15] разрушение материала происходит за время порядка микросекунд, когда выравнивание температуры еще не происходит.) Величина энерговыделения, при котором отделяется нагретый слой, составила для олова ~74 Дж/г, а для припоя ПОС-61 ~55 Дж/г. Это позволило установить, что начальное повреждение легкоплавких материалов при облучении РИ заключается в отколе нагретого слоя.

#### 1.3.2. Полупроводниковые материалы

Активным элементом в полупроводниковом приборе является кристалл полупроводника. Его повреждение при облучении РИ практически неизбежно вызывает повреждение самого прибора. Поэтому особый интерес представляет выяснение уровня облучения, при котором происходит повреждение кристалла, и условий, при которых его целостность будет сохраняться. Исследования полупроводниковых материалов позволили также определить их динамическую прочность, которая входит в расчеты стойкости приборов. Очевидно, что уровень механических напряжений, при котором происходит повреждение кристаллов, помещаемых непосредственно в дискретный прибор, а значит и их динамическая прочность, в принципе, могут отличаться от этих величин для специально приготовленных образцов. Это связано с возможным влиянием на прочность кристаллов их размеров, геометрической формы, технологии изготовления и обработки поверхностей и др.

Для выяснения степени влияния указанных причин были проведены исследования с использованием двух групп полупроводниковых кристаллов: кристаллов германия и кремния серийных транзисторов и микросхем в различной степени готовности к монтажу в прибор и кристаллов германия, кремния и арсенида галлия, специально приготовленных для исследований. Кристаллы первой группы были получены промышленным способом, применявшимся при разделении пластины на отдельные кристаллы, и имели максимальные размеры  $1 \times 1 \times 0,2$  мм. Кристаллы второй группы были получены, в основном, путем резки на специальных станках и имели бо́льшие размеры, чем кристаллы первой группы (сторона более 2,5 мм).

Характерный вид повреждения кристаллов после облучения РИ заключается в образовании в них трещин при сохранении геометрической формы (рис. 1.6), что не связано с геометрической формой образцов и конечной стадией обработки поверхностей.



Рис. 1.6. Повреждение кристаллов полупроводниковых материалов:

а — трещины в кристалле германия  $0,6 \times 0,6 \times 0,15$  мм; б — разделение на части кристалла германия  $0,6 \times 0,6 \times 0,15$  мм; в — трещины в круглом кристалле кремния

Для кристаллов промышленных приборов трещины, как правило, начинаются с краев образцов. Для специально изготовленных образцов с размерами 2,5 × 2,5 × 0,25...0,5 мм и круглых образцов диаметром 2,5 мм и толщиной 0,25 мм, как правило, наблюдаются трещины в виде прямых линий, пересекающихся по плоскостям спайности полупроводникового материала (рис. 1.6, в). Обычно прочность тела (сопротивление разрушению) при приложении нагрузки определяется по критерию разделения его на две и более частей [1-11] или по нарушению сплошности тела [1-16]. В связи с тем, что для работоспособности полупроводникового прибора появление трещин в кристалле недопустимо, было введено два критерия повреждения кристаллов:

- 1. Разделение на части (полное разрушение [1-16]); сюда можно отнести кристаллы, у которых произошло разделение на две и более частей.
- Разрушение нарушение сплошности тела; сюда относили как кристаллы, разделившиеся на отдельные части, так и кристаллы с трещинами, видимыми в оптический микроскоп.

При этом под динамической прочностью понимали максимальное растягивающее напряжение, возникающее в кристалле вследствие выделения энергии РИ, при котором происходит разделение на части (аналогично понятию «прочность» [1-11]). Некоторые экспериментальные данные в виде зависимостей вероятности повреждения кристаллов для германия и кремния и различных критериев повреждения от выделенной в материале энергии излучения приведены на рис. 1.7. Количество облученных образцов было достаточным, чтобы обеспечить статистическую достоверность полученных результатов.



Рис. 1.7. Зависимости вероятности повреждения кристаллов кремния (а) и германия (б) от поглощенной энергии РИ:

1 - разделение на части; 2 - разрушение

Полученные зависимости описываются нормальным законом распределения с плотностью

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}},$$
 (1.14)

где x – удельное энерговыделение в материале; μ – математическое ожидание величины удельного энерговыделения; σ – среднее квадратичное отклонение величины удельного энерговыделения. Параметры распределений приведены в табл. 1.2.

Таблица 1.2

| Материал       | Критерий<br>повреждения | μ, Дж/г | σ, Дж/г |
|----------------|-------------------------|---------|---------|
| кремний        | 1                       | 232     | 68      |
| кремний        | 2                       | 188     | 46      |
| германий       | 1                       | 40      | 16      |
| германий       | 2                       | 21      | 9       |
| арсенид галлия | 2                       | 23      | 6       |

Параметры функций распределения, описывающих зависимость количества поврежденных кристаллов кремния, германия и арсенида галлия от величины выделенной в материале энергии

Величину динамической прочности полупроводниковых материалов вычисляли, используя формулу (1.9). При этом воспользовались тем обстоятельством, что для образцов выполнялись условия механической и тепловой мгновенности (п. 1.1). Вследствие интерференции волн напряжений, поскольку геометрия кристаллов отличается от одномерной, величина возникающих напряжений может быть выше, поэтому оценка величины напряжений является минимальной по этой формуле.

В качестве величины удельного энерговыделения при определении динамической прочности использовали величину  $\mu$  по критерию 1 (табл. 1.2). Величины коэффициента Грюнайзена для кремния и германия были взяты из статьи [1-17]. В табл. 1.3 приведены полученные данные о величине динамической прочности кремния и германия при облучении РИ, а также справочные данные [1-18...1-20]. Видно, что величина динамической прочности кристаллов промышленных приборов не имеет порогового значения, и зависимость вероятности повреждения таких кристаллов от выделенной энергии РИ описывается нормальным законом распределения с  $\sigma \neq 0$ . Среднее квадратичное отклонение величины динамической прочности довольно велико. Так, например, в диапазоне вероятностей разделения на части 0,1...0,9 величина динамической прочности для кремния составляет 0,14...0,31 ГПа, а для германия — 0,07...0,23 ГПа.

Таблица 1.3

| Материал | Величина динамической прочности, ГПа |      | Величина статической прочности,<br>ГПа |
|----------|--------------------------------------|------|--|
|          | данные автора                        |      | по данным работ [1-181-20]             |
| кремний  | $0,23 \ (\sigma = 0,067)$            | 0,27 | 0,35                                   |
| германий | $0,16 \ (\sigma = 0,063)$            | 0,13 | 0,084                                  |

# Динамическая прочность кристаллов полупроводниковых материалов

Для специально приготовленных образцов отмечается, что:

- увеличение геометрических размеров кристаллов приводит к снижению уровня механических напряжений, при которых они повреждаются (тела меньших размеров, в общем, более прочны, т. к. вероятность нахождения в них опасных дефектов меньше [1-21, 1-22]; величина напряжений в различных местах слитка, из которого вырезаются пластины полупроводника, может отличаться в разы);
- влияние геометрической формы кристаллов (2,5×2,5×0,25 мм; диаметр 2,5 мм при одинаковой толщине) на динамическую прочность невелико, что свидетельствует о слабом влияния эффектов интерференции волн напряжений, отраженных от краев кристалла.

В качестве величины, характеризующей динамическую прочность кристаллов полупроводника, можно выбрать величину напряжения, возникающего в нём, когда число неразрушенных кристаллов составляет вполне реальную величину (например, 10 %). Тогда динамическая прочность кремния будет определяться величиной напряжения ~0,25 ГПа (~250 Дж/г), а германия ~0,13 ГПа (~33 Дж/г); для арсенида галлия ~38 Дж/г. Как следует из табл. 1.3, эти данные близки к данным динамической прочности кристаллов, у которых все грани полированы.

Проведенные исследования кристаллов промышленных приборов показали, что основной причиной их разрушения являются механические нарушения по краям, возникающие в процессе разделения пластины полупроводника на отдельные кристаллы. Края кристаллов являются местом зарождения трещин, которые растут при приложении растягивающих напряжений. Это позволяет рассматривать, по крайней мере, два способа борьбы с таким явлением:

 улучшить технологию разделения пластины на отдельные кристаллы; эффективность этого способа подтверждена отсутствием трещин, зарождающихся на краях кристаллов, полученных путем их резки на станках с последующей обработкой;  отвести энергию волны напряжений с краев кристалла, например, с помощью их заливки акустически согласованным компаундом, либо закрепить края кристаллов компаундом.

Возможность реализации второго способа была проверена на примере облучения кристаллов кремния на подложке из BeO с заливкой краев эпоксидным клеем и без заливки. Получено, что наличие заливки даже не совсем согласованным компаундом (для эпоксидного компаунда  $\rho c_{ý\hat{e}} = 3...6 \cdot 10^5 \, \tilde{a}/\, \tilde{n}$ )  $2\tilde{n}$  [1-23], а для кремния  $\rho c_{Si} = 2,2 \cdot 10^6 \, \tilde{a}/\, \tilde{n}$ )  $2\tilde{n}$  [1-24]) приводит к повышению уровня стойкости кристаллов. По-видимому, основное влияние на увеличение динамической прочности таких кристаллов оказывает закрепление их краев сжимающим компаундом.