



И.П. Безродных
А.П. Тютнев
В.Т. Семёнов



И. П. Безродных (1949 г. р.) окончил в 1973 г. Якутский государственный университет, защитил диссертацию на соискание ученой степени к. ф.-м. н. в Институте земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн АН СССР (1985 г.). С 1973 по 2001 гг. работал в Институте космофизических исследований и аэронауки СО РАН (г. Якутск). С 2001 по 2003 гг. работал в компании Wave systems (г. Москва), с 2003 по 2010 гг. – в Московском авиационном институте. С 2010 г. по настоящее время сотрудник Института космических исследований РАН (по совместительству сотрудник АО «Корпорация «ВНИИЭМ»). Научные интересы: влияние солнечной активности на динамику ионизирующих излучений в межпланетной среде и в магнитосфере Земли. Соавтор более 100 публикаций. К части опубликованных работ имеется электронный доступ: <http://www.cosmic-rays.ru> и <http://www.d54x.ru>.



А. П. Тютнев (1940 г. р.) окончил в 1964 г. Московский физико-технический институт, защитил диссертацию на соискание ученой степени к. х. н. в Институте электрохимии АН СССР (1977 г.), а степени д. ф.-м. н. в Институте химической физики АН СССР (1988 г.). С 1969 г. и по настоящее время работает в АО «Корпорация «ВНИИЭМ» (с 2012 г. по совместительству). С 2012 г. – профессор НИУ ВШЭ на кафедре Физической химии и экологии. Научные интересы: радиационная электропроводность полимеров, объемное заряджение внешних покрытий космических аппаратов, прыжковый транспорт носителей заряда в молекулярно допированных полимерах, полуэмпирические модели этих явлений. Соавтор 6 книг по этим направлениям, более 200 статей в рецензируемых журналах РФ и 42 работ в ведущих зарубежных журналах. К части опубликованных работ имеется электронный доступ: <http://www.cosmic-rays.ru> и <http://www.d54x.ru>.

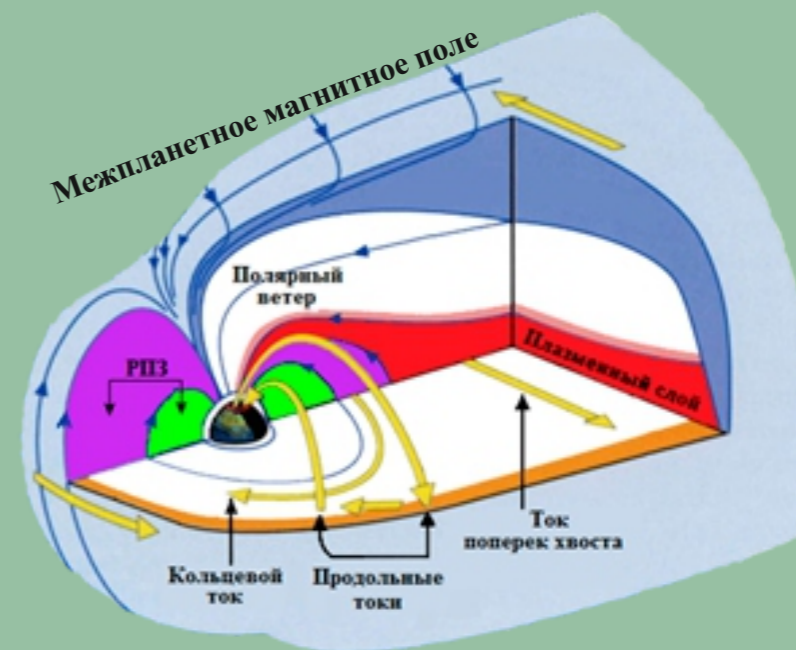


В. Т. Семёнов (1941 г. р.) окончил в 1970 г. Томский политехнический институт по специальности «электрооборудование летательных аппаратов». С 1970 г. по настоящее время работает в АО «Корпорация «ВНИИЭМ». С 1986 г. начальник лаборатории технической физики. Научные интересы: обеспечение радиационной стойкости электронной аппаратуры и оборудования космических аппаратов при воздействии космических ионизирующих излучений, исследования и испытания широкого круга изделий и материалов электротехники, использование методов математического моделирования для анализа влияния ионизирующих излучений на работу электронных схем. Соавтор более 70 публикаций. К части опубликованных работ имеется электронный доступ: <http://www.cosmic-rays.ru> и <http://www.d54x.ru>.

РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В КОСМОСЕ

РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В КОСМОСЕ

ЧАСТЬ 2. ВОЗДЕЙСТВИЕ КОСМИЧЕСКОЙ РАДИАЦИИ НА ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ





АКЦИОНЕРНОЕ ОБЩЕСТВО
«НАУЧНО-ПРОИЗВОДСТВЕННАЯ КОРПОРАЦИЯ
«КОСМИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ МОНИТОРИНГА,
ИНФОРМАЦИОННО-УПРАВЛЯЮЩИЕ И
ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИЕ КОМПЛЕКСЫ» имени А.Г. Иосифьяна»
(АО «Корпорация «ВНИИЭМ»)

**И.П. Безродных, А.П. Тютнев,
В.Т. Семёнов**

РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В КОСМОСЕ

**ЧАСТЬ 2. ВОЗДЕЙСТВИЕ
КОСМИЧЕСКОЙ РАДИАЦИИ
НА ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИЕ
МАТЕРИАЛЫ**

**МОСКВА
2016**

Ответственный редактор д-р физ.-мат. наук А.П. Тютнев
Рецензент д-р хим. наук, заслуженный деятель науки РФ А.В. Ванников

Радиационные эффекты в космосе. Часть 2. Воздействие космической радиации на электротехнические материалы / И. П. Безродных, А. П. Тютнев, В. Т. Семёнов. – М. : АО «Корпорация «ВНИИЭМ», 2016. – 122 с.

Во второй части книги представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований влияния космической радиации на электротехнические материалы.

Книга предназначена для конструкторов и разработчиков электронной аппаратуры космических аппаратов, она также может быть полезна для научных работников и инженеров, специализирующихся в области геофизики, радиационной физики и химии полимеров.

УДК 537.591

© И.П. Безродных, А.П. Тютнев,
В.Т. Семёнов, 2016
© АО «Корпорация «ВНИИЭМ», 2016

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ.....	4
ВВЕДЕНИЕ.....	5
1. РАДИАЦИОННАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПОЛИМЕРОВ	
Теоретический анализ радиационной электропроводности.....	9
Экспериментальные данные по радиационной электропроводности.....	20
Электронный транспорт в полимерах.....	25
ЛИТЕРАТУРА.....	41
2. РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ	
Общие вопросы.....	43
Проведение экспериментальных и теоретических исследований методического характера.....	45
Экспериментальное исследование влияния температуры и окружающей среды на радиационную стойкость.....	48
Радиационная стойкость электроизоляционных материалов.....	49
Радиационная стойкость резины.....	56
Радиационная стойкость кабельных изделий и проводов.....	66
Квалификация электротехнических материалов, проводов и кабелей для применения на внешней поверхности космических аппаратов.....	76
Радиационная стойкость постоянных магнитов на основе редкоземельных элементов.....	81
ЛИТЕРАТУРА.....	84
3. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ РАЗРЯДЫ НА БОРТУ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ И ИХ ПРИРОДА	
Общая характеристика электростатических разрядов.....	85
Электризация плоских полимерных слоев.....	88
Электризация экранно-вакуумной теплоизоляции на геостационарной орбите.....	90
Особенности электризации металлотканой ЭВТИ.....	97
К вопросу о природе электростатических разрядов.....	103
Повышение стойкости КА к воздействию поражающих факторов электризации.....	111
Комплексное исследование влияния факторов космического пространства на работоспособность КА «Электро».....	115
Особенности электризации КА на полярных орбитах.....	118
ЛИТЕРАТУРА.....	119

ПРЕДИСЛОВИЕ

АО «Корпорация «ВНИИЭМ» имеет большой опыт в разработке и создании космических аппаратов в интересах метеорологии, исследования природных ресурсов и дистанционного зондирования Земли. ВНИИЭМ осуществил более 80-ти запусков, среди них: КА серии «Метеор», КА «Ресурс-О1», КА «Электро», КА «Канопус-В». В ближайшей перспективе АО «Корпорация «ВНИИЭМ» создание космических комплексов дистанционного зондирования Земли и околоземного пространства, космических комплексов для проведения фундаментальных научных исследований, а также электромеханического оборудования, комплексов и систем служебного назначения для космических аппаратов.

Для разработки аппаратуры, способной устойчиво и длительно работать в условиях высокого уровня радиации, необходимы знания состава ионизирующего излучения, его энергетическое, пространственное распределение и механизмы воздействия на электронные компоненты и изоляционные материалы.

Авторы, сотрудники лаборатории технической физики АО «Корпорация «ВНИИЭМ», отдела физики плазмы ИКИ РАН, Департамента электронной инженерии НИУ ВШЭ, предлагают читателю книгу, посвященную вопросам динамики потоков ионизирующих излучений в околоземном космическом пространстве, вопросам влияния ионизирующих излучений на физико-химические свойства электротехнических материалов и на работоспособность электронных систем космических аппаратов.

Особенность данной книги состоит в том, что в ней впервые, в полном объеме, приведены экспериментальные данные, свидетельствующие о связи интенсивности потоков ионизирующих излучений внешнего радиационного пояса Земли с состоянием межпланетной среды. Существование этой связи делает возможным разработать более надежную методику прогнозирования радиационных условий в околоземном космическом пространстве. Актуальность такого прогноза особенно очевидна при полетах за пределы магнитосферы Земли, когда космический аппарат пересекает радиационные пояса, в которых интенсивность ионизирующих излучений со временем изменяется в десятки и сотни раз.

Кроме того, в данной книге обобщены результаты многолетних экспериментальных исследований по радиационной электропроводности полимерных материалов, используемых на внешней поверхности космических аппаратов, и по влиянию космической радиации на надежность функционирования электронных систем. Рассмотрены важные вопросы, связанные с влиянием температуры на радиационную стойкость электротехнических материалов, а также вопросы, связанные с электризацией космических аппаратов и повышением их стойкости к воздействию этого поражающего фактора. Приведены результаты экспериментальных исследований влияния ионизирующих излучений на работоспособность электронных компонент.

Книга будет полезна для конструкторов и разработчиков электронной аппаратуры космических аппаратов, она также представляет интерес для студентов и аспирантов технических вузов, научных работников и инженеров, специализирующихся в области геофизики, радиационной физики и химии полимеров.

*Генеральный директор,
д-р техн. наук Л.А. Макриденко*

ВВЕДЕНИЕ

Обеспечение надежной эксплуатации космических аппаратов в космосе сопряжено с решением целого комплекса научно-технических вопросов, связанных с особенностями внешней обстановки в открытом космосе. Основные факторы этой обстановки хорошо известны. Это глубокий вакуум, невесомость, мощные потоки теплового, ультрафиолетового и рентгеновского излучения Солнца, высокоэнергичные электроны и ядра химических элементов галактических космических лучей, частицы солнечных космических лучей и радиационных поясов Земли, частицы микрометеоритов и космического мусора. Каждый из этих факторов требует специального подхода и по каждому из них существует обширная литература.

В данной книге мы коснемся вопросов: динамики ионизирующих излучений в околоземном космическом пространстве; радиационной стойкости электронных радиоизделий и материалов, используемых в космической индустрии; природы электростатических разрядов, возникающих на внешней поверхности космических аппаратов. При рассмотрении всех этих вопросов основное внимание уделено научному анализу физических процессов, лежащих в основе подобных явлений. Книга состоит из трех отдельных частей.

В первой части книги были рассмотрены физические процессы, определяющие динамику и распределение потоков ионизирующих излучений в околоземном космическом пространстве.

Представлены экспериментальные данные, подтверждающие наличие периодических магнитогидродинамических структур в солнечном ветре перед фронтами межпланетных ударных волн и обсуждается их влияние на эффективность ускорения заряженных частиц в межпланетной среде. Представлены обобщенные экспериментальные данные, подтверждающие тесную связь с состоянием межпланетной среды: геомагнитной активности, потоков высокоэнергичных частиц, захваченных в геомагнитном поле, и потоков частиц, выпадающих из радиационного пояса Земли. Рассматривается особая роль рекуррентных (повторяющихся) высокоскоростных потоков солнечного ветра в динамике энергичных частиц в межпланетной среде и в магнитосфере Земли. Подчеркивается важный экспериментальный факт, состоящий в том, что в отсутствии солнечных вспышек всем существенным возрастаниям потока релятивистских электронов в магнитосфере Земли предшествует возрастание скорости солнечного ветра. При этом не отрицается, что некоторое влияние на радиационные условия внутри магнитосферы оказывают множество других факторов, например, величина и знак V_z компоненты вектора межпланетного магнитного поля.

Кроме данных, характеризующих степень зависимости динамики ионизирующих излучений в магнитосфере Земли от динамики параметров солнечного ветра, приводятся данные потерь энергии частиц при прохождении через вещество и данные об эффективности снижения интенсивности потоков ионизирующих излучений и поглощенной дозы радиации за защитными экранами.

Вторая часть книги состоит из трех глав. В первой главе второй части книги дается всесторонний теоретический анализ радиационной электропроводности полимеров, излагаются новейшие экспериментальные данные по радиацион-

ной электропроводности полимеров и прыжковому транспорту носителей заряда в молекулярно допированных полимерах.

Воздействие ионизирующих излучений (быстрых электронов, гамма-квантов, протонов, быстрых и медленных нейтронов и др.) на полимерные диэлектрики (в дальнейшем, полимеры) приводит к образованию заряженных частиц в объеме материала. В результате концентрация носителей заряда в облучаемом полимере резко возрастает, что приводит к появлению радиационной электропроводности.

За время, прошедшее с момента выхода монографии А.П. Тютнева, В.С. Саенко, Е.Д. Пожидаева, Н.С. Костюкова «Диэлектрические свойства полимеров в полях ионизирующих излучений», появились новые результаты. Они рассеяны в периодической научной литературе и трудах конференций и явно недостаточно отражены и систематизированы в монографиях. Мы предполагаем восполнить этот пробел. Большое внимание будет уделено дальнейшему развитию модели Роуза – Фаулера – Вайсберга с целью охвата дозовых эффектов и прыжкового транспорта, но при условии сохранения формализма модели квазизонного транспорта.

Субъективизм авторов состоит в том, что, стараясь сохранить идейное единство глав, они отдают предпочтение модели многократного захвата, используя ее в качестве универсального инструмента при обсуждении и сравнительном анализе экспериментальных и теоретических результатов, полученных исследователями, принадлежащими к различным научным школам.

Дело в том, что указанная модель, в зависимости от выбранного энергетического распределения локализованных состояний (ловушек), может достаточно точно моделировать кинетику переходных процессов в самых различных неупорядоченных материалах. Этот подход позволяет обеспечить удивительную физическую прозрачность при описании широкого круга явлений переноса, отсутствующую в большинстве других теорий.

Трудности исследования неупорядоченных материалов обусловлены сложностью самого объекта исследования. На данном этапе изучения не представляется возможным строго контролировать состав и структуру некристаллических материалов. Существует значительная сложность и математического описания систем без трансляционной инвариантности. В частности, для учета дефектной структуры материала (пространственного и энергетического беспорядка, наличия пустот свободного флуктуационного объема при возможном влиянии различного рода технологических примесей) необходимо использовать модельные аппроксимации.

Формирование новых представлений в области электронного транспорта неупорядоченных систем не завершено. Появившиеся в последнее время результаты позволили углубить наши представления о природе локализации, зоне переноса и кинетических свойствах полимерных матриц. Особого упоминания заслуживает изменение наших взглядов на природу и величину эффективного частотного фактора, фигурирующего в модели многократного захвата.

В связи с бурным развитием электрографии были проведены обширные исследования, направленные на изучение переноса носителей заряда в фотопроводящих неупорядоченных системах (полимерах и халькогенидных стеклах).

В этой связи привлечение данных, полученных при изучении радиационной электропроводности полимерных диэлектриков, а также фундаментальных ре-

зультатов из области радиационной химии, представляет несомненный интерес. Более того, на базе этих исследований предложена универсальная методика для изучения подвижности носителей заряда в полимерных системах, позволяющая судить о правильности той или иной теоретической концепции.

Общий объем информации по подвижности носителей заряда в полимерах, как и вообще в неупорядоченных твердых телах, чрезвычайно велик, но достаточно противоречив. По нашему мнению, сложившаяся неудовлетворительная ситуация в обсуждаемой области связана с упорным нежеланием ряда ведущих специалистов расширить методическую базу экспериментальных исследований и наряду с приповерхностным способом генерации носителей заряда использовать и однородную по объему фотогенерацию, на что уже неоднократно указывалось в литературе, начиная с 1970 г.

Таким образом, назрела необходимость критического пересмотра экспериментальных и теоретических результатов по транспорту носителей заряда во всей их совокупности. В течение последних 30 лет нами проводятся систематические исследования как самой радиационной электропроводности, так и подвижности носителей заряда в полимерах, в том числе и методом времени пролета. Объекты изучения включают поливинилкарбазол и молекулярно допированные полимеры. Все это позволяет надеяться на то, что предлагаемый в настоящей монографии анализ окажется в меру объективным и достаточно продуктивным в том смысле, что укажет подходы к разрешению сложившейся кризисной ситуации путем постановки специально поставленных экспериментов.

Вторая глава второй части книги посвящена непосредственно радиационной стойкости полимеров. Показано принципиальное отличие этой характеристики для полимеров и керамических материалов. Так как основная доля (90–98%) поглощенной энергии расходуется на ионизацию и возбуждение атомов и молекул среды и только незначительная часть на смещение атомов и создание структурных дефектов, то ионизационные потери энергии (поглощенная доза) полностью определяет повреждающий эффект в органических материалах. В неорганических материалах деградация свойств вызывается структурными дефектами решетки, т. е. энергией излучения, расходуемой на смещение атомов облучаемого вещества. Показано влияние условий облучения на радиационную стойкость полимеров.

Поскольку по-прежнему остаются нерешенными многие вопросы постановки и проведения ускоренных испытаний полимеров по определению надежности их эксплуатации в полях ионизирующих излучений в аппаратуре атомных электростанций и космических аппаратов, то в монографии проведен критический анализ возможности использования для этой цели существующих справочных данных, полученных, как правило, в нормальных условиях в ходе проведения сильно ускоренных испытаний по фактору мощности дозы, интегральной дозе и условиям облучения (газовая среда, влажность, агрессивные компоненты и др.), имитирующим аварийные ситуации на АЭС.

Третья глава второй части книги посвящена проблеме электризации материалов внешней поверхности космических аппаратов в открытом космосе, лабораторному моделированию и научному исследованию этих вопросов, а также природе и методам борьбы с электростатическими разрядами на борту кос-

мических аппаратов. С середины 1970-х годов начинается интенсивное изучение электризации диэлектрических слоев под воздействием пучков моноэнергетических электронов с энергией в несколько десятков килоэлектронвольт. Этот интерес был обусловлен запросами космической техники, в первую очередь, необходимостью борьбы с электризацией космических аппаратов, эксплуатируемых на геостационарной или высокоэллиптических орбитах. В этом явлении радиационная электропроводность служит основным каналом сброса объемного заряда на «заземленный» электрод (корпус космического аппарата), ограничивая внутренние электрические поля.

В третьей части книги будут рассмотрены основные механизмы воздействия ионизирующих излучений на электронные компоненты приборов космических аппаратов, приводящие к нарушению их нормальной работы. Особое внимание уделяется вопросам, связанным с изменением под воздействием радиации таких параметров полупроводников, как: время жизни неосновных носителей заряда, удельное электрическое сопротивление, подвижность носителей заряда. Большая часть материала главы будет посвящена вопросам радиационной стойкости комплектующих электронных компонент иностранного производства различного назначения. Приводимые в данной главе результаты анализа радиационной стойкости электронной компонентной базы иностранного производства выполнены ведущими специалистами РНЦ «Курчатовский институт» и показывают уровень достижений современных технологий при создании электронной элементной базы класса Military и Space. Этот материал, безусловно, будет интересен широкому кругу разработчиков аппаратуры КА.

Книга рассчитана не только на теоретиков – в ней отсутствуют сложные расчеты, и основное место занимает изложение основных физических идей и результатов. В предлагаемой книге возможны упущения, и поэтому авторы с благодарностью примут все критические замечания и советы.

Авторы второй части книги выражают свою искреннюю признательность целому ряду коллег, без помощи которых появление данной книги оказалось бы невозможным. Авторы благодарны за предоставление данных по радиационной стойкости кабельных изделий и проводов В.И. Алмазову и В.Л. Майбороде, резиновых материалов – Н.Н. Букановой, электротехнических материалов – И.Я. Каплунову и Г.П. Сафонову. Кроме того, авторы благодарны Н.Н. Комарову, В.А. Феоктистову, Л.К. Случанко, принимавшим активное участие в планировании и проведении ряда исследований по радиационной стойкости изделий и материалов электротехники.

Один из авторов (А.П. Тютнев) выражает благодарность Р.Ш. Ихсанову за выполнение численных расчетов по модели Роуза – Фаулера – Вайсберга, а В.С. Саенко и Е.Д. Пожидаеву за многолетнее сотрудничество при проведении экспериментальных исследований по радиационной электропроводности полимеров на ускорителе электронов малых энергий ЭЛА-65 (диапазон энергий от 3 до 65 кэВ).

1. РАДИАЦИОННАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПОЛИМЕРОВ

Теоретический анализ радиационной электропроводности

В течение длительного времени модель Роуза – Фаулера – Вайсберга (РФВ) фото- и радиационной проводимости полимеров, основанная на квазизонной теории неупорядоченных твердых тел, широко использовалась при обработке и интерпретации экспериментальных данных, а также для прогнозирования обратимых изменений электрофизических свойств полимерных диэлектриков в полях ионизирующих излучений. В последнее время физический смысл основных параметров модели претерпел существенные изменения [1], однако ее математический аппарат остался прежним.

Успехи вычислительной техники, достигнутые к настоящему времени, позволяют проводить требуемые численные расчеты в рамках указанной модели достаточно эффективно и быстро.

Система уравнений классической модели РФВ имеет следующий вид:

$$\begin{cases} \frac{dN(t)}{dt} = g_0 - k_r N_0(t) N(t) \\ \frac{\partial \rho(E, t)}{\partial t} = k_c N_0(t) \left[\frac{M_0}{E_1} \exp\left(-\frac{E}{E_1}\right) - \rho(E, t) \right] - \nu_0 \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \rho(E, t), \\ N(t) = N_0(t) + \int_0^{\infty} \rho(E, t) dE \end{cases} \quad (1)$$

где $N(t)$ – полная концентрация основных носителей заряда (в дальнейшем – электронов); g_0 – скорость объемной генерации носителей заряда; k_r – коэффициент объемной рекомбинации квазисвободных электронов с неподвижными дырками, выступающими в качестве центров рекомбинации; k_c – константа скорости захвата квазисвободных электронов на ловушки; M_0 – суммарная концентрация исходных ловушек, экспоненциально распределенных по энергии ($E > 0$ и отсчитывается вниз от дна зоны переноса); $\rho(E, t)$ – энергетическая плотность распределения захваченных электронов; ν_0 – эффективный частотный фактор термического освобождения захваченных электронов из ловушек; E_1 – параметр экспоненциального распределения ловушек по энергии.

По определению радиационная электропроводность

$$\gamma_r(t) = e\mu_0 N_0(t), \quad (2)$$

где $N_0(t)$ – концентрация электронов в проводящем состоянии с микроскопической подвижностью μ_0 и временем жизни $\tau_0 = (k_c M_0)^{-1}$.

Дисперсионный параметр $\alpha = kT / E_1$, где k – постоянная Больцмана.

Согласно модели РФВ ионизирующее излучение создает пары свободных зарядов (т. е. зарядов, движущихся под действием только внешнего электрического поля), из которых подвижными являются только электроны. Образовавшиеся дырки не принимают участия в переносе электрического тока и служат центрами рекомбинации. Первоначально электроны возникают в подвижном состоянии с микроскопической подвижностью μ_0 , но их движение происходит в присутствии многочисленных ловушек, глубина которых распределена в широком энергетическом интервале по экспоненциальному закону.

В среднем каждый электрон проводит в зоне проводимости очень короткий отрезок времени (не больше 1 нс), испытывая при этом дрейфовое смещение в приложенном электрическом поле и, таким образом, давая вклад в ток во внешней цепи. После захвата на ловушку электрон временно не участвует в переносе тока до тех пор, пока снова не окажется заброшенным в зону переноса за счет энергии теплового движения. Время оседлой жизни электрона на ловушке зависит как от ее глубины, так и от частоты попыток освобождения захваченного электрона (и, естественно, температуры).

Таким образом, движение электронов (диффузия и дрейф) в объеме полимера происходит в результате последовательных актов захвата на ловушки и термического освобождения с них. По этой причине обсуждаемая модель известна (особенно за рубежом) как теория многократного захвата.

Отсутствие пространственной зависимости в модели отражает тот факт, что рассматриваемое явление относится к неограниченной среде, в которой существует постоянное и однородное электрическое поле, причем само облучение однородно по объему, постоянно по интенсивности и не сопровождается ослаблением излучения по глубине полимера (объемные заряды, искажающие приложенное электрическое поле, отсутствуют). Образец полимера как во время облучения, так и после его окончания остается электрически нейтральным.

Первое уравнение в системе (1) описывает изменение полной концентрации электронов в результате их генерации ионизирующим излучением и последующей убыли за счет бимолекулярной рекомбинации. При этом учитывается, что в условиях квазинейтральности полные концентрации электронов и дырок равны друг другу.

Два последних уравнения системы (1) описывают стохастические процессы захвата квазисвободных электронов на ловушки и последующего их термического освобождения. Примечательно, что перераспределение электронов по ловушкам происходит только с участием зоны переноса. Прямой обмен электронов между ними не рассматривается.

Первоначально модель РФВ применяли для описания переходного тока фото- или радиационной электропроводности при объемной генерации носителей заряда. Однако в последнее время она с успехом используется для анализа электронного транспорта в полимерах (в том числе и фотопроводящих) [1]. Специфический вид транспорта носителей заряда, присущий модели РФВ, использующей экспоненциальное распределение ловушек по энергии, получил название *дисперсионного*, в отличие от другого широко

распространенного в научной литературе, основанного на гауссовом распределении и известного как *гауссов* тип электронного транспорта.

Облучение полимеров приводит к образованию в них свободных радикалов, являющихся глубокими ловушками как для электронов, так и для дырок. В первом приближении можно принять, что накопление радикалов пропорционально дозе излучения, термическое освобождение захваченных ими электронов отсутствует, а константа скорости захвата по-прежнему равна k_c . С учетом генерации свободных радикалов (радиационных ловушек) система уравнений (1) модифицируется.

Во-первых, появляется дополнительное уравнение:

$$\frac{dN_t(t)}{dt} = k_c N_0(t)(g_t t - N_t), \quad (3)$$

а в правую часть последнего уравнения системы (1) добавляется слагаемое $N_t(t)$. Можно принять, что скорость генерации радиационных ловушек g_t пропорциональна g_0 и их отношение $\lambda = g_t / g_0$, как правило, не больше единицы.

При теоретическом рассмотрении ограничимся анализом свойств радиационной электропроводности при длительном облучении, имеющих наибольшее практическое значение. Это, прежде всего, недостижимость квазистационарного состояния, неполная обратимость электропроводности при повторном облучении и длительный отжиг дозовых эффектов, свойства, совершенно не типичные для классических широкозонных полупроводников. Основным методом анализа является численное решение системы уравнений (1) – (3).

При проведении расчетов использовались следующие значения параметров модели, характерные для полистирола: $\alpha = 0,35$, $\mu_0 = 10^{-5} \text{ м}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$, $k_r = 7 \cdot 10^{-14} \text{ м}^3 / \text{с}$, $k_c = 10^{-15} \text{ м}^3 / \text{с}$, $\tau_0 = 3 \cdot 10^{-11} \text{ с}$, $\nu_0 = 2 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, радиационно-химический выход носителей заряда принят равным 0,6 (при мощности дозы $R_0 = 100 \text{ Гр/с}$ имеем $g_0 = 3,7 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$).

Общий вид переходного процесса представлен на рис. 1, и там же приведены основные его характеристики.

В области очень коротких времен ($t \leq 0,01 \nu_0^{-1}$) $\gamma_r \approx \gamma_p = g_0 \mu_0 \tau_0 e$, т. е. радиационная электропроводность совпадает с ее мгновенной компонентой γ_p (на рис. 1 в районе времени 1 нс). Спустя некоторое время, однако, становится заметным, а при $t \geq 100 \nu_0^{-1}$ и доминирующим вклад задержанной составляющей, которая определяет все свойства радиационной электропроводности при длительном облучении. В области времен $\nu_0 t \gg 1$ рост γ_r происходит по степенному закону $\gamma_r \propto t^\alpha$ практически до достижения максимума γ_{rm} в момент времени t_m , причем $\gamma_{rm} t_m = D(\alpha) \frac{k_r}{e \mu_0}$. Значения параметра

D табулированы [1, 2]. В нашем случае $D = 0,493$.

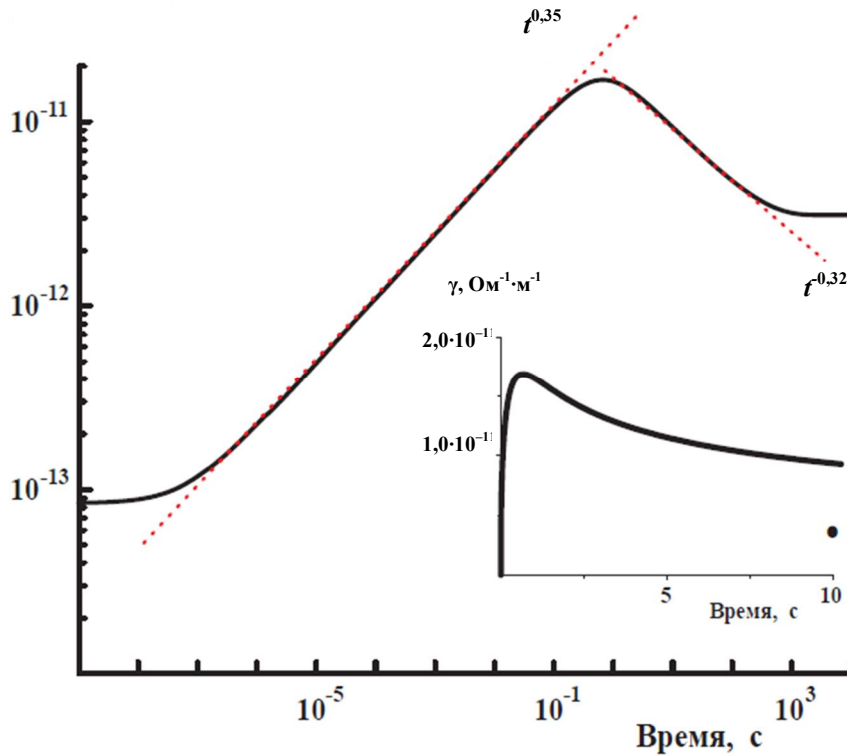


Рис. 1. Расчетная кривая радиационной электропроводности модельного полимера в логарифмических координатах. На вставке начальный участок кривой приведен в линейных координатах. Точка соответствует стационарному значению радиационной электропроводности [3]

После прохождения максимума обнаруживается достаточно протяженный участок спада проводимости по закону $\gamma_r \propto t^{-\frac{1-\alpha}{2}}$, плавно переходящий затем на стационарное значение $\tilde{\gamma}_r$. Показано, что выполняется соотношение $\gamma_{rm} = B(\alpha) \left(\frac{k_r}{k_c} \right)^{(1-\alpha)\Delta} \tilde{\gamma}_r$, где B – численный коэффициент порядка единицы [1], а $\Delta = (1 + \alpha)^{-1}$.

Стационарная степень заполнения ловушек $\tilde{f}(E) = \tilde{\rho}(E) / M(E)$ подобна распределению Ферми – Дирака при значении квазиуровня Ферми $E_f = kT \ln \frac{v_0}{k_c \tilde{N}_0}$. Это означает, что ловушки с энергией $E \geq 3E_f$ практически полностью заполнены, а при обратном соотношении их запол-

нением можно пренебречь. Для очень мелких ловушек ($E < kT$) имеем $\tilde{f} \approx \exp(-E_f / kT)$ (рис. 2).

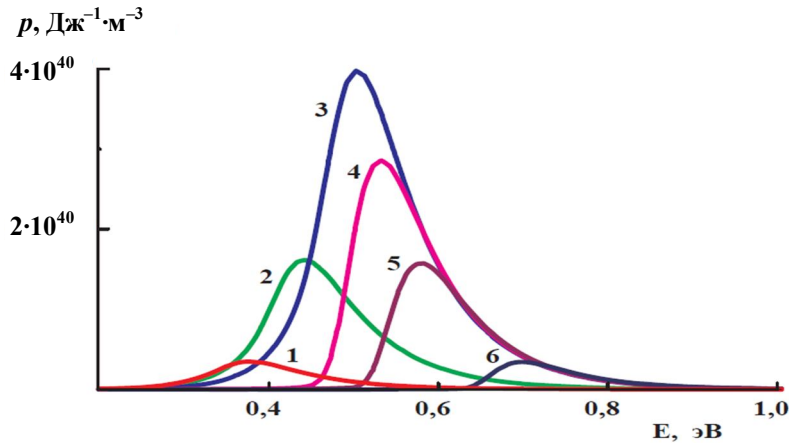


Рис. 2. Плотность распределения захваченных электронов по энергии ловушек E для различных моментов времени облучения: 1 (1), 10 (2), 100 (3) и $\geq 10^3$ с (4), а также для времен уже после его прекращения 10^2 (5), 10^3 с (6) [3]

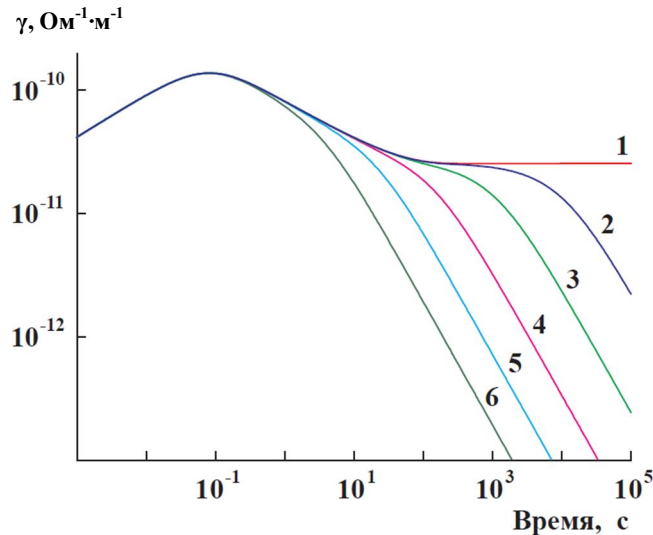


Рис. 3. Изменение во времени радиационной электропроводности модельного полимера с учетом генерации радиационных ловушек: $\lambda=0$ (1), 0,0001 (2), 0,001 (3), 0,01 (4), 0,1 (5) и 1,0 (6)

Известно, что как γ_{rm} , так и $\tilde{\gamma}_r$ пропорциональны g_0^Δ . Однако в отличие от первой величины вторая в эксперименте практически не наблюдается. По всей видимости, причина тому — образование радиационных ловушек (нейтральных продуктов радиолитического разложения радикальной или молекулярной природы).

Как следует из рис. 3, учет радиационных ловушек действительно устраняет стационарное состояние радиационной электропроводности в процессе облучения. Его заменяет спад переходного тока по закону $j \propto t^{-1}$, наступающий тем быстрее, чем больше параметр λ . Примечательно, что участок кривой до максимума совсем не изменяется при $\lambda \leq 1,0$. Это очень важное наблюдение, поскольку основная информация, необходимая для определения параметров модели РФВ, относится именно к этому интервалу времени.

Время облучения 10^5 с. Все кривые относятся к времени t_a между первым и последующим облучением. Здесь возможны два подхода. В первом из них оба цикла длительного облучения идентичны (рис. 4). В качестве критерия сравнения выступает максимальное значение радиационной электропроводности, а в качестве критерия восстановления (степени отжига) выбрана величина

$$\theta = \frac{\gamma'_{rm} - \gamma_{re}}{\gamma_{rm} - \gamma_{re}}, \quad (4)$$

где γ_{rm} и γ'_{rm} – максимальные значения радиационной электропроводности при первом и повторном облучении соответственно, а γ_{re} – ее конечное значение после первого облучения. Как правило, длительность облучения достаточно велика, так что γ_{re} близко к своему стационарному значению $\tilde{\gamma}_r$.

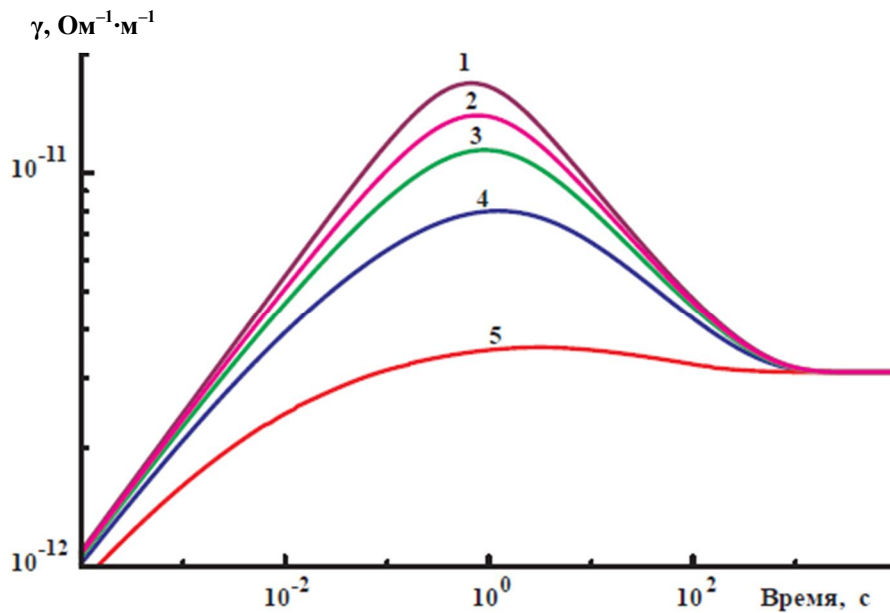


Рис. 4. Изменение во времени радиационной электропроводности модельного полимера при его последовательном облучении. Исходное облучение (1), пауза между сеансами облучения 10^6 (2), 10^5 (3), 10^4 (4) и 10^2 с (5). Скорость объемной генерации носителей заряда $1,75 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, $\lambda = 0$ [3]

Во втором случае γ_{rm} и γ'_{rm} – значения радиационной электропроводности в конце зондирующего импульса в исходном и облученном полимере соответственно для заданного времени отжига t_a , а γ_{re} – значение радиационной электропроводности в конце зондирующего импульса в облученном полимере при $t_a \rightarrow 0$ (т. е. в отсутствие отжига).

На рис. 5 представлены результаты расчета параметра восстановления θ в зависимости от времени отжига для стандартного режима облучения (длительность облучения 10^4 с, скорость объемной генерации $1,75 \cdot 10^{21}$ м⁻³·с⁻¹), что соответствует набору дозы $\approx 5 \cdot 10^5$ Гр (50 Мрад). Видно, что времена восстановления по второму методу систематически короче. Укажем их точные значения для $t_a = 10^5$ с: 0,604 (повторное облучение) и 0,830 (импульсное зондирование). Большое значение для практики имеет тот факт, что измерения по второму методу не связаны с дополнительным набором дозы и могут быть проведены на одном образце полимера почти до его полного восстановления.

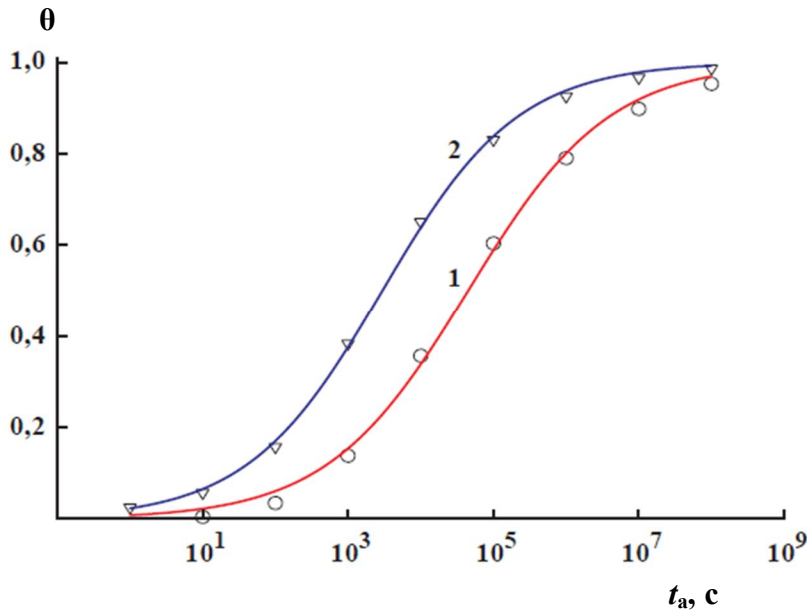


Рис. 5. Зависимость параметра восстановления θ в зависимости от времени отжига t_a в методе повторного облучения (1) или импульсного зондирования (2) [3]

Проведенные расчеты однозначно указывают на чрезвычайно затянутый характер релаксации облученного полимера к своему исходному состоянию. Например, для достижения заметного восстановления ($\theta \approx 80\%$) полимера после его облучения указанной дозой требуется время выдержки t_a порядка 10^6 с (приблизительно 300 ч).

В свете принятых ограничений (глубокие ловушки, монополярная проводимость) полный отжиг дозовых эффектов становится вообще невозможным. В этом направлении необходимо проведение дальнейших исследова-

ний по изучению кинетики расхождения (рекомбинации) свободных радикалов и учета этого процесса в анализируемой модели.

Используя развитый выше формализм, нами выполнена аппроксимация экспериментальной кривой переходного тока в полиэтилене высокого давления, приведенной в работе [4] и не получившей в ней удовлетворительного описания. Из рис. 6 следует, что, не изменяя параметров модели РФВ этого полимера, но учитывая образование радиационных ловушек ($\lambda = 0,05$), можно обеспечить удовлетворительное совпадение теории с экспериментом. Данный пример показывает, что модифицированная модель РФВ позволяет продвинуться в область больших доз (порядка 10^5 Гр и выше), когда становятся заметными, а затем и доминирующими радиационно-химические эффекты облучения.

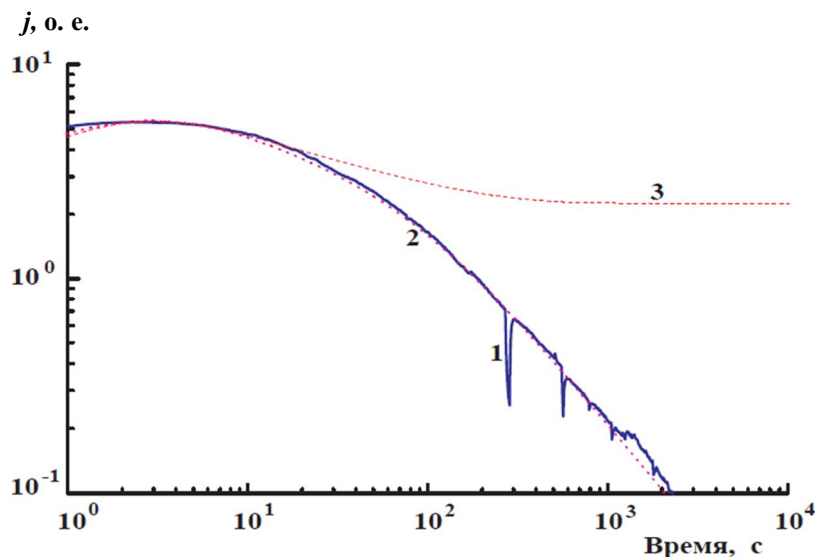


Рис. 6. Экспериментальная (1) и расчетные (2, 3) кривые переходного тока, снятые в полиэтилене высокого давления с учетом (2) и без учета (3) образования радиационных ловушек [3]

К настоящему времени накоплено немало экспериментальных данных, указывающих на то, что подвижность неосновных носителей заряда в большинстве полимеров хотя и мала, но не настолько, чтобы ей можно было пренебречь.

Естественно, что учет биполярности резко усложняет модель и ее аналитическое рассмотрение. Единственная известная авторам работа [5] относится к стационарному состоянию модели, в которой параметры электронов и дырок идентичны. Поэтому в дальнейшем для анализа биполярной модели РФВ (в дальнейшем – биполярной модели) используется, как правило, численное моделирование [6].

Данные, позволяющие судить о степени биполярности того или иного полимера, получают, как правило, из времяпролетных экспериментов. Вре-

мена пролета при прочих равных условиях тем короче, чем больше величина $\zeta = \mu_0 \tau_0 \nu_0^\alpha (\tau_0^{-1} = k_c M_0)$. Эта же комбинация напрямую определяет и значение обеих компонент радиационной электропроводности (электронной и дырочной) к концу малосигнального облучения, когда их вклад в суммарный сигнал все еще аддитивен. За малый параметр, характеризующий степень биполярности полимера, естественно принять отношение $\chi = \zeta' / \zeta$ (штрихованная величина относится, естественно, к неосновным носителям заряда).

В рамках диффузионно-дрейфового приближения при изменении μ_0 автоматически изменяются константы k_r и k_c , прямо пропорциональные этому параметру (первая – в соответствии с формулой Ланжевена, а вторая – с формулой Дебая), а произведение $\mu_0 \tau_0$ остается вообще постоянным. Поэтому для изменения ζ варьировали τ_0 при неизменных μ_0 , ν_0 и α . В любом случае параметр биполярности $\chi = \zeta' / \zeta \leq 1,0$.

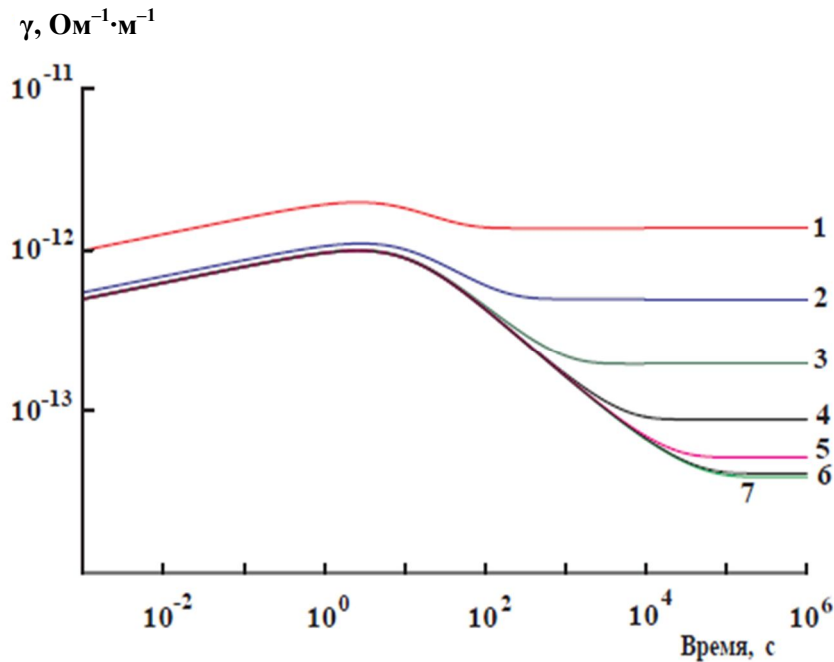


Рис. 7. Изменение во времени радиационной электропроводности модельного полимера при непрерывном облучении. Биполярная проводимость при $\chi=1$ (1), 10^{-1} (2), 10^{-2} (3), 10^{-3} (4), 10^{-4} (5), 10^{-6} (6) и 0 (7) – монополярная проводимость. Дисперсионный параметр 0,1 ($g_0 = 3,7 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$) [6]

Как видно из рис. 7, снижение параметра χ приближает вид кривых переходного тока к монополярному пределу, однако это происходит не пропорционально значению указанного малого параметра, и подобное отклонение от пропорциональности тем сильнее, чем меньше его значение. Так, при $\chi = 0,01$ стационарные значения кривых 3 и 7 различаются в 5 раз, а при $\chi = 10^{-4}$ – все еще в 1,32 раза (кривые 3 – 7 практически совпадают при $t \leq t_m$).

Отказ от монополярного приближения сопровождается появлением ряда неожиданных результатов даже на качественном уровне. При равенстве параметров модели для электронов и дырок спад тока в процессе облучения после прохождения им максимума практически исчезает, хотя в монополярном случае ($\alpha \leq 0,5$) подобное снижение тока достаточно четко выражено (естественно, в логарифмических координатах $\lg j - \lg t$). Время достижения максимума при этом практически не изменяется.

Полимеры, у которых параметр биполярности $\chi \leq 0,01$, естественно отнести к классу материалов с монополярной электропроводностью. Полученные нами результаты показывают, что и в этом случае роль биполярности все еще велика. Действительно, из сравнения кривых 3 и 7 на рис. 7 в области больших времен следует, что расчетное значение стационарного тока в биполярном случае больше, чем в монополярном почти в 5 раз. Как видно, роль малого параметра $\chi = 0,01$ непомерно велика.

На рис. 8 представлены результаты расчета радиационной электропроводности в рамках классической и симметричной моделей для нескольких значений λ . Видно, что каких-либо неожиданностей не происходит и асимптотический ход кривых имеет вид гиперболических зависимостей $j \propto t^{-1}$, причем они приобретают этот вид тем раньше, чем больше параметр λ .

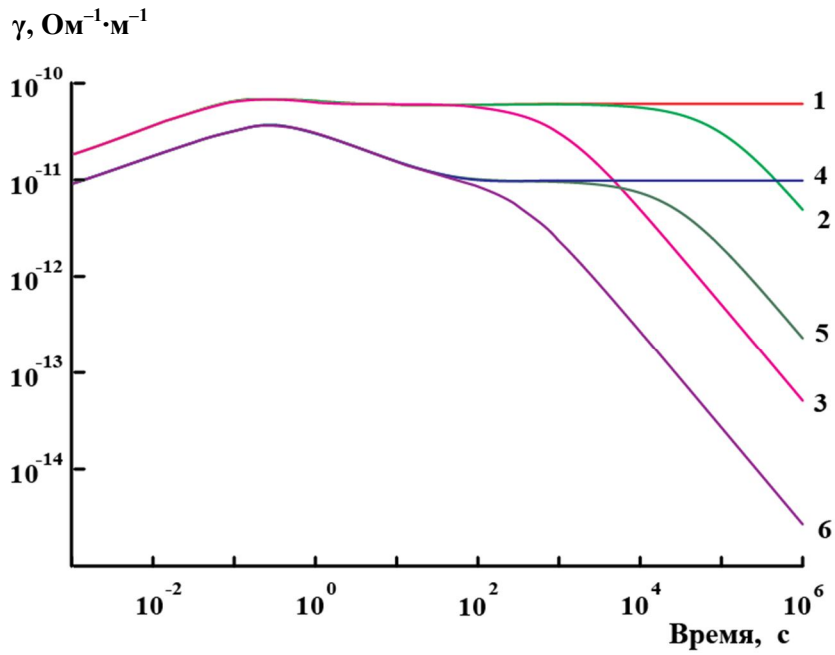
Из рис. 8 ясно, что отмеченные выше особенности для полимеров с биполярной проводимостью полностью сохраняют свою силу и при учете образования радиационных ловушек. В области гиперболического спада ($j \propto t^{-1}$) наблюдается определенное подобие кривых переходного тока (ср. 2 и 5 на рис. 8, а, или кривых, приведенных на рис. 8, б для тех же λ).

Биполярная модель РФВ, учитывающая образование радиационных ловушек в процессе облучения, несмотря на ее кажущуюся громоздкость, имеет ясный физический смысл. По сути дела, она является, по-видимому, наиболее общим видом универсальной физико-математической модели радиационной электропроводности полимеров.

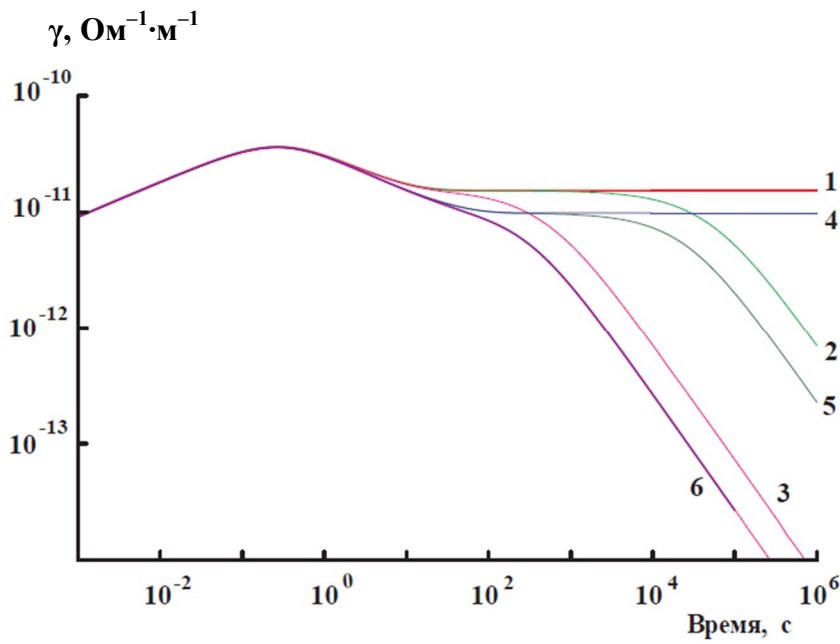
Действительно, участие обоих носителей заряда (электронов и дырок) в переносе электрического тока не должно вызывать каких-либо сомнений. Вопрос состоит лишь в определении параметров модели для неосновных носителей заряда (μ'_0, τ'_0, v'_0 и α').

Основные радиационно-химические продукты радиолиза, акцептирующие с одинаковой эффективностью как электроны, так и дырки, — это свободные радикалы. Тогда в принципе можно считать, что $\lambda = \lambda'$. Задача сводится к определению (или оценке) радиационно-химического выхода свободных радикалов, стабилизирующихся в полимерной матрице при температуре облучения.

Существующая в литературе информация по обоим вопросам достаточно ограничена, поэтому исследование радиационной электропроводности при длительном облучении может быть использовано для ее уточнения. Время расчета одного варианта симметричной модели с использованием пакета математических программ MATLAB составляет ≈ 20 с, так что эта модель



a



б

Рис. 8. Влияние радиационных ловушек на кривые переходного тока модельного полимера: *a* – $\chi = 1,0$; *б* – $\chi = 0,01$ [6]; с биполярной (1 – 3) и монополярной (4 – 6) проводимостью: $\lambda = \lambda' = 0$ (1), 0,0001 (2) и 0,01 (3). Также $\lambda = 0$ (4), 0,0001 (5) и 0,01 (6)

может с успехом применяться для определения параметров переноса электронов и дырок путем подгонки расчетных кривых под результаты лабораторных испытаний. В таком качестве обсуждаемая модель может рассматриваться как универсальная физико-математическая модель радиационной электропроводности полимеров полуэмпирического уровня.

Экспериментальные данные по радиационной электропроводности

На рис. 9 представлены типичные кривые переходного тока в полиэтилене высокого давления (ПЭВД) для нескольких длительностей импульсного облучения. Хорошо видно, что в отклике полимера при длительности импульса 20 мкс доминирует мгновенная составляющая РЭ. Ее значение, приведенное к единице мощности дозы, составляет $K_p = 0,7 \cdot 10^{-14} \text{ Ф} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{Гр}^{-1} (\pm 20\%)$. Следует обратить внимание на характер спада кривой для задержанной составляющей сразу после окончания импульса. В логарифмических координатах этот начальный участок спада имеет вид наклонной прямой, так что определение значения задержанной составляющей в конце импульса излучения не представляет особой сложности. Это значение приблизительно в 3,0 раза меньше, чем для мгновенной составляющей, опять же в расчете на единицу мощности дозы (электрическое поле $4 \cdot 10^7 \text{ В/м}$).

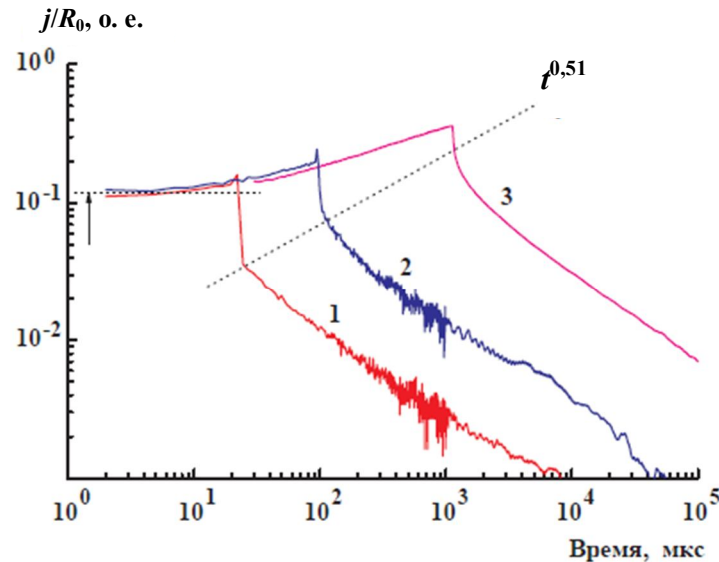


Рис. 9. Кривые переходного тока (в расчете на единицу мощности дозы R), снятые в образце ПЭВП, облученного тремя импульсами излучения с последовательно возрастающей длительностью импульса t_p 20 (1), 100 мкс (2) и 1,1 мс (3) соответственно. Вертикальная стрелка относится к мгновенной составляющей РЭ (одна и та же для всех кривых). Пунктирная прямая проведена через значения задержанной составляющей в конце импульса излучения. Постоянная времени измерения для кривых 1 и 2 составляет 0,2 мкс, для кривой 3 – 2 мкс. Доза за импульс для всех кривых 6 Гр [7]

Спад задержанной составляющей также хорошо описывается степенной зависимостью ($j \propto t^{-0,52 \pm 0,05}$ при $t \geq 5t_p$, но $t \leq 0,1$ с. В интервале времени 0,1–1 с кривая спада принимает форму $j \propto t^{-0,67 \pm 0,02}$. Подобное ускорение темпа спада переходного тока не имеет никакого отношения к влиянию мощности дозы излучения, а отражает особенности ловушечного распределения в полимере.

Подобная простота определения задержанной составляющей в конце импульса теряется при переходе к более длинным импульсам (кривая 3). Теперь для ее нахождения необходимо вычесть из значения плотности тока в конце импульса величину мгновенной составляющей. Видно, что при длительности импульса $t_p = 1,1$ мс последняя процедура является единственно возможной. Наилучшей аппроксимацией к закону нарастания задержанной составляющей с увеличением длительности импульса является степенная функция $t^{0,51}$, как это показано пунктирной прямой на рис. 9. В конце импульса излучения задержанная составляющая РЭ уже в 2 раза больше мгновенной и составляет $K_{rd} \approx 1,4 \cdot 10^{-14} \text{ Ф} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{Гр}^{-1}$.

На рис. 10 приведено сравнение откликов ПЭВД и полистирола (ПС), измеренных в идентичных условиях облучения. Пересечение кривых происходит при 175 мс.

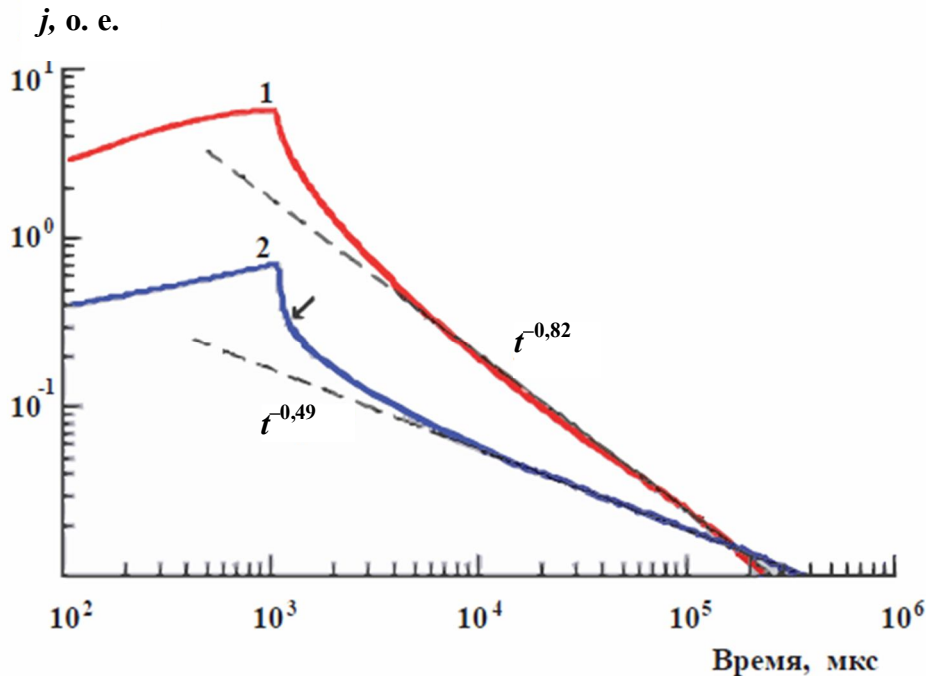


Рис. 10. Кривые переходного тока в полистироле (1) и полиэтилене высокого давления (2) при облучении импульсом электронов с энергией 50 кэВ. Толщина образцов 20 мкм, напряженность электрического поля $4 \cdot 10^7$ В/м, длительность импульса 1 мс, мощность дозы $4,2 \cdot 10^3$ Гр/с, постоянная времени измерения 5 мкс. Стрелка определяет величину задержанной составляющей тока в конце импульса [7]

На рис. 11 сравниваются кривые переходного тока в тех же полимерах, но при ступенчатом прерывистом облучении.

И наконец, на рис. 12 приведены кривые переходного тока при длительном облучении (каждый раз на свежем образце).

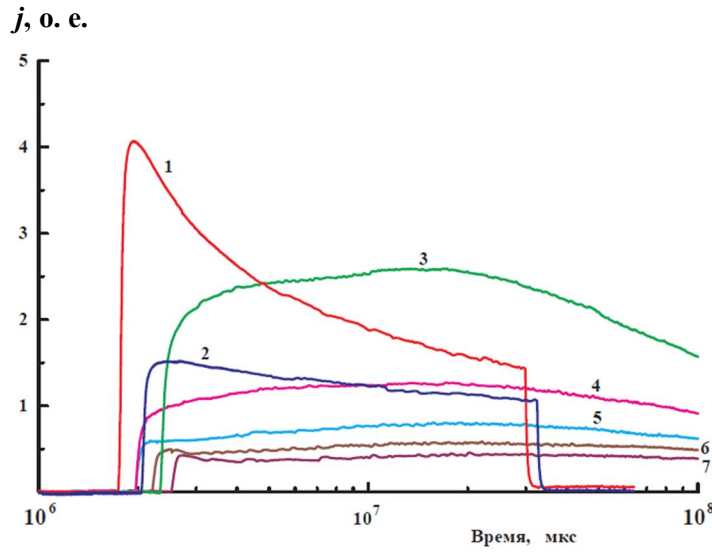


Рис. 11. Кривые переходного тока при последовательном облучении ПС (1, 2) и ПЭВД (3–7) электронами с мощностью дозы 74 (ПС) и 830 Гр/с (ПЭВД) длительностью ~30 (ПС) и 100 с (ПЭВД). Интервал времени между отдельными прогонками ~1 мин, электрическое поле 410^7 В/м [4]

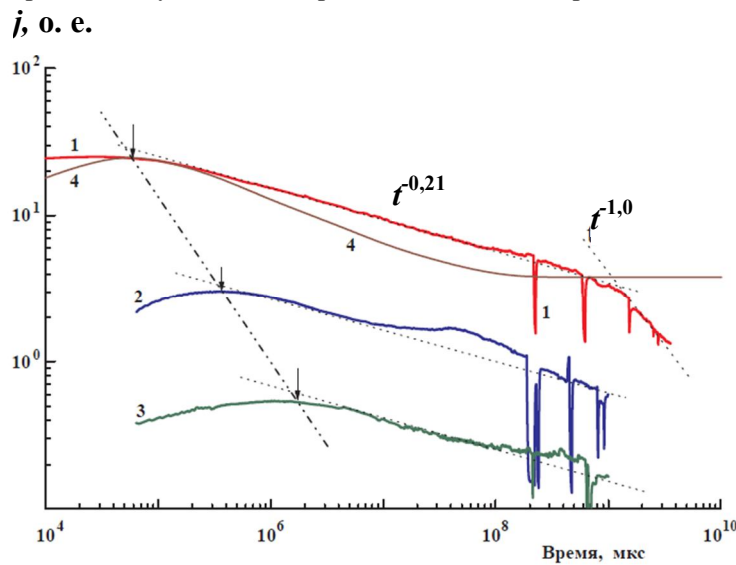


Рис. 12. Кривые переходного тока в ПС. Мощность дозы 750 (1), 75 (2) и 7,5 Гр/с (3); 4 – расчетная кривая (она же кривая 2 на рис. 4) нанесена путем совмещения с кривой 1 в максимуме. Стрелками на кривых обозначены времена достижения максимума тока (0,06; 0,41 и 1,8 с соответственно). Хорошо видны трудности определения времени максимума тока по экспериментальным данным [4]

В основу анализа положен принцип разделения радиационной электропроводности на две составляющие: мгновенную γ_p и задержанную γ_d . Первая практически безынерционна, с точностью до нескольких десятых наносекунды повторяет форму импульса излучения и пропорциональна мощности дозы:

$$\gamma_p = K_p R, \quad (5)$$

где R – мощность дозы (Гр/с). Параметр K_p практически не зависит ни от температуры, ни от электрического поля. При длительности воздействия импульса радиации $t_p \leq 0,1$ мкс оценку радиационной электропроводности можно проводить по формуле (5), полностью пренебрегая наличием задержанной составляющей.

В полярных полимерах $3 \cdot 10^{-16} \leq K_p \leq 2 \cdot 10^{-14}$ Ом⁻¹·м⁻¹·Гр⁻¹·с. В слабополярных полимерах $K_p = (2 - 5) \cdot 10^{-15}$ Ом⁻¹·м⁻¹·Гр⁻¹·с, а в неполярных этот параметр еще выше (наибольшее значение он имеет у политетрафторэтилена $-2 \cdot 10^{-14}$ Ом⁻¹·м⁻¹·Гр⁻¹·с). В керамиках и неорганических стеклах он еще на порядок выше.

С увеличением длительности облучения сначала появляется, затем возрастает, и наконец начинает доминировать задержанная составляющая и можно пренебречь наличием мгновенной. Теперь радиационная электропроводность характеризуется сложной временной, полевой и температурной зависимостью.

Минимальная радиационная электропроводность реализуется в полярных полимерах, в которых временная зависимость практически отсутствует, а радиационная электропроводность пропорциональна мощности дозы $\gamma_d = K_r R$, но значение параметра K_r заметно выше K_p и составляет $(0,5 - 2,0) \cdot 10^{-14}$ Ом⁻¹·м⁻¹·Гр⁻¹·с при комнатной температуре.

В большинстве полимеров (ПС, ПЭ, ПТФЭ и др.) наблюдается сложная временная зависимость РЭ. При облучении с постоянной мощностью дозы (в дальнейшем всегда будет иметься в виду именно этот режим облучения) переходный ток сначала возрастает, затем достигает максимума γ_{rm} в момент времени t_m , после чего начинает медленно спадать, переходя в конце концов на закон спада $\gamma_d \propto t^{-1}$, свидетельствующий о начале влияния свободных радикалов на РЭ. Стационарное состояние практически никогда не достигается. Для характеристики РЭ используют параметры A_m и Δ , так что

$$\gamma_{rm} = A_m R^\Delta, \quad (6)$$

причем $0,5 \leq \Delta \leq 1,0$. Как правило, $\Delta = (1 + \alpha)^{-1}$. Обычно при $F \geq 5 \cdot 10^6$ В/м начинается зависимость γ_{rm} от поля типа $\gamma_{rm} \propto F^\kappa$ ($\kappa \approx 0,6 - 1,0$ при $F = 2 \cdot 10^7$ В/м). Кроме того, кажущаяся энергия активации γ_{rm} составляет $E_{am} \approx (0,1 - 0,3)$ эВ.

Если ввести параметр $\tilde{\epsilon}_m = \gamma_{rm} t_m / \epsilon_0$ (ϵ_0 – электрическая постоянная), то окажется, что для ряда полимеров типа ПС и полиэтилентерефталата (ПЭТФ) он близок к их относительной диэлектрической постоянной ϵ , хо-

тя в ряде неполярных полимеров (ПТФЭ, ПЭНП и др.) $\tilde{\epsilon}_m \gg \epsilon$ (именно в них параметр A_m особенно велик). В этом случае говорят о неланжевеноской рекомбинации. В табл. 1 и 2 дана сводка основных эмпирических параметров РЭ основных технических полимеров, пригодных для ее описания как при импульсном, так и непрерывном облучении.

Таблица 1

Экспериментальные данные по радиационно-импульсной проводимости для ряда полимеров (измерения, проведенные при комнатной и максимальной T_m температуре, указаны через наклонную черту)

Полимер	$K_p \cdot 10^{14}$ $\Phi \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{рад}^{-1}$	α	$T_m, ^\circ\text{C}$	ϵ	$\text{tg}\delta \cdot 10^3$	m	$K \cdot 10^{14}$ $\Phi \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{рад}^{-1}$	
							K_r	K_{rd}
Поливинилкарбазол (ПВК)	0,12	0,60	150	3,0/3,0	0,9/4,5	2,2	30/182	18/120
Полиэпоксипропилкарбазол (ПЭПК)	0,16	0,52	60	3,9/-	3,3/20	2,0	30/55	20/45
Полиэтилентерефталат (ПЭТФ)	0,08–0,3	0,05	150	3,2/3,3	6,6/8,7	1,6	12/23	2,4/3,9
Полиэтиленнафталат (ПЭНФ)	0,4–0,5	0,05	100	3,2/3,2	5,3/8,3	1,7	13/56	2,6/11
Полистирол (ПС)	0,3–0,4	0,2	100	2,5/2,4	0,2/0,5	1,6	6,0/16,5	1,5/5,0
Полипиромеллитимид (ППМИ)	0,2 – 0,5	0,25	180	3,6/3,5	5,1/8,9	1,6	4,7/26	0,7/3,6
Поликарбонатдиана (ПК)	0,15	0,5	170	3,0/3,0	2,0/5,4	1,3	0,45/1,3	0,045/0,5
ПЭВД	0,9–1,0	0,5	100	2,2/2,2	0,4/1,3	1,15	1,9/27	0,48/11
Политетрафторэтилен (ПТФЭ)	2,0	0,5	180	2,0/2,0	0,6/0,9	1,0	4,6/25	1,5/6,1
Полипропилен (ПП)	0,6/1,0	0,5	100	2,2/2,2	0,6/0,9	1,0	0,6/1,8	0,02/0,47
Полиметилметакрилат (ПММА)	0,06–0,08	0,5	100	3,8/4,5	49/74	1,0	0,06/0,9	0,002/0,45
Поливинилхлорид (ПВХ)	0,08–0,16	~0	100	3,5/8,8	15/200	1,0	0,16/1,3	0,02/0,9
Поливинилфторид (ПВФ)	0,16	0,77	80	11/19	27/61	1,0	0,27/3,2	0,1/1,8

Примечание. Электрическое поле $5 \cdot 10^7$ В/м, длительность импульса 0,3 мс, K_{rd} – значение задержанной составляющей спустя 100 мкс после окончания импульса, $m = 1 + \kappa$.

Таблица 2

Параметры радиационной электропроводности для ряда полимеров

Полимер	Δ	m	$A_m, \text{Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1} (\text{Гр}^{-1} \cdot \text{с})^\Delta$	$A_m(e)/A_m(p)$ при $F_0 = 10^7 \text{ В/м}$ и $R = 2 \cdot 10^2 \text{ Гр/с}$
ПС (Стирофлекс)	0,70	1,8	$6,03 \cdot 10^{-13}$	3,0
ПЭТФ	0,96	1,77	$1,33 \cdot 10^{-13}$	5,5
ПЭНФ (Япония)	0,98	1,60	$1,46 \cdot 10^{-13}$	–
ППМИ (Каптон)	0,82	1,68	$0,83 \cdot 10^{-13}$	–
ПЭВД	0,67	1,47	$1,35 \cdot 10^{-12}$	2,54
ПТФЭ	0,90	1,0	$2,08 \cdot 10^{-12}$	1,3
ПП (Нитто)	0,65	1,0	$8,00 \cdot 10^{-13}$	–
ПВДФ (Куреха, Япония)	0,54	1,0	$2,4 \cdot 10^{-11}$	1,6
ПВФ (Тедлар)	0,57	1,0	$3,86 \cdot 10^{-12}$	–
ПА (Номекс)	0,83	1,0	$6,86 \cdot 10^{-14}$	1,1
ПММА	1,0	1,0	$2,0 \cdot 10^{-14}$	1,1
ПВХ	1,0	1,0	$3,0 \cdot 10^{-14}$	1,1
ПК	0,88	1,65	$9,21 \cdot 10^{-15}$	1,0
Бумага КОН	1,0	1,0	$4,5 \cdot 10^{-15}$	1,0

Примечание. В последней колонке приведено отношение параметров A_m при электронном e и протонном p облучении.

Электронный транспорт в полимерах

Методические вопросы. В настоящее время существуют два подхода к изучению прыжкового транспорта избыточных носителей заряда (электронов или дырок) в молекулярно-допированных полимерах, сильно отличающихся как в теоретическом, так и в экспериментальном плане. Первый из них базируется на известной модели гауссова беспорядка или ее новейших модификациях, учитывающих наличие характерного масштаба в квазидоменном пространственном распределении энергии дипольного беспорядка. Для этого подхода характерно достаточно быстрое установление квазистационарного режима транспорта (не более 1 мс при комнатной температуре). Экспериментальным подтверждением теории служат данные классического времяпролетного метода с оптической генерацией носителей заряда в приповерхностном слое или их инжекцией из дополнительного генерационного слоя. Наблюдение плато или слабо спадающего участка на кривой переходного тока в области времени пролета, по мнению сторонников этой точки зрения, свидетельствует о достижении квазиравновесного режима транспорта [1].

Во втором подходе используется концепция неравновесного электронного транспорта в неупорядоченных системах, включая молекулярно допированные полимеры. Для проведения измерений применяют радиационный вариант метода времени пролета как с приповерхностной, так и с объемной генерацией носителей заряда на базе электронной пушки с регулируемой энергией ускоренных электронов в диапазоне 3–65 кэВ.

Нами разработана разновидность времяпролетного метода с регулируемой толщиной генерационного слоя. Рассмотрим суть нового метода, а также результаты, полученные с его помощью.

В принципе, элементарная теория обсуждаемой разновидности времяпролетной методики с регулируемой толщиной генерационного слоя (в дальнейшем – ВПМ-1а) практически ничем не отличается от теории классического метода времени пролета (ВПМ) или его варианта с однородным облучением (ВПМ-2), она уже подробно рассмотрена в литературе [8–10]. Имея в виду анализ зависимости переходного тока от времени, ограничимся рассмотрением этого явления в рамках модели многократного захвата. Эта модель при соответствующем выборе энергетического распределения ловушек по энергии дает адекватное описание различных прыжковых моделей (в отношении формы кривых переходного тока). Подобная замена ценна тем, что позволяет использовать хорошо апробированные и достаточно точные аналитические решения или численные методы.

Идею метода лучше всего понять на примере простейшего типа транспорта, а именно гауссова (нормального). Общее выражение для времяпролетной кривой хорошо известно, и оно может быть использовано в качестве координатной и временной функции Грина для расчета времяпролетной кривой в методе ВПМ-1а. Переходной ток для классической постановки задачи в методе времени пролета (одномерное приближение, режим малого сигнала, униполярная проводимость, пренебрежение диффузионной компонентой тока) имеет следующий вид:

$$j_s = \frac{\sigma_0 e \mu F_0}{2L} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{L - \mu F_0 t}{\sqrt{4Dt}} \right) \right], \quad (7)$$

где σ_0 – поверхностная плотность электронов (основных носителей заряда), генерированных в виде бесконечно тонкого слоя у переднего электрода; e – элементарный электрический заряд; F_0 – постоянное и однородное электрическое поле в образце полимера толщиной L ; $\operatorname{erf}(x)$ – функция ошибок. Подвижность μ и коэффициент диффузии D – постоянные величины, а время t отсчитывается от момента импульсной генерации электронов.

Далее принимаем, что в зоне генерации толщиной l_g плотность мгновенно генерированных электронов постоянна и равна $n_0 = \sigma_0 / l_g$. Используя выражение (7) как координатную функцию Грина, получим следующую формулу для переходного тока в рассматриваемом случае:

$$j_{sa} = \frac{\sigma_0 e \mu F_0}{2L l_g} \int_0^L H(1 - x / l_g) \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{L - x - \mu F_0 t}{\sqrt{4Dt}} \right) \right] dx, \quad (8)$$

где $H(\xi)$ – функция Хевисайда, равная нулю для отрицательных значений аргумента и единице для положительных и нуля; x – координата, направленная вглубь полимера. Для $l_g = L$ приведенная выше формула описывает случай однородного облучения.

На рис. 13 приведены типичные кривые переходного тока для ряда возрастающих значений толщины зоны генерации. Видно, что с ростом l_g постепенно сокращается протяженность плато, которое по-прежнему содержит почти горизонтальный участок. Отметим также, что дисперсия времен пролета при этом все больше возрастает.

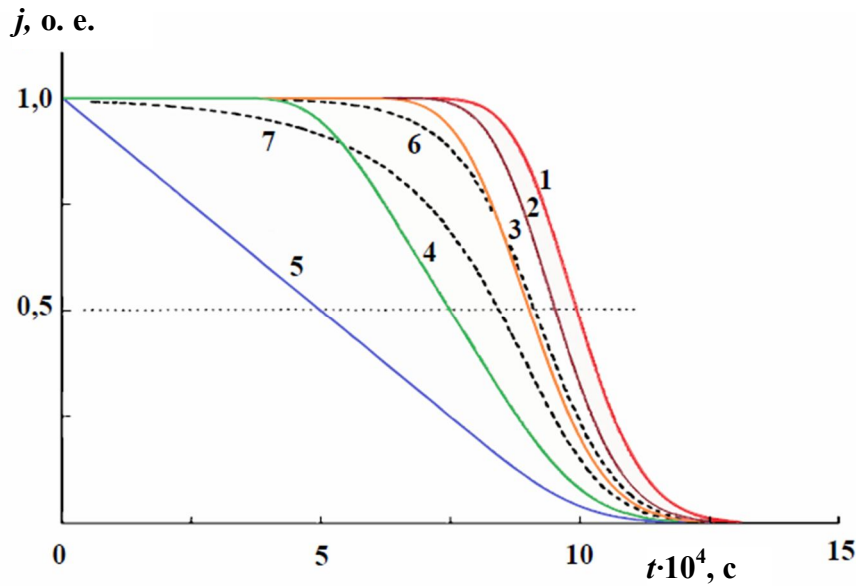


Рис. 13. Расчетные времяпролетные кривые при изменяющейся толщине зоны генерации для режима нормального транспорта носителей заряда. Время пролета образца полимера принято равным 1 мс. Толщина зоны генерации (в единицах толщины образца) 0 (1); 0,1 (2, 6); 0,2 (3, 7); 0,5 (4); 0,7 (2) и 1,0 (2) для прямоугольной (1–5) или экспоненциальной (6, 7) зон генерации. Для кривой 1 $W = 0,125$

Для сохранения общности рассмотрим также случай экспоненциально спадающей плотности генерации, как это имеет место при фотогенерации носителей заряда. Для описания этого случая в формуле (8) необходимо заменить функцию $H(1-x/l_g)$ на экспоненту $\exp(-x/l_g)$, при этом дополнительно предполагается, что $l_g \ll L$. Полученные расчетные кривые также представлены на рис. 13. Отмеченная ранее особенность времяпролетных кривых при увеличении толщины зоны генерации в целом сохраняется, однако плато становится все менее выраженным. В дальнейшем ограничимся применением метода ВПМ-1а на основе электронов низких (5–20 кэВ) энергий, поскольку известно, что они в отличие от фотонов имеют максимальную длину пробега l_m [1].

Обсуждаемый метод предложен для выяснения роли поверхностного слоя на контакте металл-полимер [11] в формировании времяпролетной кривой и исключения этого влияния для приповерхностной генерации носителей заряда или их инжекции из генерационного слоя. Вопрос о возможном влиянии

поверхностных слоев полимера на результаты измерений неоднократно обсуждался ранее [1]. Основные используемые положения следующие.

При всех известных способах формирования контакт металл-полимер на границе раздела образуется межфазная область, так называемый *I*-слой, обладающий комплексом физико-химических, структурных и электрофизических свойств, отличающихся от таковых в объеме полимера. Как правило, это более дефектная часть полимерного образца. Протяженность слоя невелика (0,1–0,2 мкм, достигает в редких случаях 2 мкм).

В методе ВПМ по крайней мере некоторая (а, возможно, и большая) часть носителей заряда неизбежно стартует из *I*-слоя, прилегающего к облучаемому электроду, со всеми вытекающими отсюда последствиями. Следовательно, при практическом использовании метода необходимо проявлять повышенную осторожность, особенно при интерпретации данных в рамках той или иной теоретической модели. Известно, что все они разработаны для однородного твердого тела и, естественно, не учитывают гетерогенную структуру реального образца полимера.

Основная идея метода достаточно проста. При постепенно увеличивающейся энергии электронов пучка E_e возрастает максимальный пробег l_m , так что при этом уменьшается относительная доля энергии β_S , поглощенной в поверхностном слое, по сравнению с долей энергии, поглощенной в объеме β_V (естественно, что $\beta_S + \beta_V = 1,0$). Соответственно форма кривой переходного тока изменяется от начальной (плато или даже плато с подъемом к его концу) к конечной, характерной для объемного транспорта. Если это изменение происходит в соответствии с кривыми *I*–5 на рис. 13, то транспорт носителей заряда – гауссов. В противном случае он таковым не является.

Для удобства интерпретации экспериментальных данных, получаемых по методу ВПМ-1а, приведем формулу для оценки максимального пробега электронов в диапазоне энергий 5–50 кэВ. В допированном ПК [1]

$$l_m = 31(E_e / 43)^{1,67}, \quad (9)$$

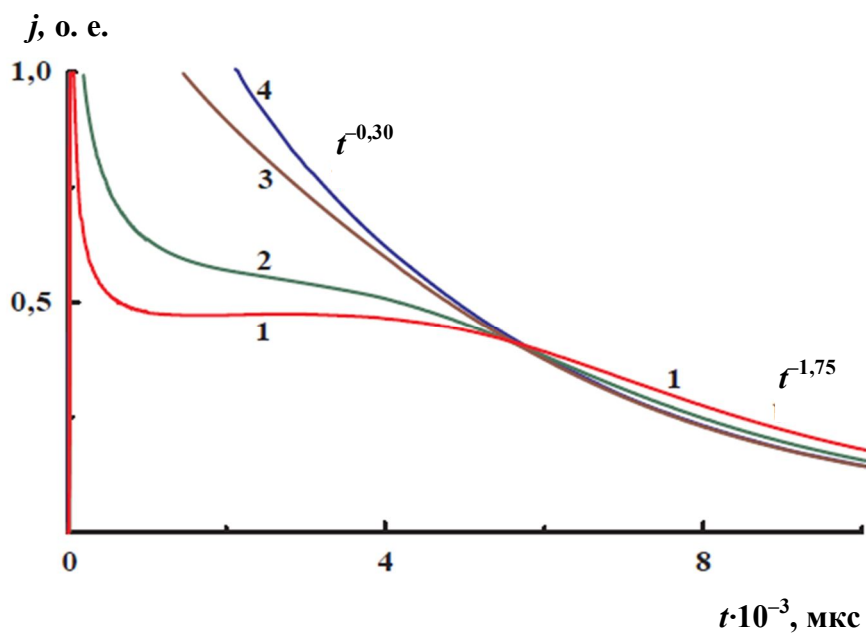
где пробег выражен в микронах, а энергия электронов в кэВ. Если принять, что на облучаемой поверхности плотность поглощенной энергии равна единице (определяется величиной удельной потери энергии электронов с энергией E_e и плотностью потока электронов), то с продвижением вглубь образца она постепенно возрастает до 2,3–2,5 на глубине (0,3–0,35) l_m , достигая в этой плоскости максимума. Затем поглощенная энергия монотонно спадает и обращается в нуль на глубине l_m . В первом приближении можно принять, что плотность генерации вообще однородна в зоне облучения толщиной $\approx 0,8l_m$. Для наших целей данное приближение вполне достаточно. При энергии электронов пучка 5–7 кэВ их максимальный пробег в полимерах не превышает 1,5 мкм и поэтому используется в качестве стандартной энергии электронов при проведении исследований по методу ВПМ на образцах полимеров, толщина которых превышает 15 мкм.

Для проведения испытаний использованы образцы ПК, допированного 30 мас. % ароматического гидразона ДЭШ (ДЕН, англ.). Пленки материала приготовлены в исследовательской лаборатории фирмы «Eastman Kodak» (США) по принятой технологии, при которой слой молекулярно допированного полимера наносится на пленку ПЭТФ толщиной 180 мкм с напыленным полупрозрачным слоем никеля (генерационный слой $\alpha - Se$, однако, не наносился). Образцы нарезали в Москве и напыляли плотный (порядка 30–50 нм) верхний электрод из Al.

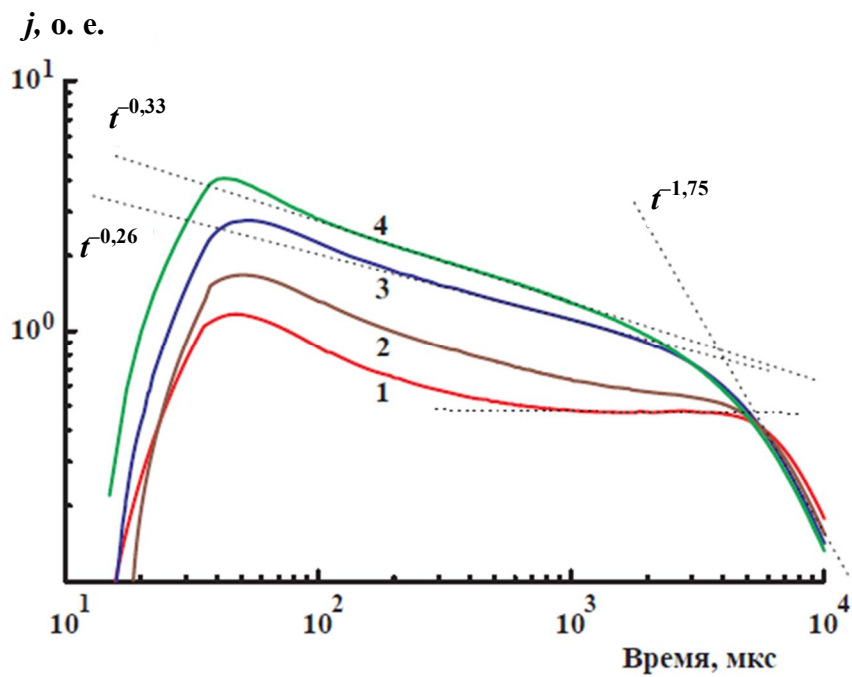
На рис. 14, а представлена времяпролетная кривая I , полученная в образце допированного ПК толщиной 14 мкм при его облучении импульсом электронов с энергией 7 кэВ длительностью 25 мкс (электрическое поле $4 \cdot 10^7$ В/м). Определенная по стандартной процедуре относительная длительность послепролетного хвоста кривой $W = 0,46$, что типично для допированного ПК. Согласно литературным данным, этот параметр изменяется в пределах 0,30–0,55 при комнатной температуре. Подвижность дырок, найденная по моменту окончания плато t_0 , составляет $7,5 \cdot 10^{-11}$ м²/(В·с) и $4,0 \cdot 10^{-11}$ м²/(В·с), если расчет произведен по времени полуспада тока от его значения на плато $t_{1/2}$, опять же в полном согласии с опубликованными результатами [12].

Повышение энергии электронов пучка до 14 кэВ (кривая 2) сопровождается заметным изменением хода времяпролетной кривой: плато определенно исчезает, а допролетный участок становится мягко спадающим (наиболее часто цитируемое поведение «плато»). Для этой кривой зона генерации расширилась от 1,5 до $\sim 4,8$ мкм, т. е. от $1/9$ до $\sim 1/3 L$. При дальнейшем увеличении энергии электронов до 23 кэВ ($l_g \approx 11,2$ мкм) ход времяпролетной кривой 3 приобретает вид, характерный для дисперсионного транспорта [1]. Для этой кривой определение времени пролета в линейном масштабе уже невозможно, как и для кривой 4, отвечающей энергии электронов 50 кэВ (режим объемного облучения).

На рис. 14, б те же кривые приведены в логарифмических координатах. Здесь уже хорошо видно, что все кривые имеют много общего. Степенные спады тока сразу после окончания импульса достаточно близки ($t^{-0,4 \pm 0,1}$), а в области послепролетных времен они практически совпадают, снижаясь по степенному закону $t^{-1,8}$. Основные отличия наблюдаются в области времен пролета, длительность плато составляет $\sim 0,6$ декады. Таким образом, ожидаемого для квазиравновесного транспорта влияния толщины генерационного слоя на длительность плато не происходит. При незначительном увеличении l_g всего до $1/3 L$ плато исчезает, а при дальнейшем росте толщины зоны генерации времяпролетная кривая принимает форму, не позволяющую уже определить время пролета. Для этого необходимо перестроить кривую в логарифмических координатах. При $l_g \geq 0,4 L$ ход переходного тока полностью соответствует выводам теории многократного захвата с экспоненциальным распределением ловушек по энергии при значении дисперсионного параметра $\alpha \approx 0,8$.



a



б

Рис. 14. Экспериментальные кривые переходного тока, зарегистрированные в образце допированного ПК, в линейных (а) и логарифмических (б) координатах при изменяющейся энергии электронов пучка 7 (1), 14 (2), 23 (3) и 50 кэВ (4) [9]

Интересно, что для образца, вырезанного из той же пленки, но с «плато», нарастающим к его концу, последовательность изменения формы тока такова, что при определенной толщине генерационного слоя формируется настоящее плато с последующим его исчезновением (рис. 15). И наоборот, начально регистрируемое «ниспадающее плато», закономерно усиливается и затем переходит в бесформенную кривую, характерную для дисперсионного транспорта.

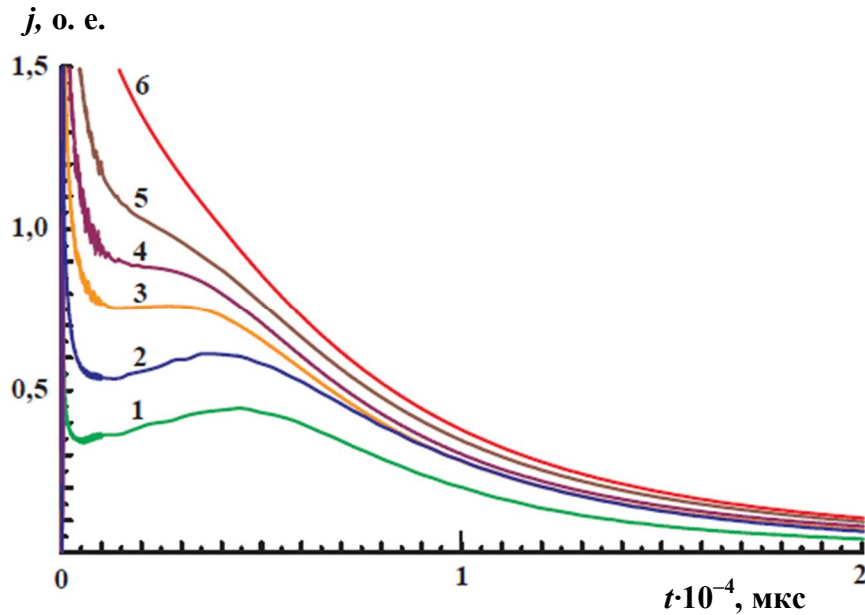


Рис. 15. Экспериментальные кривые переходного тока, зарегистрированные в еще одном образце допированного поликарбоната при изменяющейся энергии электронов пучка 4 (1), 7 (2), 11.2 (3), 14 (4), 17 (5) и 23 кэВ (6) [9]

Таким образом, на примере поликарбоната, допированного 30 мас. % гидразона ДЭШ, показано, что плато на времяпролетной кривой, регистрируемой классическим методом времени пролета, является артефактом методики, а не следствием установления квазиравновесного транспорта, который в условиях эксперимента носит дисперсионный характер. Этот вывод значительно расходится с распространенной в литературе точкой зрения [12].

Теоретическое описание электронного транспорта в неупорядоченных материалах. Для описания электронного транспорта в неупорядоченных твердых телах, включая молекулярно-допированные полимеры, используют теоретические модели прыжкового транспорта с тем или иным распределением прыжковых центров по энергии (чаще всего гауссовым или экспоненциальным), при проведении численных расчетов применяют метод Монте-Карло. Классическим примером теории такого рода является модель гауссова беспорядка, предложенная Бэслером в 1981 г. [13] и ставшая стандартным инструментом для

интерпретации времяпролетных экспериментов в молекулярно-допированных полимерах [1].

Основные положения модели состоят в следующем. Транспорт дырок происходит путем некоррелированных перескоков между точечными прыжковыми центрами, образующими регулярную кубическую решетку. Темп перехода между двумя изолированными центрами описывается формулой Миллера – Абрахамса:

$$\Gamma_{ij} = \Gamma_0 \exp(-2\gamma r) \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT} \theta(\Delta E_{ij})\right), \quad (10)$$

где Γ_0 – электронный частотный фактор (в модели, равный фононной частоте $\Gamma_{ph} = 10^{13} \text{ с}^{-1}$); γ – постоянная затухания сферически симметричной волновой функции ($2\gamma a = 10$); r – расстояние между прыжковыми центрами; ΔE_{ij} – разность энергий конечного j -го и начального i -го центра; $\theta(x)$ – ступенчатая функция, равная нулю для $x \leq 0$ и единице для $x > 0$; k – постоянная Больцмана; T – температура. Разброс энергии центров соответствует гауссову закону (отсюда и название модели). Параметры модели для поливинилкарбазола (ПВК), модельного для теории полимера: параметр решетки $a = 0,6$ нм, среднеквадратичная вариация энергии центров $\sigma = 0,1$ эВ, обратный радиус затухания волновой функции центра $\gamma = 0,83 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-1}$.

Плотность энергетического распределения центров ($-\infty \leq E \leq \infty$):

$$\rho(E) = \frac{a^{-3}}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left[-\frac{E^2}{2\sigma^2}\right]. \quad (11)$$

Общая концентрация прыжковых центров $a^{-3} = 4,6 \cdot 10^{27} \text{ м}^{-3}$ (концентрация карбазольных групп, выступающих в качестве прыжковых центров в ПВК, равна $3,76 \cdot 10^{27} \text{ м}^{-3}$).

Сформулированная задача при задании соответствующих начальных и граничных условий является корректной, и цель теоретического анализа состоит в определении временной зависимости переходного тока для различных способов генерации носителей заряда, как правило, в режиме малого сигнала.

Для этой цели использовались численный метод Монте-Карло, метод эффективной среды, общая теория r - ε -протекания, процедура усреднения индивидуальных темпов перехода и наконец теория протекания при учете переходов только между ближайшими центрами [1].

Ограничения метода Монте-Карло по точности получаемых результатов общеизвестны. Кроме того, для обработки результатов моделирования необходимо использование эмпирических формул, для получения которых крайне необходимы предварительные аналитические результаты. Их вывод связан с использованием квазизонной модели с гауссовым распределением ловушек по энергии. Возможность подобной замены объясняется с помощью концепции транспорт-

ного уровня. В широком временном интервале (за исключением очень коротких субнаносекундных времен) расчеты по этим двум моделям в отношении временной зависимости времяпролетного тока дают сходные результаты.

Теоретическое описание времяпролетных эффектов в рамках модели многократного захвата представляет собой начально-краевую задачу. Для ее приближенного решения Руденко и Архиповым была разработана универсальная теоретическая концепция [14], в основе которой лежит понятие зависящей от времени демаркационной энергии $E_d(t)$, такой, что для ловушек с энергией меньше этой величины их заселенность равновесна, а для энергии, превышающей ее, заселенность определяется захватом при отсутствии термического освобождения.

Применение данного подхода позволило получить достаточно простые формулы для определения времени пролета, очень удобные при обработке экспериментальных кривых. Однако их точность заметно снижалась с увеличением значения дисперсионного параметра для дисперсионного транспорта или в области больших времен для гауссова. Результаты более точного подхода, учитывающего так называемую полевую диффузию [15], также требуют численных расчетов для определения погрешности и уточнения границ применимости.

Ниже проведен численный анализ системы уравнений модели многократного захвата с экспоненциальным и гауссовым распределениями ловушек по энергии применительно к постановке идеализированного времяпролетного эксперимента.

Система уравнений модели многократного захвата в случае малого сигнала может быть записана следующим образом [1]:

$$\begin{cases} \partial \rho(x, E, t) / \partial t = N_0(x, t) M(E) / (M_0 \tau_0) - \nu(E) \rho(x, E, t); \\ N(x, t) = N_0(x, t) + \int_0^{+\infty} \rho(x, E, t) dE; \\ \partial N(x, t) / \partial t + \mu_0 F_0 \partial N_0(x, t) / \partial x = 0, \end{cases} \quad (12)$$

где x – пространственная координата, отсчитываемая по направлению вглубь образца ($x \geq 0$); t – время; $N(x, t)$ – полная концентрация основных носителей заряда (в дальнейшем – электронов); $N_0(x, t)$ – концентрация электронов в проводящих состояниях («зоне проводимости» [1]) с микроскопической подвижностью μ_0 ; $\rho(x, E, t)$ – энергетическое распределение плотности захваченных электронов ($E > 0$ и отсчитывается вниз от дна зоны переноса); τ_0 – время жизни квазисвободных электронов в зоне проводимости до их захвата на ловушки; $\nu(E) = \nu_0 \exp(-E/kT)$ – частота термического освобождения носителей заряда из ловушек с глубиной E , где ν_0 – частотный фактор; F_0 – однородное и постоянное электрическое поле. Гауссово распределение ловушек по энергии имеет вид

$$M(E) = \sqrt{2/\pi} (M_0/\sigma) \exp(-E^2/2\sigma^2), \quad (13)$$

где σ – параметр энергетического беспорядка. Случай экспоненциального распределения ловушек по энергии рассмотрен ранее.

Во времяпролетном эксперименте переходный ток измеряется в слое полимера толщиной L и рассчитывается по формуле [14]:

$$j(t) = (e\mu_0 F_0 / L) \int_0^L dx N_0(x, t),$$

где e – элементарный заряд. При этом диффузионная компонента тока проводимости не учитывается, как и в последнем из системы уравнений (12), поскольку электрическое поле достаточно велико.

Наиболее важны следующие начальные условия двух типов:

$$N(x, 0) = N_0(x, 0) = \sigma_0 \delta(x);$$

$$N(x, 0) = N_0(x, 0) = \sigma_0 / L,$$

где σ_0 – полная поверхностная плотность генерированных электронов (м^{-2}). Первое из условий соответствует приэлектродной генерации носителей заряда, а второе – однородной.

Задача расчета переходного тока ставилась как задача Коши для системы интегро-дифференциальных уравнений движения пакета носителей заряда в присутствии процессов захвата-выброса носителей заряда. Дискретизация интеграла $\int dE \partial \rho / \partial t$, аналогичная описанной в работе [16], сводит систему интегро-дифференциальных уравнений (12) к системе дифференциальных уравнений в частных производных, для которой решалась задача Коши.

Численные расчеты для модели с экспоненциальным распределением ловушек по энергии выполняли при следующих значениях параметров: время жизни электронов в проводящем состоянии $\tau_0 = 3 \cdot 10^{-11}$ с, частотный фактор $\nu_0 = 10^6$ с $^{-1}$, подвижность электронов в проводящем состоянии $\mu_0 = 10^{-5}$ м 2 / (В·с), полная концентрация ловушек $M_0 = 10^{25}$ м $^{-3}$. При этом $T = 290$ К, $L = 20$ мкм, $\sigma_0 = 10^{12}$ м $^{-2}$, напряженность поля и дисперсионный параметр варьировали.

Из рис. 16 следует, что с ростом α закономерно снижается показатель степени в зависимости $j \propto t^{-\beta}$ для допролетной ветви β_1 (от 0,23 до 0,025) и наоборот заметно возрастает для послепролетной ветви кривой переходного тока β_2 (от 2,2 до 7,2). Такое поведение предполагает приближение транспорта носителей заряда к квазиравновесному режиму. И действительно, уравнения многократного захвата для $\alpha > 1,0$ имеют стационарное (относительно подвижности электронов) решение.

При представлении тех же кривых в линейных координатах (рис. 17) появляется возможность определить время пролета по пересечению касательных к допролетной и послепролетной ветвям кривых (время пролета находится в районе характерного излома кривой). Само время пролета рассчитывают либо по времени t_0 (наиболее распространенная процедура [12]), либо времени полуспада $t_{1/2}$ сигнала (только в дискуссионном плане [17]).

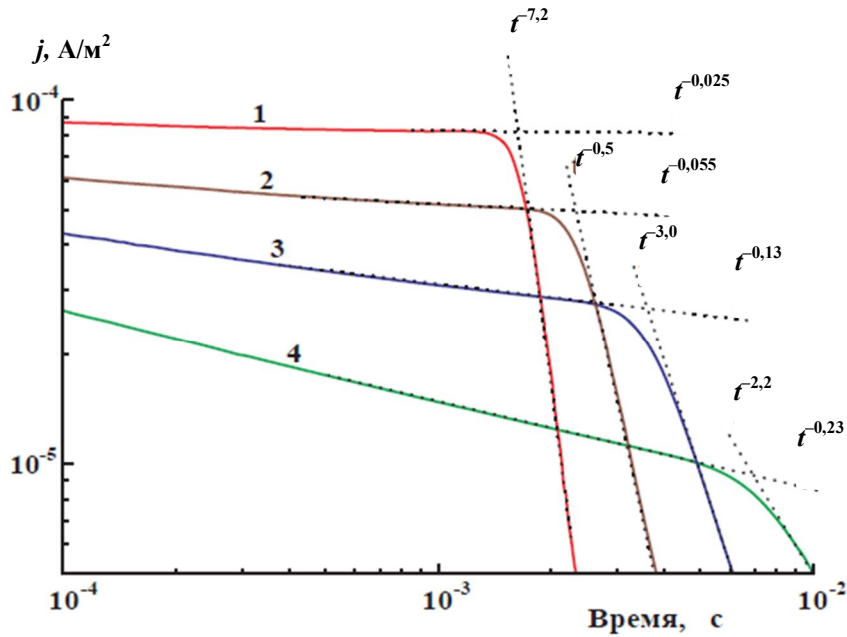


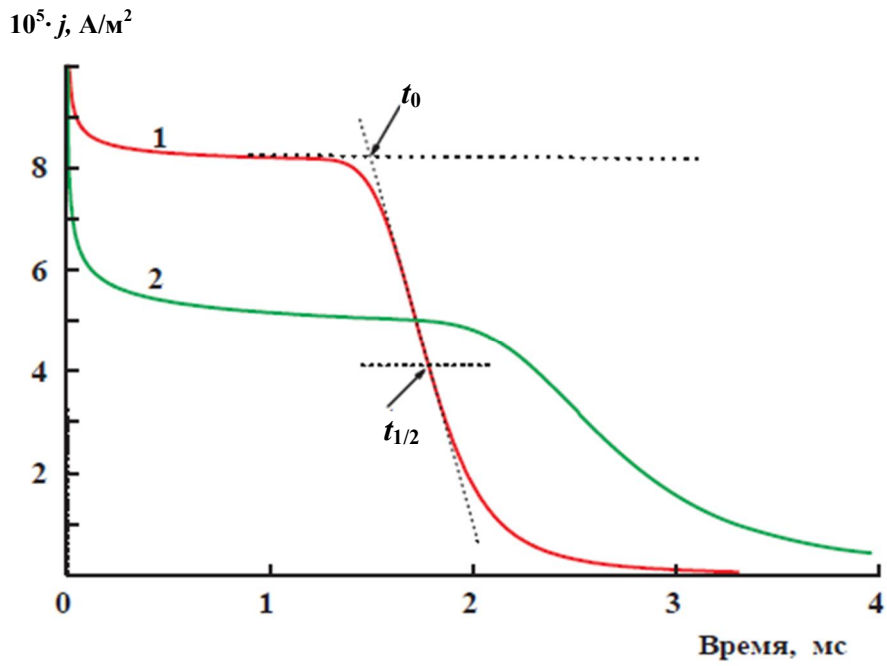
Рис. 16. Расчетные кривые переходного тока в логарифмических координатах. Дисперсионный параметр равен 1,5 (1); 1,2 (2); 1,0 (3) и 0,8 (4). Электрическое поле 10^8 В/м [16]

Представляет интерес обработать кривые 1–4 с целью расчета параметра

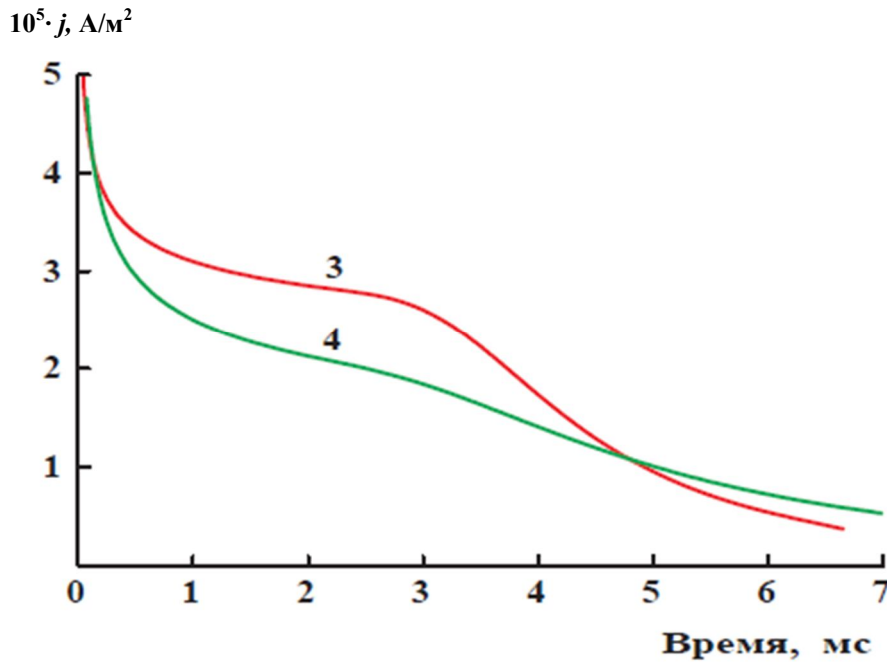
$W = \frac{t_{1/2} - t_0}{t_{1/2}}$, широко используемого для характеристики хвоста времяпролетной кривой. Результаты расчетов для нескольких α следующие:

α	0,8	1,0	1,2	1,5
W	0,45	0,32	0,23	0,16.

Следует обратить особое внимание на то, что для $\alpha = 0,8$ значение W равно 0,45. Оно попадает в интервал наиболее часто цитируемых данных (0,4–0,5) для молекулярно допированного поликарбоната. В классической работе Borsenberger [18] сообщается, что при использовании допанта тритолиламина в концентрации 40 мас. % величина $W = 0,44$ при $\beta_1 \approx 0$ (температура комнатная). Обработка данных выполнена в предположении равновесного транспорта, что, конечно, противоречит измеренному значению W . Нами для допанта ДЭШ в концентрации 30 мас. % получены близкие значения параметров W и β_1 . Однако показано, что транспорт дырок происходит в дисперсионном режиме с $\alpha \approx 0,8$. Поскольку теперь образование плато уже не связывается с выходом транспорта на стационарный режим (оно, предположительно, обусловлено влиянием приповерхностного слоя), отмеченное выше противоречие снимается, и параметр W получает значение, определяемое величиной дисперсионного параметра.



a



б

Рис. 17. Здесь данные, показанные на рис. 16, приведены в линейных координатах. Кривая 1 (а) иллюстрирует процедуру определения параметра W ; при построении кривой 4 (б) данные увеличены, а время сжато в 2 раза [16]

На рис. 18 приводится сравнение экспериментальной и расчетной кривых для следующих параметров модели: $\alpha = 0,75$; $\tau_0 = 3 \cdot 10^{-11}$ с; $\nu_0 = 2,1 \cdot 10^6$ с $^{-1}$; $\mu_0 = 10^{-5}$ м 2 / (В·с); $M_0 = 10^{25}$ м $^{-3}$.

Данные для кривой 1 получены при импульсном (25 мкс), практически однородном облучении образца полимера толщиной 17,5 мкм в режиме малого сигнала (электрическое поле $2 \cdot 10^7$ В/м).

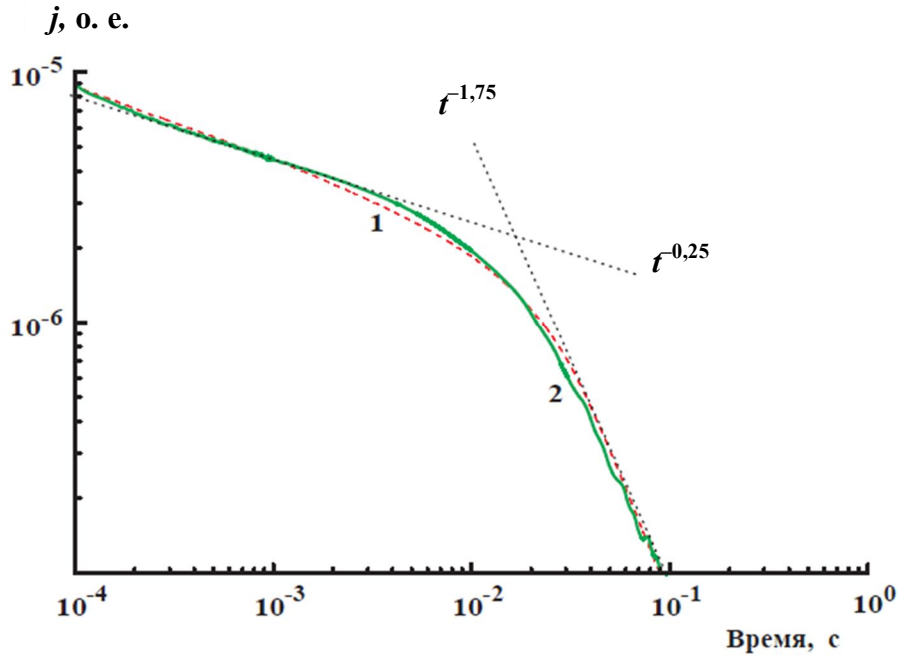


Рис. 18. Сравнение экспериментальных (1) и расчетных (2) данных для образца ПК, допированного 30 мас. % гидразона ДЭШ. Толщина образца 17,5 мкм; электрическое поле $3 \cdot 10^7$ В/м; температура комнатная [16]

Рассмотрим теперь ситуацию для модели с гауссовым распределением ловушек по энергии. Эта модель является в значительной степени эквивалентной модели гауссова беспорядка, занимавшей лидирующее место в течение 1980–1990-х годов при изучении прыжкового транспорта в молекулярно допированных полимерах. Тип транспорта, предсказываемый обеими этими теориями, получил название гауссова в отличие от дисперсионного, который традиционно ассоциируется с экспоненциальным распределением ловушек по энергии. Согласно модели РФВ, также использующей экспоненциальное распределение ловушек, электронный транспорт в полимерах должен быть отнесен к дисперсионному.

Успехи модели гауссова беспорядка применительно к молекулярно допированным полимерам несомненны и в чем-то подобны таковым для модели РФВ в отношении ранее рассмотренных технических полимеров.

Вот некоторые из них. Выполнив огромный объем исследований по температурной, полевой и концентрационной (для допанта) зависимостям дрейфовой

подвижности, используя для этой цели оптический вариант времени пролета при регистрации переходных токов в линейных координатах $j - t$ и последующей обработки плато для определения времени пролета [12], была предложена следующая феноменологическая формула, связывающая подвижность с температурой, электрическим полем и концентрацией допанта [19]:

$$\mu = \frac{e}{kT} \rho^2 \Gamma_0 \exp(-2\gamma\rho) \exp\left[-\left(\frac{2}{3} \frac{\sigma}{kT}\right)^2\right] \exp(SE^{1/2}), \quad (14)$$

где σ – параметр энергетического беспорядка; ρ – среднее расстояние между прыжковыми центрами; Γ_0 – электронный частотный фактор; γ^{-1} – характерная длина затухания сферически симметричной волновой функции прыжковых центров и $S = (\partial \ln \mu / \partial F^{1/2})$ – так называемый параметр Пула – Френкеля.

При $T \rightarrow \infty$ формула (14) определяет подвижность в нулевом электрическом поле в отсутствие беспорядка:

$$\mu(0) = (e/kT) \rho^2 \Gamma_0 \exp(-2\gamma\rho) \quad (15)$$

и характерную частоту

$$\nu_{hh} = \Gamma_0 \exp(-2\gamma\rho). \quad (16)$$

Из формул (15) и (16) следует, что

$$\mu(0) = (e/kT) \rho^2 \nu_{hh}. \quad (17)$$

В свою очередь, $S = C \left[\left(\frac{\sigma}{kT} \right)^2 - \Sigma^2 \right]$, где C – константа, а Σ есть безразмерный параметр, зависящий от концентрации допанта и характеризующий пространственный и/или ориентационный беспорядок.

Используя формулу (14), были определены все модельные параметры для большинства молекулярно допированных полимеров [12].

Параметры эквивалентной модели многократного захвата определяются следующим образом [20]. Подвижность квазисвободных дырок в проводящих состояниях $\mu_0 = \mu(0)$, частотный фактор модели $\nu_0 = z\nu_{hh}$, где z – координационное число (для кубической решетки равно 6). Время жизни квазисвободных дырок до захвата находится из условия $\nu_0\tau_0 = 3$. Параметр σ один и тот же в обеих моделях.

Как и следовало ожидать, выполненные расчеты показали, что использование сообщаемых в литературе значений параметров модели гауссова беспорядка (или эквивалентных значений параметров модели многократного захвата) приводит к удовлетворительному согласию с экспериментом [20].

Однако в отношении формы времяпролетных кривых наблюдается принципиальное расхождение. Для большинства допированных систем и реальных условий измерения согласно расчетам плато регистрируемое на времяпролетных кривых вообще не должно иметь места: форма расчетных кривых очень напоминает ту, которая характерна для дисперсионного транспорта! А ведь в данном случае речь идет о невыполнении основного критерия модели гауссова беспорядка, а именно отождествлении горизонтального плато с установлением в допированной системе квазиравновесного режима переноса носителей заряда с постоянной подвижностью. Рис. 19 иллюстрирует вышесказанное.

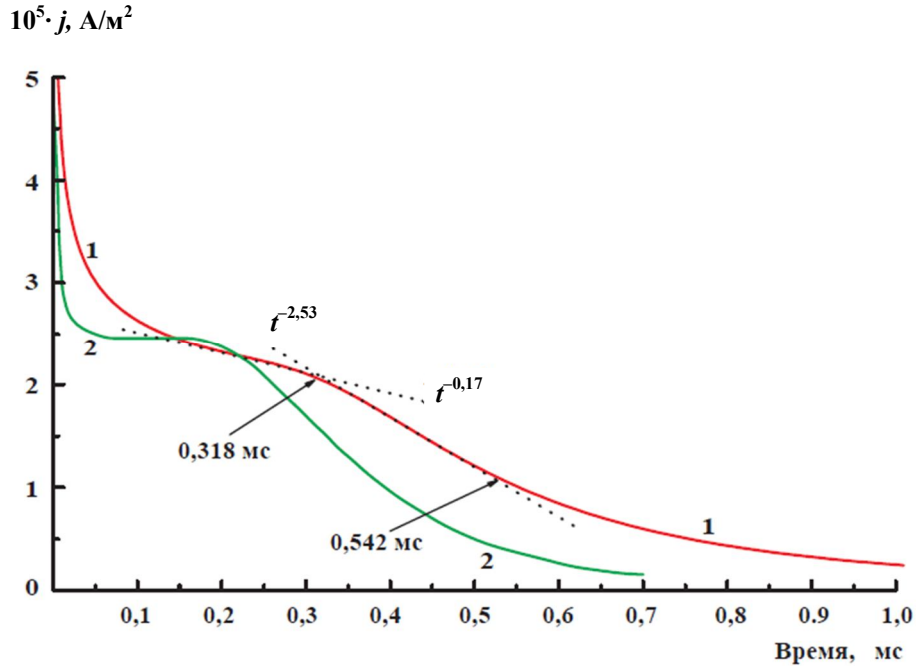


Рис. 19. Расчетные (1) и экспериментальные кривые (2) в образце 40% ТТА:ПК. Толщина образца 13,3 мкм; электрическое поле $2 \cdot 10^5$ В/см. Экспериментальные результаты из работы [18]

Таким образом, численные расчеты по модели гауссова беспорядка показывают, что в действительности транспорт носителей заряда в большинстве молекулярно допированных полимеров является неравновесным, несмотря на наличие горизонтального плато на времяпролетных кривых, в полном согласии с нашими теоретическими и экспериментальными результатами. Образование горизонтального плато должно связываться с влиянием тонкого дефектного приповерхностного слоя в соответствии с результатами анализа работ [8, 10], а для устранения этого влияния необходимо использование метода ВПМ-2 с однородной генерацией носителей заряда [1].

Специально поставленные эксперименты полностью подтверждают вышесказанное. Их результаты представлены на рис. 20 и в табл. 3.

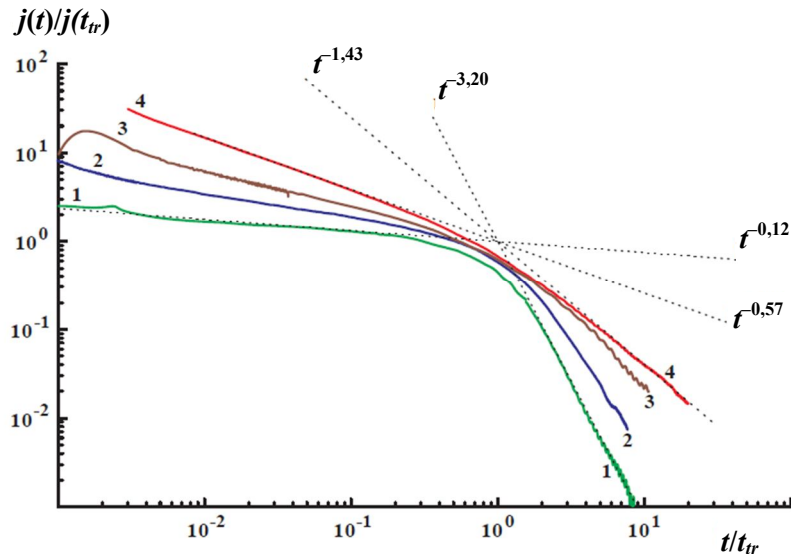


Рис. 20. Нормированные кривые переходного тока в ПС+10 мас. % ТГА (1), ПК+15 мас. % ДЭШ (2), ПВК (3) и ПС+30 мас. % ЭК (4). Электрическое поле $2 \cdot 10^7$ (1, 3) и $4 \cdot 10^7$ В/м (2, 4) [21]

Таблица 3

Сводные данные по подвижности дырок в исследованных молекулярных полимерах и ПВК

Полимер	β_1	β_2	t_{dr} , мс	L , мкм	$F_0 \cdot 10^{-7}$, В/м	$\mu_v \cdot 10^{11}$, м ² /(В·с)	$\mu_{v, sr} \cdot 10^{11}$, м ² /(В·с)	α	ВМШ t_0 , $t_{1/2}$, мс
ПС+10% ТГА – триголиламин	0,12	3,2	64	25,5	2,0	2,0	2,0	0,99	74,1
ПС+15% ТГА	0,12	3,2	2,4	24	2,0	5,0	50	0,99	2,8; 5,6
ПС+30% ТГА	–	–	$\leq 0,3$	24	0,15	≥ 530	≥ 530	–	–
ПС+30% ДЭШ	0,25	2,4	9,0	22	6,0	12	12	0,84	8,1; 17,2
ПС+30% ЭК – этилкарбазол	0,57	1,43	12	14	6,0	3,0	0,23	0,43	–
ПК+10% ДЭШ	0,25	2,3	1300	20	2,0	0,026	0,012	0,81	–
ПК+15% ДЭШ	0,25	2,3	1000	29	2,0	0,14	0,16	0,81	–
ПК+20% ДЭШ	0,25	2,3	140	20	2,0	0,7	0,7	0,81	–
ПК+30% ДЭШ	0,25	2,3	30·20	30	2,0	3,6; 5,4	3,6; 5,4	0,81	13,6; 32
ПК+50% ДЭШ	0,25	2,3	9,0	12,5	1,0	14	13	0,81	–
ПК+15% ТГА	0,47	1,64	600	29	2,0	0,25	0,3	0,63	–
ПВК	0,41	1,59	27,5	21,5	2,0	4,0	4,0	0,6	–

Изучена возможность применения модели гауссова беспорядка, столь удачно зарекомендовавшей себя при интерпретации данных по подвижности зарядов в молекулярно-допированных полимерах, к описанию данных по радиационной электропроводности полимеров [22]. Несмотря на то, что транспорт носителей заряда в обоих случаях является прыжковым, тем не менее прямое распространение модели гауссова беспорядка на полимеры встречается с рядом принципиальных трудностей. Так, совершенно непонятно происхождение низких значений частотного фактора в полистироле или полиэтилене низкой плотности, к тому же термически активируемого. Далее для обеспечения темпов спада переходного тока в полистироле при $\beta_2 \geq 0,7$ требуется выполнение неравенства $\sigma \geq 0,26$ эВ, что крайне проблематично в этом слабо полярном полимере. Для достижения $\beta_2 \approx 1,0$ необходимо соблюдение условия $\sigma \geq 0,4$ эВ, что невыполнимо даже в полярных полимерах (например в поливинилхлориде).

В создавшейся ситуации для интерпретации многочисленных данных по радиационной электропроводности полимеров (в том числе и по подвижности носителей заряда в них) предпочтительнее использование феноменологической модели многократного захвата с экспоненциальным распределением ловушек по энергии или обобщенной физической модели электронного транспорта в неупорядоченных органических средах, изложенной в монографии [1].

Литература

1. Диэлектрические свойства полимеров в полях ионизирующих излучений / А.П. Тютнев, В.С. Саенко, Е.Д. Пожидаев, Н.С. Костюков. – М.: Наука, 2005. – 453 с.: ил.
2. Численный анализ модели Роуза-Фаулера-Вайсберга / А.П. Тютнев, Д.Н. Садовничий, С.Г. Боев // Химия высоких энергий. – 1995. – Т. 29. – № 2. – С. 115–119.
3. Теоретический анализ модели Роуза-Фаулера-Вайсберга / А.П. Тютнев, Р.Ш. Ихсанов, В.С. Саенко, Е.Д. Пожидаев // Высокомолек. соед. А. – 2006. – Т. 48. – № 11. – С. 2015–2022.
4. Радиационная электропроводность полимеров при длительном облучении / А.П. Тютнев, В.С. Саенко, И.А. Смирнов, Е.Д. Пожидаев // Химия высоких энергий. – 2006. – Т. 40. – № 5. – С. 364–375.
5. On the influence of neutral contacts on the steady-state RIC in polymers / G.S. Mingaleev, A.P. Tyutnev, A.V. Vannikov, V.I. Arkhipov., A.I. Rudenko, V.M. Login, V.A. Ursu // Phys. Status Solidi. A. – 1985. – V. 88. – № 2. – P. 655–662.
6. Теоретический анализ модели Роуза-Фаулера-Вайсберга. Биполярная проводимость / А.П. Тютнев, Р.Ш. Ихсанов, В.С. Саенко, Е.Д. Пожидаев // Высокомолек. соед. А. – 2007. – Т. 49. – № 7. – С. 1279–1286.
7. Радиационная электропроводность и электронный транспорт в полиэтилене / А.П. Тютнев, В.С. Саенко, Е.Д. Пожидаев // Хим. физика. – 2006. – Т. 25. – № 1. – С. 99–88.

8. Verification of the dispersive charge transport in a hydrazone: polycarbonate molecularly doped polymer / A.P. Tyutnev, V.S. Saenko, E.D. Pozhidaev, V.A. Kolesnikov // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2009. – V. 21. – 115107 (7 pages).
9. Об интерпретации данных, получаемых методом времени пролета с регулируемой толщиной зоны генерации / А.П. Тютнев, Р.Ш. Ихсанов, В.С. Саенко, Е.Д. Пожидаев // *Высокомолек. соед. А.* – 2010. – Т. 52. – № 9. – С. 1623–1632.
10. Two-layer multiple trapping model for universal current transients in molecularly doped polymers / D.H. Dunlap, L.B. Schein, A.P. Tyutnev, V.S. Saenko, E.D. Pozhidaev, P.E. Parris, D.S. Weiss D.S // *J. Phys. Chem. C.* – 2010. – V. 115. – P. 9076–9088.
11. Электретный эффект в структурах полимер-металл / А.А. Рычков, В.Г. Бойцов // СПб.: Российский Государственный Педагогический Университет им. А.И. Герцена. – 2000. – 250 с.: ил.
12. *Organic Photoreceptors for Xerography* / P.M. Borsenberger, D.S. Weiss. – New York: Marcel Dekker. – 1998. – 768 p.
13. Localized states and electronic transport in single component organic solids with diagonal disorder / H. Bässler // *Phys. Status Solidi. B.* – 1981. – V. 109. – № 1. – P. 9–53.
14. Нестационарные инжекционные токи в неупорядоченных твердых телах / В.И. Архипов, А.И. Руденко, А.М. Андриеш, М.С. Иову, С.Д. Шуттов. – Кишинев: Штиинца, 1983. – 175 с.
15. Переходной ток в тонких слоях неупорядоченных органических материалов в режиме неравновесного транспорта носителей заряда / В.Р. Никитенко, А.П. Тютнев // *Физика и техника полупроводников.* – 2007. – Т. 41. – № 9. – С. 1118–1125.
16. Описание дисперсионного транспорта носителей заряда на основе численного решения уравнений модели многократного захвата / Р.Ш. Ихсанов, А.П. Тютнев, В.С. Саенко, Е.Д. Пожидаев // *Высокомолек. соед. А.* – 2009. – Т. 51. – № 9. – С. 1653–1660.
17. Транспорт носителей заряда в неупорядоченных органических матрицах / С.В. Новиков // *Электрохимия.* – 2002. – Т. 38. – № 2. – С. 191–199.
18. Hole transport in TTA-doped bisphenol-A-polycarbonate / P.M. Borsenberger // *J. Appl. Phys.* – 1990. – V. 68. – № 12. – P. 6263–6273.
19. Charge transport in disordered organic photoconductors / H. Bässler // *Phys. Status Solidi. B.* – 1993. – V. 175. – № 1. – P. 15–56.
20. Analysis of the time-of-flight transients in molecularly doped polymers using the Gaussian disorder model / A.P. Tyutnev, R.Sh. Ikhsanov, V.S. Saenko, E.D. Pozhidaev // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2011. – V. 23. – 325105 (6 pages).
21. Универсальный характер дисперсионного транспорта в молекулярно-допированных полимерах / А.П. Тютнев, Р.Ш. Ихсанов, В.С. Саенко, Е.Д. Пожидаев // *Высокомолек. соед. А.* – 2011. – Т. 53. – № 2. – С. 275–283.
22. Электронный транспорт в неупорядоченных органических средах / А.П. Тютнев, Р.Ш. Ихсанов, В.С. Саенко, Е.Д. Пожидаев // *Химия высоких энергий.* – 2011. – Т. 45. – № 5. – С. 437–444.

2. РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Воздействие ионизирующих излучений (гамма-кванты, тепловые и быстрые нейтроны, электроны и протоны космических излучений) на электротехнические материалы сопровождается деградацией их физико-химических (прочность на разрыв, удлинение при разрыве, модуль Юнга, эластичность) и электрофизических (пробивное напряжение, электропроводность, тангенс угла диэлектрических потерь) характеристик. Повреждающий эффект определяется энергией, поглощаемой облучаемым материалом (в расчете на единицу массы), т. е. поглощенной дозой.

Основная доля (до 90–98%) поглощенной энергии идет на ионизацию и возбуждение атомов и молекул среды (в конечном счете на радиационный нагрев материала) и только незначительная доля расходуется на смещение самих атомов в кристаллах или стеклах, создавая области разупорядочения. Ионизационные потери энергии (поглощенная доза) полностью определяют повреждающий эффект в органических материалах (в первую очередь в полимерах). Неорганические материалы (кристаллы, стекла, металлы) обладают значительно более высокими порогами повреждения, а деградация их свойств вызывается структурными дефектами решетки, т. е. энергией излучения, расходуемой на смещение атомов облучаемого материала. Обратимые эффекты при облучении (наведенная электропроводность, возрастание тангенса угла диэлектрических потерь, наведенное оптическое поглощение, ползучесть) во всех материалах определяются опять же поглощенной дозой и связаны в первую очередь с процессами ионизации и возбуждения атомов и молекул среды [1].

Общие вопросы

Радиационная стойкость электротехнических изделий и конструкций прежде всего определяется химической природой и составом применяемых в них материалов.

При рассмотрении вопросов повышения эффективности эксплуатации материалов и конструкций в условиях радиационного воздействия оптимальное решение задачи состоит не только в правильном подборе необходимых материалов, но и в тщательном изучении возможного влияния эксплуатационно-технологических факторов (методов и режимов производства и переработки материалов, обработки изделий на разных стадиях производства, условий работы до и после воздействия излучений и особенностей их использования в конструкциях (форма применения – в виде блока, пленки, листа, адгезива, покрытия, волокна и т. д.; характер приложения нагрузок, назначение, контакт с другими материалами и т. п.).

Для улучшения качества органических материалов и повышения эффективности их эксплуатации при облучении необходимо производить тщательную их очистку от посторонних включений в процессе получения и переработки (катализаторов, эмульгаторов, растворителей и т. д.).

Воздух и влага являются вредными примесями, также оказывающими существенное влияние на радиационную стойкость материалов. Для их удаления при подготовке сырья и полупродуктов целесообразно использовать температурно-вакуумную подготовку (сушку и обезгаживание), а изготовление, хранение, транспортировку и переработку материалов производить в условиях, исключающих поступление этих примесей в материалы.

При получении полимерных материалов в результате взаимодействия ряда компонентов по химической реакции поликонденсации необходимо производить более тщательное смешение продуктов, обращая особое внимание на точность введения в реакционную смесь эквимолекулярных количеств ингредиентов.

При обработке материалов в условиях, когда возможно их разложение и образование продуктов, стимулирующих и каталитически ускоряющих дальнейшее разложение в условиях эксплуатации, необходимо в состав материалов вводить соответствующие стабилизаторы и добавки, связывающие вредные примеси (например HCl).

Для повышения радиационной стойкости полимерных материалов при их изготовлении необходимо использовать технически чистые продукты, однородные по химическому составу и с узким молекулярно-весовым распределением. Полимеры при этом должны производиться методами, обеспечивающими высокую стабильность получаемых продуктов.

Особое внимание должно обращать на соблюдение технологических регламентов производства и переработки сырья и материалов.

Радиационная стойкость органических диэлектриков определяется в первую очередь поглощенной дозой и слабо зависит от вида ионизирующего излучения. В качестве критериальных параметров при оценке радиационной стойкости выбраны следующие: снижение показателей механической прочности в 2 раза (предела прочности и относительного удлинения при разрыве), а также снижение пробивного напряжения на постоянном токе в 2 раза. Радиационная стойкость пластмасс определяется стойкостью полимерной основы, а в случае наполненных пластмасс при весовой доле наполнителя (сажа, стекловолокно, арматура и т. д.) не менее чем 10%, увеличивается как минимум на порядок.

В самом общем виде классификация материалов по радиационной стойкости с учетом допустимых величин потоков нейтронов и экспозиционных доз гамма-излучения может быть представлена в следующем виде (табл. 4).

Таблица 4

Классификация материалов по радиационной стойкости (по снижению показателей физико-технических свойств после облучения на 25 %) [2]

Материал	Допустимый поток нейтронов, нейтр./см ²	Допустимая экспозиционная доза гамма-излучения (рад)
Полупроводники	10 ¹¹ –10 ¹³	10 ⁵ –10 ⁶
Политетрафторэтилен	10 ¹³	10 ⁵ –10 ⁶
Полиметилметакрилат (органическое стекло)	10 ¹⁴	10 ⁶
Бутилкаучук	–	10 ⁶
Поливинилхлорид	10 ¹⁴	5·10 ⁷ –10 ⁸
Ацетатцеллюлоза (бумага)	10 ¹⁴ –10 ¹⁵	5·10 ⁶ –4·10 ⁷
Фенольные смолы (без наполнителя)	7·10 ¹⁴	10 ⁷
Кремнийорганические смолы	8·10 ¹⁴	2·10 ⁷
Полиамиды	4·10 ¹⁴	(1–5)·10 ⁷
Бутадиен-стирольный каучук	10 ¹⁵ –10 ¹⁶	10 ⁷
Бутадиен-нитрильный каучук	10 ¹⁵	5·10 ⁶
Фенольные смолы с органическим наполнителем	10 ¹⁶	10 ⁸
Полиэтилен	10 ¹⁷	10 ⁸
Полиэтилентерефталат	10 ¹⁷ –10 ¹⁸	(1–2)·10 ⁸
Стеклоткань	10 ¹⁶	10 ⁸
Эпоксидные лаки	10 ¹⁷	5·10 ⁸
Нитролак	10 ¹⁷	10 ⁸
Материалы с высокой радиационной стойкостью		
Стекло	10 ¹⁷ –10 ¹⁸	3·10 ⁹
Полистирол	10 ¹⁸ –10 ¹⁹	5·10 ⁹
Кварц	10 ²¹	10 ¹²
Слюда	2·10 ²⁰	>10 ¹²
Керамика (стеатит)	10 ²⁰	10 ¹²
Металлы	>10 ²¹	>10 ¹²

Примечание. 1 рад = 0,01 Гр.

Проведение экспериментальных и теоретических исследований методического характера

В общем случае ионизирующее излучение (ИИ) можно рассматривать либо как один из эксплуатационных факторов электрооборудования (например в составе ядерных энергетических установок или космических аппаратов), когда оно выступает наряду с другими факторами (температура, термоциклы, влажность среды и ее состав, агрессивные добавки, механические и электрические напряжения и т. д.), ограничивая его реальный ресурс. В другом крайнем случае ИИ можно рассматривать как поражающий фактор, влияние которого на работоспособность электрооборудования в составе изделий абсолютно доминирует. В первом случае на первое место выдвигается временной

фактор (долговечность, ресурс), в то время как во втором отказ наступает непосредственно в момент воздействия или сразу после его окончания, и фактор времени отступает на второй план. Причины столь различного характера поведения облучаемой системы связаны с тем, что в первом случае интенсивность воздействия ИИ мала, в то время как во втором случае она настолько велика, что за время воздействия (нс, мкс или десятки секунд) в системе поглощается количество энергии достаточное для катастрофической реакции изделия (его разрушение, глубокое изменение всей совокупности физико-механических свойств, делающих его непригодным для дальнейшей эксплуатации, резкое обратимое изменение характеристик, несовместимое с использованным другим оборудованием). Естественно, что хотя фактор ИИ является во втором случае подавляющим, степень его проявления в сильной степени зависит от внешних условий (и в первую очередь от температуры, механического или электрического напряжения).

Совершенно очевидно, что вопрос об ускоренности испытаний на комплексное воздействие ИИ и факторов нерадиационного происхождения решается по-разному для этих двух случаев воздействия ИИ.

Основная сложность проведения испытаний во втором случае состоит в моделировании предельных значений интенсивности воздействия, так как воспроизведение рабочих условий эксплуатации электрооборудования в составе изделия не представляет особых трудностей. Этот вопрос нашел адекватное отражение в существующей нормативно-технической документации на испытания электрооборудования. Имеющиеся справочные данные позволяют достаточно корректно прогнозировать отказы электрооборудования при воздействии ИИ с предельными параметрами.

В ситуации, когда фактор ИИ выступает наряду с другими эксплуатационными факторами, вызывая лишь сокращение долговечности электрооборудования (снижая его ресурс), имеющиеся справочные данные должны использоваться с осторожностью. Дело в том, что получены они в условиях ускоренных испытаний, когда мощность дозы превышала в 10^3 – 10^5 раз реальные значения. Испытания проведены в нормальных климатических условиях (нередко в вакууме или инертной атмосфере), а определение работоспособности изделия или материала выполнено с использованием форсированных испытаний (скорость нагружения должна обеспечить разрыв образца за несколько минут). С точки зрения получения сравнительных результатов для отбора материалов на этапе предварительного проектирования эта процедура не вызывает серьезных возражений, но для выполнения реального прогноза работоспособности электрооборудования в тех или иных условиях при воздействии ИИ в течение 5–30 лет эти данные малопригодны [3].

Классическим в этом смысле является сравнение справочных данных по радиационной стойкости полиэтилена и поливинилхлоридного пластика кабеля управления и данных по его эксплуатации на АЭС. Максимальная мощность дозы составила ~ 25 рад/ч, что за 12 лет эксплуатации дает полную дозу излучения $\sim 2,5$ Мрад (температура окружающей среды в среднем составляла 43 °С). Обнаруженная степень повреждения материалов изоляции (полиэтилен) и обо-

лочки кабеля представляется неожиданной в свете принятых в промышленности справочных данных о допустимых поглощенных дозах: они должны быть весьма незначительными. На самом деле установлено, что полиэтиленовая изоляция стала хрупкой, на ней появились трещины, то же самое случилось и с оболочкой. Вместе с тем обнаружено, что на соседних участках кабеля, защищенных от воздействия радиации, никаких изменений свойств полимерных материалов изоляции и оболочки не произошло. Таким образом, влияние радиации налицо, но эффект значительно больше ожидаемого.

Главной задачей при проектировании систем электрооборудования является обеспечение высокой надежности при его эксплуатации в течение достаточно длительного времени. Основным лимитирующим элементом большинства изделий электротехники являются полимерные материалы (как в кабелях и проводах, коммутационной аппаратуре, электромуфтах), смазочные (электродвигатели) и электроизоляционные масла (в маслonaполненном электрооборудовании), в дальнейшем именуемые полимерными материалами.

Полимерные материалы подвергаются воздействию многих нагрузок (электрических, механических, термических, химических и радиационных). Одни из них действуют более или менее постоянно в процессе эксплуатации, другие носят временный характер и являются проходящими.

Многие испытания проводят при приложении только одной нагрузки. Однако известно, что на процессы разрушения полимеров, в частности на процессы старения, влияет взаимодействие нагрузок. Полимерные материалы имеют ряд общих характерных особенностей, которые объясняют взаимодействия приложенных нагрузок и старящих факторов, установленные экспериментально.

Физические свойства материалов (механическая прочность, модуль упругости, электропроводность, диэлектрическая проницаемость, $\tan\delta$, электрическая прочность) сильно зависят от температуры.

У полимеров коэффициент теплового расширения значительно выше, чем у неорганических материалов (металлы и минералы). В применяемых системах изоляции это может вызвать напряжение в самом полимере и на границе раздела полимер-металл или полимер-наполнитель, что может привести к растрескиванию или образованию внутренних полостей, особенно в результате циклических изменений температуры. Дальнейшее разрушение изоляции может происходить под воздействием частичных разрядов.

Прочность связей в молекуле полимера сравнительно низкая. Поэтому при воздействии ионизирующего излучения в полимере происходят значительные изменения: длинные цепи могут сшиваться в трехмерные сетки или разрываться, что приводит к ухудшению свойств материалов. Химическая стойкость полимеров сравнительно низкая. Возможны многочисленные реакции в зависимости от окружающей среды и контакта с другими используемыми материалами, с которыми полимеры могут взаимодействовать или которые могут действовать как катализаторы. Эти химические взаимодействия могут привести к охрупчиванию и усадке, выделению газообразных продуктов, изменению диэлектрических потерь и т. д., что может снизить способность изоляции выдерживать электрические и механические нагрузки.

Действуют и другие, возможно, менее понятные и изученные механизмы, которые указывают на процессы взаимодействия, например, растрескивание под действием напряжений и зависимость электрической прочности от механических напряжений.

Таким образом, существует явная необходимость в испытаниях, при которых можно было бы реально оценить взаимодействие нагрузок или старящих факторов. Разработка методов испытаний изоляционных материалов и систем изоляции является трудной задачей из-за отсутствия глубокого знания физических законов, управляющих такими взаимодействиями.

Экспериментальное исследование влияния температуры и окружающей среды на радиационную стойкость

В течение продолжительного времени проводятся обширные исследования старения электроизоляционных материалов под действием многофакторных нагрузок, включая облучение. При этом могут иметь место явно выраженные синергетические эффекты. Многие из этих эффектов становятся понятными, исходя из химизма процессов, происходящих в полимерной изоляции под действием ионизирующего излучения, и влияния на них дополнительных факторов, таких как температура. Свободные радикалы, образующиеся при облучении, могут вступать в реакции друг с другом, с полимерной матрицей, со свободным кислородом или с другими материалами (например наполнителями). Однако не установлено какого-либо влияния мощности дозы облучения на снижение механических характеристик (так же, как не обнаружено какого-либо влияния, обусловленного относительной влажностью), т. е. можно выделить определенную группу материалов, не чувствительных к влиянию мощности дозы. При одновременном воздействии облучения и температуры кабельной изоляции и изоляции обмоточных проводов наблюдались синергетические эффекты; однако они наблюдаются не всегда.

Старение при нормальных температурах после гамма-облучения приводит к значительному ухудшению характеристик, сравнимому с тем, которое наблюдается при одновременном воздействии обоих факторов. Когда же образец сначала облучают, а затем подвергают старению, то это оказывает на материал приблизительно такое же влияние, как только одно облучение.

Общепризнанно, что влияние дозы облучения, как и синергетический (или антисинергетический) эффекты, могут быть объяснены радиационно-химическими процессами, происходящими в твердых полимерах, и что важнейшим фактором в этих процессах является присутствие кислорода. Наибольшие изменения свойств полимера вызывают разрыв и (или) сшивание полимерной цепи. В полиэтилене и поливинилхлориде разрыв цепи и сшивание могут происходить вследствие окислительных процессов (табл. 5).

По-видимому, синергизм, установленный в серии последовательных экспериментов, и влияние мощности дозы облучения могут быть рационально объяснены с точки зрения зависящего от времени усиления при температурном воздействии разрушения под действием облучения. Это происходит в ре-

зультате разложения перекисей, определяющих суммарную скорость процесса разложения, инициированного облучением. При высоких дозах облучения кислород быстро расходуется и процесс разрушения изоляции замедляется. Моделирование процесса разложения под действием облучения с высокой мощностью дозы может быть достигнуто увеличением скорости подачи кислорода под давлением или путем использования тонких образцов материала.

Таблица 5

Влияние условий старения на относительное удлинение при разрыве полимерных материалов [3]

Условия эксперимента	Относительное удлинение при разрыве. В исходном состоянии несостаренного образца, равное 310 % для поливинилхлорида или 540 % для полиэтилена	
	Поливинилхлорид	Полиэтилен
В исходном состоянии	$1 \pm 0,05$	$1,0 \pm 0,1$
Гамма-облучение дозой мощностью 5 крад/ч (для полиэтилена) и 4,4 крад/ч (для поливинилхлорида) при 25 °С в течение 83 дней	$0,80 \pm 0,04$	$0,68 \pm 0,09$
Гамма-облучение, затем термостарение при $t = 80$ °С в течение 83 дней	$0,32 \pm 0,02$	$0,17 \pm 0,04$
Термостарение при $t = 80$ °С в течение 83 дней, затем гамма-облучение	$0,68 \pm 0,04$	$0,12 \pm 0,07$

Во время испытаний при многофакторных нагрузках, включая облучение изоляционных материалов, предназначенных для использования на атомных электростанциях, получают результаты, которые трудно экстраполировать. Предсказать долговечность материалов в реальных условиях на основании подобных данных весьма затруднительно, так как под действием облучения происходит разрыв основной цепи полимера и обрыв боковых групп, то можно также ожидать значительных изменений в свойствах полимеров, подобных тем, которые происходят в присутствии кислорода или в условиях повышенной влажности.

Необходимы детальные исследования для того, чтобы оценить наиболее соответствующий реальным условиям путь ускорения испытаний при комбинированном воздействии старящих факторов – воды и ионизирующего излучения – на различные изоляционные материалы.

Радиационная стойкость электроизоляционных материалов

В этом и последующем разделах настоящей главы систематизированы данные по радиационной стойкости, полученные в 1970–1980-х гг. в ходе выполне-

ния плановых исследований по этой тематике. Как правило, температура испытаний близка к комнатной.

В табл. 6 приняты следующие обозначения: l – относительное удлинение при разрыве; σ_t – предел прочности при растяжении; σ_b – предел прочности при изгибе; σ_p – предел прочности при отслаивании; σ_c – предел прочности при сжатии; σ_{sh} – предел прочности при сдвиге; σ_i – прочность на удар; σ_{ie} – ударная вязкость; τ_t – предел прочности при отрыве; U_r – пробивное напряжение; C – цементирующая способность; A – адгезионная прочность; f_s – стрела прогиба; P – сопротивление надрыву; B_r – жесткость по разрушению кольца; A_s – коэффициент отражательной способности солнечной радиации; ε – относительная диэлектрическая проницаемость, степень черноты; $\text{tg}\delta$ – тангенс угла диэлектрических потерь; γ_V – удельная объемная электропроводность; γ_S – удельная поверхностная электропроводность; ρ_V – удельное объемное сопротивление; ρ_S – удельное поверхностное сопротивление; E_r – электрическая прочность.

Критерий радиационной стойкости – ухудшение механических свойств материалов и их электрической прочности в 2 раза, возрастание $\text{tg}\delta$ в 2 раза или изменение электропроводности (сопротивления) в худшую сторону в 10 раз. Критериальные параметры в табл. 6 заключены в круглые скобки.

Таблица 6

**Показатели радиационной стойкости исследованных
электроизоляционных материалов**

Наименование материалов	Типы испытанных материалов	Контролируемые и критериальные параметры	Экспериментальный показатель стойкости
1	2	3	4
Эмали	МЛ-165 (ГОСТ 12034-77)	A, σ_i	$>10^8$ Р (вакуум)
	МЛ-12 (ГОСТ 9754-76)	(A, σ_i)	$3 \cdot 10^7$ Р (воздух)
	МЛ-1156 (ТУ 6.10.1431-74)	A, σ_i	$>3 \cdot 10^8$ Р (воздух)
	ПФ-218 ГС (ГОСТ 21227-75)	A, σ_b, σ_b	$>3 \cdot 10^8$ Р (воздух)
	ПФ-241 1М (ГОСТ 12034-76)	A, σ_i	$>10^8$ Р (воздух)
	ПФ-115 (ГОСТ 6465-76)	(A, σ_i)	10^8 Р (воздух)
	НЦ-25 (ГОСТ 5406-84)	$A, (\sigma_i)$	10^6 Р (воздух)
	ЭП-51 (ГОСТ 9640-75)	$A, (\sigma_i)$	10^8 Р (воздух)
	ЭП-140 (ТУ 6-10.599-79)	(A, σ_i)	10^7 Р (воздух, вакуум)
	ЭП-2114 (ТУ 6-10.11.4348-78)	$A, (\sigma_b, \sigma_b)$	$3 \cdot 10^7$ Р (воздух)
	ЭП-91 (ГОСТ 15943-70)	A	$>3 \cdot 10^8$ Р (воздух)
	ГФ-92 ГС (ГОСТ 9151-59)	(ρ_V)	$3 \cdot 10^7$ Р (воздух)
ХВ-124 (ГОСТ 10144-74)	$A, (\sigma_i)$	$3 \cdot 10^7$ Р (воздух)	
Грунт	ЭП-09Т (ТУ 6-10.11.55-76)	A, σ_i	$>3 \cdot 10^8$ Р (воздух)

Продолжение таблицы 6

1	2	3	4
Компаунды	КЛС-30ФТ (ТУ 38.403.460.-83)	σ_t, l	$>3 \cdot 10^8$ рад (<i>e</i> , воздух)
	К-68 (ТУ 38.103.508.-81)	σ_t, l	$>3 \cdot 10^8$ рад (<i>e</i> , воздух)
	139-208 (ТУ 6-02.1.385.-84)	ρ_V, E_r, C	$>3 \cdot 10^8$ Р (воздух)
	ЭПАР (ТУ ОАБ.919.075)	σ_i	$>3 \cdot 10^8$ рад (<i>e</i> , воздух, вакуум)
	КПИ (ТУ ОАБ.504.035)	σ_t, l	$>7 \cdot 10^7$ рад (<i>p</i> , воздух)
	КП-50 (ТУ 16-05.101.52-78, ТУ ОАБ.504.037)	ρ_V, E_r	$>10^{16}$ нейтр/см ²
		ρ_V, C	$>10^8$ Р (воздух)
	КП-34 (ТУ 16-504.014.77)	ρ_V, E_r	$>10^{16}$ нейтр/см ²
		$\rho_V, \varepsilon, \text{tg}\delta, C, \sigma_b, (f_s)$	$5 \cdot 10^8$ Р(воздух)
		ρ_V	$>2 \cdot 10^7$ рад (<i>p</i> , воздух)
	КП-18 (ТУ ОАБ.504.017)	$\rho_V, \varepsilon, \text{tg}\delta$	$>4 \cdot 10^8$ рад (<i>e</i> , воздух)
		ρ_V, E_r	$>10^{16}$ нейтр/см ²
	МБК-1 (ТУ 6-16-2431-80)	$\rho_V, \varepsilon, \text{tg}\delta, C, (\sigma_i)$	$2 \cdot 10^8$ Р(воздух)
		$\rho_V, \varepsilon, \text{tg}\delta, (\sigma_i)$	$2 \cdot 10^7$ Р(воздух)
	ЭК-5 (ТУ ОАБ.504.036)	σ_t	$>3 \cdot 10^8$ Р(воздух)
	ЭК-5Н (ТУ ОАБ.504.036)	σ_{ie}	$>3 \cdot 10^8$ рад (<i>e</i> , вакуум)
	ЭК-5У (ТУ ОАБ.504.036)	(σ_{ie})	$2 \cdot 10^8$ рад (<i>e</i> , вакуум)
	ЭК-10 (ТУ ОАБ.504.036)	(σ_{ie})	$3 \cdot 10^8$ рад (<i>e</i> , вакуум)
	ЭКАМ-60 (ТУ ОАБ.599.051)	$\rho_V, \varepsilon, \text{tg}\delta, \sigma_b, (f_s)$	$4 \cdot 10^8$ Р (воздух)
		$\rho_V, \varepsilon, \text{tg}\delta$	$>2 \cdot 10^8$ рад (<i>e</i> , воздух)
	ЭКС	ρ_V	$>10^{15}$ нейтр/см ²
		(ρ_V)	$2 \cdot 10^6$ рад (<i>e</i> , воздух)
	ЭКА	ρ_V	$>10^{15}$ нейтр/см ²
		ρ_V	$>8 \cdot 10^7$ рад (<i>e</i> , воздух)
	КГ-102	$\rho_V, \rho_s, \text{tg}\delta$	$>8 \cdot 10^7$ рад (<i>e</i> , воздух)
		$\rho_V, \rho_s, \text{tg}\delta$	$>1,5 \cdot 10^8$ рад (<i>p</i> , воздух)
	ЭЗК-6 (ОСТ 92-1006-77)	ρ_V, E_r	$>10^{14}$ нейтр/см ²
		$\rho_V, E_r, (\sigma_{ie})$	$5 \cdot 10^8$ Р(воздух)
		(σ_{ie})	10^8 рад (<i>e</i> , воздух)
	ЭПК-4	(σ_{ie})	$8 \cdot 10^8$ Р(воздух)
		(σ_{ie})	$6 \cdot 10^8$ рад (<i>e</i> , воздух)
	ЗК-2	(E_r)	$2 \cdot 10^9$ рад (<i>e</i> , воздух)
ЗК-3	(E_r)	$6 \cdot 10^8$ рад (<i>e</i> , воздух)	
ЗК-1	$E_r, (\sigma_i)$	10^9 рад (<i>e</i> , воздух)	
ЗК-1-2	σ_t	$>2 \cdot 10^8$ рад (<i>e</i> , воздух)	
ВИЛАД-13-1 (ПУ-0)	$\sigma_b, (l)$	10^{10} рад (<i>e</i> , воздух)	
ВИЛАД-13-1 (ПУ-25)	$\sigma_b, (l)$	$3 \cdot 10^8$ рад (<i>e</i> , воздух)	
ВИЛАД-14 (ПУ-13)	$(\sigma_t), l$	$2 \cdot 10^9$ рад (<i>e</i> , воздух)	

Продолжение таблицы 6

1	2	3	4
Лаки	ДК-971	ρ_V, U_r	$>3 \cdot 10^8$ Р (воздух)
	ЭП-730 (ГОСТ 20824-81)	$(A), \sigma_i, E_r$	$3 \cdot 10^8$ Р (воздух)
	ЭП-9114 (ТУ 16.10.124-76)	$(A), E_r, \rho_V, \text{tg}\delta$	$3 \cdot 10^8$ Р (воздух)
	АС-9115	$\rho_V, (E_r), \sigma_i$	$5 \cdot 10^6$ рад (e , воздух)
	МЛ-92 (ГОСТ 15865-70)	$(E_r), \text{tg}\delta$	10^8 Р (воздух)
	ПЭ-933 (ТУ 6-10-714-75)	ρ_V, E_r	$>10^8$ Р (воздух)
	ИД-9152	ρ_V, E_r	$>10^{10}$ рад (e , воздух)
	ВЛ-931 (ГОСТ 10402-78)	$(A), \sigma_i, \sigma_b$	10^8 Р (вода)
	КО-916 к (ТУ 16.02.690-72)	ρ_V, E_r	$>10^8$ Р (воздух)
		ρ_V, E_r	$8 \cdot 10^9$ рад (e , воздух)
	АК-113ф (ГОСТ 23832-79)	$(A), \sigma_i, \sigma_b$	10^8 Р (вода)
АК-243 (ТУ ОАБ.504.036)	A	$>10^7$ Р	
Клеи	К-300-61 (ТУ ОАБ.919.520)	σ_{sh}	$>3 \cdot 10^8$ Р (воздух, вакуум)
	Теплопроводный (ТУ ОАБ.919.525)	σ_{sh}	$>3 \cdot 10^8$ Р (воздух, вакуум)
	ВК-36 (ТУ 1.596.27-77)	(σ_{sh})	$3 \cdot 10^8$ Р (воздух, вакуум)
	У9-М (ТУ ОАЮ.906.079)	$\sigma_{sh}, (\sigma_b)$	10^8 рад (e , азот, вакуум)
	88Н (ТУ 38.105.1061-70)	(σ_p)	10^8 рад (e , азот,)
	КМ-203 (ТУ 6.01.1241-80)	(σ_p)	$5 \cdot 10^7$ рад (e , азот,)
	51Г-13 (ТУ 38.405.217-75)	(σ_p)	$5 \cdot 10^7$ рад (e , азот,)
Воскообразные диэлектрики	КВ-3	ρ_V, E_r	$>(3,5 \cdot 10^{15}$ нейтр/см ² , $22 \cdot 10^7$ Р)
	Вазелин конденсаторный	ρ_V, E_r	$>9 \cdot 10^7$ рад (e , воздух)
			$>(3,5 \cdot 10^{15}$ нейтр/см ² , $22 \cdot 10^7$ Р)
Волокнистые материалы	ЭВ (ГОСТ 2824-75)	ρ_V, E_r	$>10^{14}$ нейтр/см ²
		$\rho_V, E_r, \sigma_i, l, \text{tg}\delta$	$>3 \cdot 10^7$ Р (воздух, вакуум)
		ρ_V, E_r	$>10^8$ рад (e , воздух)
		$\rho_V, E_r, (\sigma_i, l), \text{tg}\delta$	$7 \cdot 10^7$ рад (p , воздух)
	К-120	ρ_V, E_r	$>1,5 \cdot 10^7$ Р (воздух)
		ρ_V, E_r	$>10^8$ рад (e , воздух)
		ρ_V, E_r	$>5 \cdot 10^6$ рад (p , воздух)
	ЭН-50	ρ_V, E_r	$>10^{14}$ нейтр/см ²
		ρ_V, E_r	$>10^6$ Р (воздух)
		ρ_V, E_r	$>10^8$ рад (e , воздух)
		ρ_V, E_r	$>5 \cdot 10^6$ рад (p , воздух)
	ЛШМ	(σ_i, l)	$6 \cdot 10^7$ рад (p , воздух)
	ЛСК 155/180 (ГОСТ 10155-78)	$\rho_V, U_r, \sigma_i, l, \text{tg}\delta$	$>10^8$ Р (воздух, вакуум)
ρ_V, E_r		$>10^8$ рад (e , воздух)	
ρ_V, E_r		$>2 \cdot 10^6$ рад (p , воздух)	

Продолжение таблицы 6

1	2	3	4
Волокнистые материалы	ЛСБ 120/130 (ГОСТ 10402-78)	$\sigma_b, (l)$	$3 \cdot 10^{14}$ нейтр/см ²
		$\rho_V, U_r, \sigma_b, \text{tg}\delta, (l)$	$7 \cdot 10^6$ Р (воздух)
	ЛКСМ-105 (ГОСТ 2214-70)	$(\sigma_t), l, \text{tg}\delta$	$5 \cdot 10^7$ Р (воздух)
		$\sigma_b, (l)$	$3 \cdot 10^8$ рад (e , воздух)
	Ткань полифеновая (ТУ 6-06-И101-83)	(P, l)	$2 \cdot 10^6$ рад (e , воздух)
	Ткань «Рустам» арт.52183	(P, l)	$8 \cdot 10^7$ рад (e , воздух)
	Бязь № 5 (ГОСТ 11680-76)	(σ_b, l)	10^7 Р (воздух)
	Шнур ШХБЧ-2 (ОСТ 17-184-72)	(P, l)	$7 \cdot 10^7$ рад (e , вакуум)
Нить № 00 (ГОСТ 6309-73)	P, l	$>10^7$ рад (e , вакуум)	
Слоистые пластики	СТВК (облучение под нагрузкой) (ГОСТ 25500-82)	$(\sigma_t), l$	$4 \cdot 10^{10}$ рад (e , воздух)
	СТК (ГОСТ 12652-74)	$\varepsilon, \text{tg}\delta$	$>1,5 \cdot 10^7$ Р (воздух)
		ρ_V, E_r	$>10^8$ рад (e , воздух)
	СТЭФ (ГОСТ 12652-74)	ρ_V, E_r	$>1,5 \cdot 10^7$ рад (p , воздух)
		E_r	$>4 \cdot 10^{15}$ нейтр/см ²
		$(\text{tg}\delta), \varepsilon$	$6 \cdot 10^6$ Р (воздух)
	ЛГ (облучение под нагрузкой)	ρ_V	$>10^8$ рад (e , воздух)
ρ_V		$>2,5 \cdot 10^7$ рад (p , возд.)	
ЛТ	σ_b, l	$2 \cdot 10^{10}$ рад (e , воздух)	
Пресс-материалы	ДСВ-2Р-2М (ГОСТ 17478-95)	$\varepsilon, \text{tg}\delta, \rho_V$	$>3 \cdot 10^8$ Р (воздух)
		$\rho_V, \text{tg}\delta, \sigma_b, E_r$	$>5 \cdot 10^7$ рад (e , воздух)
	КФ-10	$\varepsilon, (\text{tg}\delta), \rho_V$	$2,3 \cdot 10^8$ Р (воздух)
		$\rho_V, \text{tg}\delta, \sigma_b, E_r, (\sigma_t)$	10^6 рад (e , воздух)
Композиционные материалы	К-78-51	$\text{tg}\delta, \sigma_b$	$>6 \cdot 10^7$ рад (e , воздух)
		$(\sigma_b, l), \text{tg}\delta, \rho_V$	10^8 Р (воздух)
	ПЭТ-СВ (ТУ ОАБ.503.023)	σ_b, l	$>2 \cdot 10^{14}$ нейтр/см ²
		$\sigma_b, l, \text{tg}\delta, \rho_V$	$>10^8$ Р (воздух, вакуум)
	СБЭ-101 (ТУ ОАБ.503.013)	σ_t	$>10^8$ Р (воздух)
		$\sigma_b, (l)$	10^7 рад (e , воздух)
		σ_b, l	$>10^8$ рад (p , воздух)
	ЛПИ-СБЭ (ТУ ОАБ.503.015)	$\sigma_b, (l)$	$2 \cdot 10^8$ Р (воздух)
		σ_t	$>10^8$ рад (p , воздух)
	СБЭ 101ЭП (ТУ ОАБ.503.016)	$\varepsilon, \text{tg}\delta, \sigma_t, E_r, \rho_V$	$>3 \cdot 10^8$ Р (воздух)
	МПМ СБЭ (ТУ ОАБ 503.018)	$\varepsilon, \text{tg}\delta, \rho_V, \sigma_b, (l), B_r, E_r$	$3 \cdot 10^8$ Р (воздух)
ТЭМ (ТУ ОАБ.503.014)	$(\sigma_t), B_r$	$3 \cdot 10^8$ Р (воздух)	
	σ_t	$>10^8$ рад (p , воздух)	

Продолжение таблицы 6

1	2	3	4
Композиционные материалы	Имидофлекс-3 (ТУ 16.503.145-75)	$\sigma_b, E_r, B_r, (P)$	$4 \cdot 10^7$ Р (воздух)
		σ_b, l	$>10^8$ рад (p , воздух)
	Имидофлекс-5 (ТУ ОАБ.503.023)-5	$\varepsilon, \operatorname{tg}\delta, \rho_V, E_r, \sigma_t$	$>3 \cdot 10^8$ Р (воздух)
	ПСК-А-125 (ТУ 16.503.221-82)	ρ_V	$>3 \cdot 10^9$ рад (e , воздух)
	ПСК-Н-40-2 (ТУ 16.503.235-81)	ρ_V	$>3 \cdot 10^9$ рад (e , воздух)
	ПО-0,06 (ТУ 16.503.197-80)	(E_r)	10^{10} рад (e , воздух)
Пленки	ПМ-А (ТУ 6-05-1491-72)	E_r	$>3 \cdot 10^{15}$ нейтр/см ²
		ε, σ_t	$>1,3 \cdot 10^9$ Р (воздух)
		$\varepsilon, \operatorname{tg}\delta, \rho_V, E_r$	$>10^8$ рад (e , воздух)
		σ_t	$>10^{10}$ рад (e , воздух, вакуум)
		ρ_V, E_r	$>2 \cdot 10^7$ рад (p , воздух)
		σ_t	$>10^{10}$ рад (p , вакуум)
	ПЭТФ (ТУ 6-05-1537-72, МРТУ 6-06-146-68)	E_r	$>3 \cdot 10^{15}$ нейтр/см ²
		$E_r, (\sigma_t)$	$4 \cdot 10^8$ рад (e , воздух)
		(σ_t)	10^9 рад (e , вакуум)
		ρ_V, E_r	$>3 \cdot 10^7$ рад (p , воздух)
		(σ_t)	$9 \cdot 10^9$ рад (p , вакуум)
	ПЭНД (ТУ 16338-77)	(σ_t)	$2 \cdot 10^9$ рад (e , вакуум)
		(σ_t)	10^{10} рад (p , вакуум)
	Ф-4МБ (ТУ 6-05-1873-79)	(σ_b, l)	$3 \cdot 10^6$ Р (воздух)
	Ф-4 (ГОСТ 24222-80, ГОСТ 10536-63)	(σ_b, l)	$2 \cdot 10^5$ рад (p , воздух)
Ф-400 (ТУ 6-05.041.904-83)	$\sigma_b, (l)$	$5 \cdot 10^7$ Р (вакуум)	
ДВ-М (ТУ 6-05.221.554-80)	$\operatorname{tg}\delta, \rho_V, (\sigma_t), l$	10^8 Р (воздух)	
Фенилон	$\operatorname{tg}\delta, \rho_V, \sigma_b, (l)$	$3 \cdot 10^7$ Р (воздух)	
Полиимидфторопласт ПФП (ГОСТ 10779-69)	σ_b, l	$>3 \cdot 10^8$ Р (воздух)	
Трубки	ТУР ХМ (ТУ НИЯЦ.440208.001)	$P, (l)$	$3 \cdot 10^7$ Р (воздух)
	Ф-4 (ГОСТ 22056-76)	$(P), l, U_r$	10^7 рад (e , вакуум)
	ТВ-40(ГОСТ 19034-73)	P, l, U_r	$>10^7$ рад (e , вакуум)
	ТКР-7 (ТКР-3) (ТУ 16-503.031-75)	U_r	$>10^7$ рад (e , вакуум)
Герметики	11-01	$\varepsilon, \operatorname{tg}\delta, \rho_V$	$>2,5 \cdot 10^8$ рад (e , воздух)
	14С-1	$\varepsilon, \operatorname{tg}\delta, \rho_V$	$>2 \cdot 10^8$ рад (e , воздух)
		ρ_V	$>2 \cdot 10^7$ рад (p , воздух)
У-4-21(ВТУ 38-3-301-67)	$\varepsilon, \operatorname{tg}\delta, \rho_V$	$>2,5 \cdot 10^8$ рад (e , воздух)	
Каучуки	ПДИ-ЗАК СКТН марка А (ВТУ В-80-67)	$\varepsilon, \operatorname{tg}\delta$	$>3 \cdot 10^9$ Р (воздух)
		$\operatorname{tg}\delta$	$>10^9$ рад (e , воздух)

Продолжение таблицы 6

1	2	3	4
Фольгированные диэлектрики	ФАФ-4Д (ГОСТ 21000-81)	A	$>10^7$ P (вакуум)
	ФАФ-4СКЛ (ТУ 02-14-29-75)	$\epsilon, (\text{tg}\delta)$	$6 \cdot 10^7$ P (воздух)
	СА-3,8ф (ТУ 16-503.108-77)	$\rho_V, (\sigma_b)$	$4 \cdot 10^8$ P (воздух)
	ПКТ-3 (ТУ 16-503.156-77)	$\epsilon, (\text{tg}\delta)$	10^9 P (воздух)
	ПКТ-10 (ТУ 16-503.156-77)	$\epsilon, (\text{tg}\delta)$	10^9 P (воздух)
	СФ-2-35(ГОСТ 10316-70)	(τ_r)	$4 \cdot 10^8$ P (воздух)
		(τ_r)	$8 \cdot 10^8$ рад (e , воздух)
	СФ-2-50(ГОСТ 10316-70)	$\epsilon, \text{tg}\delta$	$>10^9$ P (воздух)
		$\epsilon, \text{tg}\delta$	$>10^{14}$ нейтр/см ²
		$\epsilon, \text{tg}\delta$	$>3 \cdot 10^8$ рад (e , воздух)
	ФДР-ЭХО	ρ_V, E_r	$>10^{14}$ нейтр/см ²
	ФДМ-1(ТУ 16-503.084-71)	$\epsilon, \text{tg}\delta$	$>10^9$ P (воздух)
		$\epsilon, \text{tg}\delta$	$>10^{14}$ нейтр/см ²
		$\epsilon, \text{tg}\delta$	$>1,6 \cdot 10^8$ рад (e , воздух)
		$\epsilon, (\text{tg}\delta)$	$1,3 \cdot 10^{16}$ прот/см ² (e , воздух)
	ФДМ-Э (ТУ 16-503.084-71)	$\epsilon, (\text{tg}\delta)$	$1,8 \cdot 10^9$ P (воздух)
		$\epsilon, (\text{tg}\delta)$	10^{14} нейтр/см ²
		$\epsilon, (\text{tg}\delta)$	$5 \cdot 10^9$ рад (e , воздух)
		$\epsilon, (\text{tg}\delta)$	10^{16} прот/см ² (воздух)
	ФДМ2-35-0,25 (ТУ 16-503.084-71)	$(\tau_r), \gamma_V, \gamma_S$	$4 \cdot 10^{16}$ элетр/см ² (вакуум)
	ФДМЭ2-35-0,25 (ТУ 16-503.132-74)	$(\tau_r), \gamma_V, \gamma_S$	$8 \cdot 10^{16}$ элетр/см ² (вакуум)
	ФДМЭ1-35-0,13 (ТУ 16-503.132-74)	γ_V, γ_S	$>10^{15}$ элетр/см ² (вакуум)
	СТФ (ТУ 16.503.148-77)	$\epsilon, \text{tg}\delta$	$>2 \cdot 10^9$ P (воздух)
		$\epsilon, \text{tg}\delta$	$>3 \cdot 10^8$ рад (e , воздух)
	ФЛАН-3,8 (ТУ 16.503.148-75)	σ_b	$>10^{14}$ нейтр/см ²
		ρ_V	$>3 \cdot 10^9$ P(воздух)
$\rho_V, (\sigma_b)$		$8 \cdot 10^8$ рад (e , воздух)	
ФЛАН-10 (ТУ 16.503.148-75)	σ_b	$>10^{14}$ нейтр/см ² , воздух)	
	ρ_V	$>3 \cdot 10^9$ P (воздух)	
	$\rho_V, (\sigma_b)$	$4 \cdot 10^8$ рад (e , воздух)	
Системы изоляции	СИ-110 (на основе ЛСК-110-СТ)	ρ_V, E_r	$>10^{10}$ рад (p , воздух)
	СИ-9125 (на основе ЛС-ЭП-9125ТТ)	ρ_V, E_r	$>10^{10}$ рад (e , воздух)
	СИ-526 (на основе ЛС-ЭН-526Т)	E_r	$>10^{10}$ рад (e , воздух) $>10^{11}$ рад (p , воздух)

1	2	3	4
Анодно-окисное покрытие	Ан. окс.НВ (ГОСТ 3002-70)	U, A_s, ε	$>10^9$ Р (воздух)
	Ан. окс. Черный (ГОСТ 3002-70)	U, A_s, ε	$>10^9$ Р (воздух)
	Ан. окс. ХР (ГОСТ 3002-70)	U, A_s, ε	$>10^9$ Р (воздух)
Слюдавые материалы	Г1ФК1	E_r	$>3 \cdot 10^{15}$ нейтр/см ² ,
		ρ_V, E_r	$>10^8$ рад (e, воздух)
	Г2ФК1	E_r	$>7 \cdot 10^7$ рад (e, воздух)
	Г1СК	E_r	$>3 \cdot 10^{15}$ нейтр/см ²
		ρ_V	$>10^8$ рад (e, воздух)
	КСШ	E_r	$>9 \cdot 10^7$ рад (p, воздух)
	Г2СК	ρ_V, E_r	$>10^8$ рад (e, воздух)
	ФС25КН	ρ_V, E_r	$>7 \cdot 10^7$ рад (e, воздух)
	ФС40КН	ρ_V, E_r	$>7 \cdot 10^7$ рад (e, воздух)
ГС25КН	ρ_V, E_r	$>6 \cdot 10^7$ рад (e, воздух)	
Керамические материалы	СНБ	σ_b	$>(10^{21}$ нейтр/см ² , $4 \cdot 10^{11}$ Р)
	СПК-2	σ_b	$>(10^{21}$ нейтр/см ² , $4 \cdot 10^{11}$ Р)
	М-23	$\rho_{V_2}(\sigma_b)$	10^{21} нейтр/см ²
	МГ-2	(σ_b)	$(8 \cdot 10^{20}$ нейтр/см ² , $6 \cdot 10^{12}$ Р)
		$\text{tg} \delta$	$>5 \cdot 10^8$ рад (p, воздух)
	ГБ-7 (ГОСТ 5458-75)	σ_b	$>10^{21}$ нейтр/см ²
	У1а-6 (ГБ-7)	$(\sigma_c), \sigma_b, E_r$	$1,5 \cdot 10^{21}$ нейтр/см ²
	У1б-6 (МК, ГОСТ 5458-75)	$(\sigma_c), \sigma_b, E_r$	$1,5 \cdot 10^{21}$ нейтр/см ²
	СНЦ (ГОСТ 5458-75)	$(\sigma_c), \sigma_b$	$8 \cdot 10^{20}$ нейтр/см ²
	УФ-46 (ОСТ 160.503.003-77)	$(\sigma_c), \sigma_b, E_r$	$5 \cdot 10^{20}$ нейтр/см ²
	СК-1 (ГОСТ 5458-75)	$(\sigma_c, \sigma_b), E_r$	$3 \cdot 10^{21}$ нейтр/см ²
	ИП-0.4УХЛЗ (ТУ 16-528.203-82)	(η)	10^{18} нейтр/см ²
ИПН-200-2.4 (ТУ 16-528.178-79)	η	$>6 \cdot 10^{20}$ нейтр/см ²	

Радиационная стойкость резин

Необратимые радиационные эффекты в резинах. Надежность работы объектов военной техники, эксплуатирующихся в условиях воздействия различных видов ионизирующих излучений (космических, ядерного взрыва и ядерных энергетических установок) зависит, в частности, и от способности комплектующих резино-технических изделий противостоять разрушающему действию радиации.

Большинство резин относится к структурирующим полимерным материалам. В процессе радиационного старения резин на основе структурирующих каучуков (СКН, СКД, СКС, наирит и др.) происходит паде-

ние относительного удлинения при растяжении, сопротивления разрыву и раздиру, рост твердости, жесткости, накопление остаточной деформации. При больших дозах возможно полное охрупчивание.

При радиационном старении резин на основе деструктурирующих каучуков (СКИ-3, СКЭП, СКЭПТ, СКУ) в них накапливается остаточная деформация, падает контактное напряжение и прочность. Равновесный модуль, твердость и относительное удлинение изменяются в меньшей степени. К числу полностью деструктурирующих относятся резины из бутилкаучука (БК) и полиизобутилена (ПИБ), которые при облучении становятся липкими, мягкими, под нагрузкой текут. Крайне нежелательны явления интенсивного газовыделения, имеющие место в резинах на основе фтор- и хлорсодержащих полимеров. Выделяющиеся при этом агрессивные HCl, HF и другие соединения вызывают коррозию контактирующих металлических поверхностей и тем самым ограничивают использование этих резин.

Количественным выражением радиационной стойкости резин является поглощенная доза радиационного излучения, при которой выбранный показатель (один или несколько), ответственный за работоспособность изделия, достигает заданных предельных значений.

Оценку радиационной стойкости резин проводят по ГОСТ 9.701-79 «Метод испытания резин на стойкость к радиационному старению», который устанавливает следующие характерные показатели:

- для резин, облучаемых в недеформированном состоянии, – условная прочность при разрыве, относительное удлинение в момент разрыва, твердость и статический модуль сжатия;
- для резин, облучаемых в деформированном (сжатом) состоянии, – относительная остаточная деформация сжатия, релаксация напряжения, твердость, статический модуль сжатия.

Относительную радиационную стойкость резин устанавливают по поглощенной дозе, при которой характерные показатели достигают следующих критических значений:

- условная прочность и относительное удлинение при разрыве изменяются на 25, 50 или 75% от исходного значения;
- статический модуль сжатия изменяется в 2, 5, 10 или 15 раз от исходного значения;
- релаксация напряжения достигает 80% от исходного;
- относительная остаточная деформация при сжатии составляет 80 или 100%.

Уплотнительные свойства резин характеризуются длительностью сохранения герметизирующей способности модельных резиновых уплотнителей в соответствии с требованиями ГОСТ 9.704-80.

В зависимости от того, какой показатель старения выбран для оценки радиационной стойкости, величины предельно допустимых доз для одной и той же резины могут существенно отличаться. Обычно радиационную стойкость резин характеризуют несколькими показателями. ГОСТ 9.705-80 устанавливает нормы радиационной стойкости различных по составу резин по различным показателям и классифицирует резины по группам стойкости.

Радиационная стойкость резины зависит от химической природы полимера, на основе которого она изготавливается, и от ее рецептурного состава: типа и количества наполнителей, типа вулканизирующих систем, наличия и химической природы используемых защитных добавок-антирадов. В зависимости от состава радиационная стойкость резины на основе одного и того же каучука может изменяться в широких пределах (от 2 до 20 раз). К наиболее радиационно-стойким относятся резины на основе уретановых каучуков (СКУ-ПФ, СКУ-ПФД и др.), бутадиенстирольных (СКМС-50, СКМС-30, СКМС-10) и изопреновых (НК, СКИ-3). Наименее радиационно-стойкими являются резины из фторсилоксановых, силоксановых и фторкаучуков (СКТФТ, СКТВ, СКФ-32, СКФ-26). Резины из бутадиеннитрильных, этиленпропиленовых, хлоропреновых каучуков характеризуются средней радиационной стойкостью.

Наполнение техническим углеродом защищает резины от радиационного старения. Радиационная стойкость ненаполненных или светлых вулканизаторов (наполненные мелом, аэросилом и др.) на одном и том же каучуке при одинаковом рецептурном составе всегда ниже аналогичного вулканизата, наполненного техническим углеродом.

Чем выше содержание металлов в рецептуре (окислов металлов, металло-содержащих наполнителей или стабилизаторов), тем ниже радиационная стойкость резины.

Для повышения радиационной стойкости рекомендуется вводить в рецептуру резин защитные добавки (ароматические амины и фенолы) в количестве до 5 массовых частей на 100 массовых частей каучука.

Радиационная стойкость резинотехнического изделия кроме состава резины определяется конкретным назначением детали и условиями эксплуатации.

Эксплуатация резинотехнических изделий на объектах, как правило, протекает в условиях одновременного или последовательного воздействия нескольких агрессивных факторов. При этом эффект действия ионизирующих излучений на резины в большинстве случаев усиливается от действия таких факторов как температура, избыточное давление, химически активные среды, механические нагрузки, особенно циклические и ударные.

Влияние повышенных температур. Повышение температуры при облучении изменяет скорость процессов радиационного сшивания и деструкции каучуков, что в значительной мере определяет изменение свойств резин при терморadiационном старении. Степень влияния температуры на скорость радиационно-химических процессов зависит от химической природы полимерного материала и условий его облучения. С повышением температуры облучения наблюдается увеличение скорости радиационного сшивания ненасыщенных каучуков: натурального, полибутадиенового, бутадиен-стирольного, а облучение полиизобутилена при повышенной температуре (80 °С) приводит к увеличению скорости деструктивных процессов. Увеличение скорости сшивания полидиметилсилоксана наблюдается в интервале температур от 25 до 150 °С, при более высокой температуре (300 °С) величина радиационно-химического выхо-

да сшивания снижается. Аналогичные результаты были получены для силоксанового каучука СКТВ-I и СКТВ-0,5. С повышением температуры скорость деструкции в полисилоксановых каучуках увеличивается более значительно, чем скорость сшивания. При облучении ненаполненной резины из натурального каучука установлено, что с ростом температуры от 25 до 80 °С значительно повышается скорость химической релаксации напряжения, что свидетельствует об увеличении скорости деструкции резины.

Повышение температуры облучения для резин на основе каучука СКЭП в воздушной среде ускоряет протекание деструктивных процессов. При облучении до доз $\sim 2 \cdot 10^7$ рад уменьшается модуль при растяжении, возрастает относительное удлинение при разрыве. При дальнейшем облучении до $9 \cdot 10^7$ рад модуль при растяжении несколько увеличивается, а прочность и относительное удлинение при разрыве уменьшаются. Повышение температуры облучения резин из каучука СКЭП приводит также к значительному увеличению скорости накопления относительной остаточной деформации. При одновременном действии гамма-излучения и высоких температур (до 150 °С) на резины из бутадиен-нитрильных каучуков в наибольшей степени изменяются относительное удлинение и накопление относительной остаточной деформации. Из двух изученных резин на основе каучуков СКН-40 и СКН-18 последняя подвергается терморadiационному старению в меньшей степени. В процессе радиационного старения резин из нитрильных каучуков в свободном и сжатом состояниях при температурах до 100 °С увеличение интенсивности гамма-излучения несколько сглаживает зависимость скорости старения от температуры. Однако при высоких температурах (более 150 °С) влияние интенсивности облучения уменьшается и изменение свойств определяется в основном процессами термического старения. Терморadiационная стойкость резин из бутадиен-нитрильных каучуков в отличие от резин на основе каучуков СКЭП, СКФ и СКТВ может быть повышена с помощью защитных добавок, например, за счет использования многоядерных ароматических смол. С повышением температуры защитное действие таких соединений увеличивается.

При облучении фторкаучуков при температурах выше 50 °С скорость сшивания уменьшается, тогда как скорость деструкции увеличивается и особенно резкое ускорение процесса деструкции наблюдается при температурах более 140 °С.

Сопоставление скорости радиационного старения резин на основе различных каучуков (СКН, КС, неопрены) при температурах 20 и 70 °С показало, что скорость процесса старения, наблюдаемого при одновременном действии повышенной температуры и облучения, не представляет собой простой суммы скоростей старения резин при раздельном воздействии. В большинстве случаев эти эффекты не аддитивны по отношению к тем изменениям, которые имеют место при раздельном или последовательном действии повышенных температур и облучения.

Особенно нежелательно использование в этих условиях резин на основе теплостойких каучуков – полисилоксановых и фторсодержащих. Как уже отмечалось выше, радиационная стойкость резин на основе каучуков

СКТФТ, СКТВ, СКФ-26, СКФ-32 очень низкая. С увеличением температуры облучения силоксановых резин от 25 до 250 °С наблюдалось значительное ухудшение свойств резин при старении на воздухе как в свободном, так и сжатом состояниях. Следует отметить, что резины из силоксановых каучуков, подвергшиеся воздействию гамма-облучения, а затем и повышенной температуры, обнаруживают еще более высокую скорость падения относительного удлинения при разрыве и накопления относительной остаточной деформации при сжатии, чем при последовательном воздействии температуры и гамма-облучения. С увеличением мощности дозы разница между результатами, полученными при различной очередности действия тепла и радиации, нивелируется. Причем все выявленные эффекты обнаруживаются при дозах облучения не более $2 \cdot 10^7$ рад.

Несколько большей терморadiационной (при 200 °С) стойкостью по сравнению с силоксановыми резинами характеризуются резины из фторкаучуков как в свободном, так и статически сжатом состояниях. Однако и для них характерно резкое падение физико-механических свойств (прочность и относительное удлинение) с повышением температуры облучения уже от 30 до 100 °С. При этом влияние температуры на радиационную стойкость резин из каучука СКФ-32 более значительно, чем для резин на основе СКФ-26.

Учитывая вышеизложенное, представляется более целесообразным в условиях воздействия облучения и умеренных температур (100–180 °С) использовать не теплостойкие резины на основе каучуков СКФ, СКТВ, СКТФТ, а менее теплостойкие резины на основе этилен-пропиленовых или бутадиен-нитрильных каучуков, уровень радиационной стойкости которых значительно выше.

В табл. 7 показана терморadiационная стойкость некоторых резин на основе теплостойких каучуков при температурах 20, 150 и 200 °С; резины находятся в статически сжатом состоянии, мощность дозы облучения ~ 100 рад/с, среда при облучении – воздух.

Таблица 7

**Терморadiационная стойкость некоторых резин
на основе теплостойких каучуков**

Марка резин	Тип каучука	Доза (рад), при которой относительная остаточная деформация сжатия составляет 80% при температурах		
		20 °С	100 °С	200 °С
ИРП-1265	СКТВ-1	$3 \cdot 10^7$	–	10^6
51-1434 (ТУ 38.005.1166-73)	СКТФ-50+СКТФТ-100	$2 \cdot 10^7$	–	$5 \cdot 10^6$
51-1570 (ТУ 38.005.1166-73)	СКТФТ-50	$3 \cdot 10^7$	–	$5 \cdot 10^6$
ИРП-1287 (ТУ 38.005.1166-73)	СКФ-26	$2 \cdot 10^7$	–	10^6
ИРП-1144 (ТУ 38.005.1166-73)	СКФ-26	$2 \cdot 10^7$	–	$5 \cdot 10^6$
ИРП-1225 (ТУ 38.005.1166-73)	СКФ-32	$2 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^6$	–
ИРП-1545 (ТУ 38.005.1166-73)	СКФ-26+СКФ-260	$2 \cdot 10^7$	10^7	–
ИРП-1375 (ТУ 38.005.1166-73)	СКЭП-60	$8 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^7$	–

Влияние агрессивных сред. Эксплуатация резино-технических изделий в реальных условиях предусматривает длительное воздействие на резины различных рабочих сред (масла, топливо, теплоносители, дезактивирующие растворы). В зависимости от механизма действия среды на резину различают физически активные и химически активные среды.

Физически активные среды не вызывают разрушения поперечных связей в резине, оказывая влияние лишь на величину межмолекулярного воздействия. При этом резины в таких средах обратимо изменяют свою массу и объем (набухают).

Химически активные среды вызывают необратимые разрушения. В резинах появляются трещины, расслоения, происходит разрыв поперечных связей.

Для любых резиновых уплотнителей воздух является химически активной средой, так как кислород вызывает в них окислительные процессы, скорость которых возрастает под действием интенсивного гамма-излучения и повышенных температур. Стойкость каучуков в присутствии кислорода снижается в следующем ряду: СКИ-3, СКД, СКН, наирит, СКЭПТ, бутилкаучук, силиконовые каучуки, СКЭП, фторкаучуки.

Резиновые уплотнения широко используются для герметизации вакуумных соединений. Вакуум действует на резину аналогично агрессивной среде. Вследствие разрежения многие летучие ингредиенты резин, необходимые для обеспечения заданных свойств, возгоняются в вакуум (мягчители, противостарители, антирады). В результате снижаются физико-механические свойства резин.

При облучении в вакууме отсутствуют процессы радиационного окисления, вследствие чего эффекты радиационного сшивания и деградации могут существенно отличаться от эффектов, обнаруживаемых в воздушной среде. Прогнозировать поведение резин в заданной среде без проведения эксперимента трудно, учитывая сложность происходящих в резинах радиационно-химических процессов при облучении и активное участие в них каждого ингредиента многокомпонентных рецептур.

Опыт эксплуатации резин в различных средах при облучении подтверждает целесообразность преимущественного применения:

- в вакууме – резины на основе каучуков НК, СКН, СКФ-26, СКТВ, СКТФТ;
- в воде и щелочных средах – резины на основе каучуков СКЭП, СКЭПТ, СКУ-ПФ, СКУ-ПФД, СКУ-ПФДР;
- в маслах и топливах – резины на основе каучуков СКН-40, СКН-26, СКН-18, СКУ-50, СКУ-ПФ, СКУ-ПФД, СКУ-ПФДР, СКФ-26;
- в кислых средах и кислотах – резины на основе фторкаучуков СКФ-26, СКФ-32.

Допустимые дозы радиационного облучения нескольких типов резиновых уплотнений в различных агрессивных средах и при повышенных температурах представлены в табл. 8, которая составлена по результатам обработки эксплуатационных данных.

Таблица 8

**Допустимые дозы радиационного облучения нескольких типов
резиновых уплотнений в различных агрессивных средах
и при повышенных температурах**

Марки резин	Условия эксплуатации		Тип уплотнения	Допустимая доза, рад
	Рабочая среда	Температура, К, не более		
51-1447 (ТУ 38.005.924-84) ИРП-1118 (ТУ 38.005.924-84) ИРП-1140	Азот, вакуум, воздух, гелий, морская вода	323	Подвижное, неподвижное разъемное, клапаны	10^6
			Неподвижное	10^7
	Амил, гептил, жидкость ПМС-1.5р, жидкость ЛЭТК-5, оксид	343	Подвижное, неподвижное разъемное, клапаны, неподвижное	10^5
			Неподвижное	10^6
ИРП-1278 ИРП-1289 ИРП-2017 5У-1448	Азот, вакуум, воздух	323	Подвижное, неподвижное, разъемное, клапаны	10^5
			Неподвижное	10^6
	Гептил	323	Подвижное, неподвижное разъемное, клапаны	10^4
			Неподвижное	10^5
ИРП-1372 ИРП-1378 ИРП-2037	Вакуум, воздух, водовоздушная смесь	323	Подвижное, неподвижное разъемное, клапаны, неподвижное	10^6
	Воздух		Подвижное, неподвижное разъемное, клапаны, неподвижное	10^5
	Жидкость ПМС-2500		Подвижное, неподвижное разъемное, клапаны, неподвижное	10^5
ИРП-1175 ТУ 38.005.924-84 ИРП-2025 ТУ 38.005.924-84 ИРП-2033 ИРП-2045 9086, 9087	Азот, вакуум, воздух, морская вода, бензин, жидкость ПМС-2500, жидкость ЛЭТК-2, нафтил	323	Подвижное, неподвижное разъемное, клапаны, неподвижное	10^5
			Масло ГМ-50, масло МГЕ-10А	343
	Неподвижное	10^5		
ИРП-2080 ИРП-6001	Вакуум, воздух, вода	343	Подвижное, неподвижное разъемное	10^6
			Неподвижное	10^7
	Бензин с кисло- родом, нафтил, оксил и их продук- ты сгорания, пла- стификаторы	323	Подвижное, неподвижное разъемное	10^5
Неподвижное			10^6	

Марки резин	Условия эксплуатации		Тип уплотнения	Допустимая доза, рад
	Рабочая среда	Температура, К, не более		
ИРП-1136 ИРП-1225А ИРП-2010 ИРП-2043 ИРП-1345 ИРП-2021 ТУ МИКП 294-65 ИРП 2002	Азот, вакуум, воздух, гелий, морская вода	323	Подвижное, неподвижное разъемное, неподвижное	10 ⁵
	Амил, пластификатор, гептил и их продукты сгорания, жидкость ПМС-1.5р, нафтил	373	Подвижное, неподвижное разъемное, неподвижное	10 ⁴
51-1416 51-1433	Азот, вакуум, воздух	323	Подвижное, неподвижное разъемное	10 ⁴
			Неподвижное	10 ⁵
		383	Подвижное, неподвижное разъемное	10 ³
			Неподвижное	10 ⁴
		473	Подвижное, неподвижное разъемное	10 ²
			Неподвижное	10 ³
51-1567	Жидкость ПМС-1.5р, жидкость ЛЭТК-6, нафтил, оксидно-азотная смесь	323	Подвижное, неподвижное разъемное	10 ⁴
			Неподвижное	10 ⁵
		373	Подвижное, неподвижное разъемное	10 ³
			Неподвижное	10 ⁴
	Жидкость ПМС-1.5р, вакуум, воздух, воздух с содержанием 40% кислорода и 79% азота	323	Подвижное, неподвижное разъемное	10 ⁴
			373	Подвижное, неподвижное разъемное
		473		Неподвижное
			Подвижное, неподвижное разъемное	10 ²
Неподвижное	10 ³			

Влияние длительного хранения. Эффектам радиационного облучения резин могут предшествовать или сопутствовать такие факторы, как длительное хранение резин в течение 10–15 и более лет. Проведенные исследования по изучению влияния длительного хранения ряда серийных резин на их ра-

диационную стойкость показали, что образцы резин, подвергнутые предварительному ускоренному тепловому старению, разрушаются при последующем облучении с большей скоростью, чем несостаренные резины. Более того, эффект влияния предварительного хранения на радиационную стойкость выражен в большей степени в резинах, находящихся в напряженном состоянии. Длительное (до 15 лет) хранение резин имитировали интенсивным предварительным старением образцов при повышенных температурах. При этом исследовали резино-технические детали, хранящиеся как россыпью, так и в собранном виде – в рабочих узлах, в свободном и статически сжатом состояниях (табл. 9 и 10).

Несостаренные резины по уровню радиационной стойкости можно расположить в следующий ряд: ИРП-1118 (СКМС-10) > ИРП-1175 (СКН-18) > > 51-1466 (СКЭП), ИРП-2025 (наирит + СКН-18) > 51-1567 (СКТФТ), ИРП-2043 (СКФ-26), ИРП-1136 (СКФ-32). Предварительное хранение резин в большей степени изменяет уровень радиационной стойкости D , мало отражается на предельно допустимой дозе D_{cr} и не изменяет местоположение резин в указанном ряду. Приведенные данные следует учитывать при прогнозировании радиационной стойкости резин и резино-технических деталей с учетом их старения при длительном хранении.

Таблица 9

**Группы и нормы стойкости резин для изготовления уплотнений
неподвижных разъемных соединений, работающих
в деформированном состоянии**

Группа стойкости резины	Нормы стойкости, рад			
	Остаточная деформация сжатия достигает 80%	Метод испытаний	Уплотнение обеспечивает герметичность системы	Метод испытаний
Малостойкая	менее 10^7	ГОСТ 9.701-79	менее $1,5 \cdot 10^8$	ГОСТ 9.704-80
Среднестойкая	от 10^7 до $3,0 \cdot 10^7$		от $1,5 \cdot 10^8$ до $5,0 \cdot 10^8$	
Стойкая	свыше $3 \cdot 10^7$ до $6 \cdot 10^7$		свыше $5 \cdot 10^8$ до 10^9	
Высокостойкая	свыше $6 \cdot 10^7$ до 10^8		свыше 10^9 до $4 \cdot 10^{10}$	
Особостойкая	свыше 10^8		свыше $4 \cdot 10^{10}$	

Таблица 10

Распределение марок резин по группам стойкости

Группа стойкости резины	Марки резин			
	Недеформированное состояние		Деформированное состояние	
	Изменение относительного удлинения при разрыве на 50%	Увеличение статического модуля сжатия в 10 раз	Остаточная деформация сжатия достигает 80%	Уплотнение обеспечивает герметичность системы
Малостойкая	ИРП-1144	ИРП-1354	ИРП-1144	ИРП-1136
	ИРП-1354	51-1567	51-1567	ИРП-1354
	51-1567	ИРП-1338	51-2066	51-1567
	51-2066	ИРП-1285		ИРП-1338
	ИРП-1338			ИРП-1285
	ИРП-1285			
Среднестойкая	ИРП-1078А	НО-68-01	ИРП-1136	НО-68-4
	ИРП-1136	ИРП-1015	ИРП-1287	ИРП-1015
	ИРП-1266	ИРП-1062	ИРП-1314	ИРП-1078А
	ИРП-1287	ИРП-1078А	ИРП-1345	ИРП-1118
	ИРП-1314	ИРП-1136	ИРП-1354	ИРП-1174
	ИРП-1345	ИРП-1174	ИРП-1368	ИРП-1287
	ИРП-1368	ИРП-1287	51-1433	ИРП-1320
	51-1401	ИРП-1314	ИРП-2010	ИРП-1345
	51-1433	ИРП-1345	ИРП-2043	51-1433
	ИРП-2043	51-1401	51-1432	51-1564
	9024	51-1433	ИРП-1338	ИРП-2025
	51-1432	51-1472	ИРП-1285	ИРП-2043
		ИРП-2025		9024
		ИРП-2043		51-1432
	9024			
	15-1432			
Стойкая	343	343	НО-68-1	343
	НО-68-1	ИРП-1118	ИРП-1015	ИРП-1001Б
	ИРП-1001Б	ИРП-1320	ИРП-1062	51-1480
	ИРП-1015	51-1480	ИРП-1078А	51-1481
	ИРП-1062	51-1481	ИРП-1266	51-1481-1
	ИРП-1065	51-1481-1	ИРП-1375	51-1481-2
	ИРП-1376	51-1481-2	ИРП-1376	
	51-1472		51-1401	
	51-1481		51-1481-2	
	51-1481-1		51-1564	
	51-1481-2		ИРП-2025	
	51-1564		ИРП-2052	
	ИРП-2010		ИРП-3042	
	ИРП-2025		51-5001	

Группа стойкости резины	Марки резин			
	Недеформированное состояние		Деформированное состояние	
	Изменение относительного удлинения при разрыве на 50%	Увеличение статического модуля сжатия в 10 раз	Остаточная деформация сжатия достигает 80%	Уплотнение обеспечивает герметичность системы
Стойкая	ИРП-2052		9024	
	51-2080			
	51-3042			
	8157			
	8164			
	8470			
	8871			
Высокостойкая	ИРП-1174	51-5001		ИРП-1260*
	ИРП-1175			ИРП-1298*
	ИРП-1319			51-5001
	ИРП-1375			
	51-1562			
Особостойкая	ИРП-1118В		ИРП-1118	
	ИРП-1320		ИРП-1320	
	51-1473		51-1473	
	51-1480		51-1480	
	51-5001			

*Рецептура марок резин должна содержать 3 массовые доли 4010 А на 100 массовых долей каучука.

Радиационная стойкость кабельных изделий и проводов

Необратимые радиационные эффекты в кабельных изделиях. Воздействие ионизирующих излучений сопровождается деградацией эксплуатационных характеристик конструкционных материалов, что обуславливает возникновение необратимых радиационных изменений оптических, электрических, механических и других свойств кабельных изделий. Рассмотрим последовательно эффекты в электрических и волоконно-оптических проводах и кабелях.

Структурным превращениям в электрических кабельных изделиях (далее – изделиях) подвержены как металлические, так и диэлектрические материалы. Однако определяющее влияние на работоспособность изделия оказывают процессы в диэлектриках. Действительно, структурные изменения в металлах приводят к заметным изменениям их электрических и механических свойств при дозах ионизирующего излучения, которые на несколько порядков превышают дозы разрушения изоляционных кабельных материалов.

В силу того, что структурные изменения в диэлектриках накапливаются по мере набора дозы ионизирующего излучения, связанные с ними необратимые

изменения свойств изделия возрастают, приводя при определенных дозах ионизирующего излучения к отказу изделия. Необратимым радиационным изменениям подвержены практически все свойства изделий – электрические, механические, климатические. Однако основной причиной отказа облученных изделий является влияние механических и климатических факторов.

Признаками отказов при механических и климатических испытаниях, проводимых по методикам ТУ, являются: нарушение целостности изоляционных и защитных оболочек, электрической пробой изоляции при испытании напряжением, уход за установленные нормы контролируемых при испытаниях электрических параметров изделий. Что касается радиационных изменений электрических параметров изделий, не подвергающихся воздействию механо-климатических факторов, то они остаются в пределах норм при дозах ионизирующего излучения, значительно превышающих те дозы, при которых наступают отказы в результате механо-климатических воздействий.

Измерение параметров и механо-климатические испытания проводились по методикам ГОСТ (ТУ) на изделия. Для получения дозовых зависимостей облучали 4 группы образцов (каждая до определенной дозы). Шаг по дозе был равен половине порядка. В каждой из групп образцов предусматривались образцы для отдельного испытания по различным параметрам и механо-климатическим воздействиям. Число образцов по каждому виду выбиралось из ряда: 3, 5, 10. Согласно методикам изделие считалось не выдержавшим испытания по определенным видам воздействия, если отказывал хотя бы один образец из числа испытывавшихся. При графическом представлении результатов механо-климатических испытаний в целях наглядного показа предельной дозы и последующих доз, при которых наступают отказы, строятся зависимости от дозы процента образцов, выдержавших испытания η , от общего числа испытывавшихся образцов.

Предельная допустимая доза изделий определяется их способностью выдерживать предусмотренные в ГОСТ (ТУ) механические и климатические воздействия. Поскольку методы испытаний на стойкость к этим воздействиям предусматривают в необходимых случаях (при воздействии смены температур, влаги и т. п.) контроль критериальных параметров (как правило, электрического сопротивления изоляции $R_{из}$, коэффициента затухания α и практически во всех случаях испытание напряжением), то положительные результаты испытаний означают, что электрические параметры находятся в пределах установленных норм. В связи с этим основное внимание в справочнике уделено результатам механо-климатических испытаний облученных изделий. Основными параметрами механо-климатических воздействий являются повышенные и пониженные температуры при испытаниях на теплоустойкость, холодостойкость, на стойкость к смене температур, ускорения при ударах и т. п., а также величина испытательного напряжения.

Анализ результатов испытаний изделий после непрерывного гамма-облучения на воздухе при мощности дозы гамма-излучения ~ 100 Р/с показывает, что у определенных групп аналогичных изделий предельные допустимые дозы одинаковы. Конструктивными признаками аналогов являются

наличие в изоляционных и защитных оболочках изделий слоев из одинаковых материалов с наименьшей радиационной стойкостью и их расположение – снаружи изделия или под слоями газонепроницаемых слоев из материалов с высокой радиационной стойкостью (например слой фторопласта-4 снаружи или под защитной оболочкой). Последний признак обусловлен тем, что при непрерывном облучении на воздухе наружные слои, кроме собственно радиационной деградации, подвержены разрушающему влиянию радиационно-окислительных процессов. При наличии в изделии наружной радиационно-стойкой газонепроницаемой защитной оболочки доступ кислорода, озона и других газов к внутренним слоям закрывается, и тем самым предотвращается их окисление и повышается предельно допустимая доза. Изделия, сгруппированные по этим признакам, приведены в табл. 11.

Разрушающее влияние окислительных процессов усиливается с увеличением времени набора одной и той же дозы. Внешне это проявляется как зависимость предельных доз от мощности дозы – с уменьшением мощности дозы предельная доза уменьшается. Для полимерных изоляционных материалов эта зависимость приближенно описывается соотношением вида $D_{\text{lim}} \propto R_{\gamma}^{\Delta}$, где D_{lim} – предельная доза, найденная при облучении на воздухе при мощности дозы R_{γ} ; Δ – константа, численное значение которой колеблется для разных полимеров в пределах примерно от 0 до 0,5. У сильно окисляющихся при облучении полимеров (например, политетрафторэтилен, полиэтилен) $\Delta \rightarrow 0,5$; напротив, у полимеров в которых акты окисления не приводят к резкому ухудшению их свойств (например кремнийорганическая резина) $\Delta \rightarrow 0$.

Таблица 11

Классификация кабельных изделий по группам аналогов

Материал изоляционной оболочки	Материал защитной оболочки	Группа аналогов
1	2	3
Фторопласт-4 или фторопласт-4Д		РД 50-1-21, РД 60-0.87-21, РД 75-0.87-21, РД 100-1.21, РД 150-1-21, МГТФ, МГТФЭ, МП 16-11, МС 16-11, МС 16-13, МСЭ 16-13, МС 16-33, МСЭ 16-33, МС 26-11
	Фторопласт-4 или фторопласт-4Д	РКТФ-71, АВКТ-6 МСЭО 26-13, РК 75-4-43
	Стеклонить или лавсановые нити, пропитанные кремнийорганическим лаком	РК 50-4-21, РК 50-7-22, РК 75-4-22, РК 75-7-21, РК 75-7-22, РК 75-9-42, МГТФЛЭ, ПВЗКО-3, РК 50-7-415, РК 50-7-416, макетный провод с изоляцией из полиимида и фторопласта-4

Продолжение таблицы 11

1	2	3
Фторопласт-4 или фторопласт-4Д	Фторопласт-4МБ	РК 50-1-21, РК 50-1-22, РК 75-1-21, РК 50-1,5-210С, РК 50-2-220С, ОС, РК 75-1-22, РК 75-1,5-22
	Кремнийорганическая резина	КВСИ, ПВМФО, ПВМФЭО, ПВМК, ПВМФЭО-2
	Экран в виде медной трубки	РК 50-0,3- 21, РК 50-1-23, РК 50-1,5-22, РК 50-2-25, РК 50-4-27С, РК 50-3,7-41К, РК 50-7-47К
Стеклонить, фторопласт-4 или фениловая нить, фторопласт-4Д		МК 27-11, МКЭ 27-11, ЛФ, ЛФЭ
Фторопласт-4Д, полиимидная пленка, стеклонить, пропитанная суспенз. Ф-4Д		БФС, БФС33
Фторопласт-50	Фторопласт-50	–
Фторопласт-4МБ или фторопласт-4МБ-2		МС 15-11, МС 16-14
	Фторопласт-4МБ, или фторопласт-4МБ-2	РК 50 0,6-23, РК 50-1-24, КМФ, КМФР, МТИЭО, РК 100-3,7-41
	Фторопласт-4,	ПДЭ
Фторопласт-2М		МС 14-11
Фторкаучук		МС 13-11
Дублированная полиимидофторопластовая пленка		БИФ, БИФЭ3
Поливинилхлорид		ЛВ, ЛВКЭВ
	Ферритовый порошок, поливинилхлорид	ППЭ
Фторопласт-40Ш		МС 26-12
Полиэтилен высокой плотности		МС 22-11, МСЭ 22-11, МС 22-21, МСЭ 22-21
	Капрон	МСО 22-11, МСОЭ 22-11
Полиэтилен низкой плотности	Полиэтилен	РК 50-1-11 ОС, РК 50-2-12 ОС, РК 50-4-11, РК 75-4-11, РК 75-4-12, РК 50-2-11, РК 75-4-37
		ПВМП-2, МПИЭ. МПО

1	2	3
Полиэтилен низкой плотности	Резина шланговая	КУПР
	Фторопласт-2М	БПДО
	Поливинилхлорид	РК 75-4-15, МГШВ, КМПОВ
	Экран в виде медной трубки	РК 50-3,7-31, РК 50-4-31С, РК 50-4-32С, РК с изоляцией из пористого полиэтилена
Кремнийорганическая смола		ПВБИ, ПВМР-4, 6, 8, 10
	Фторопласт-4, оплетка из стеклотканей	ПВМРО-4, 6, 8, 10 ПВМРЭО-4, 6, 8, 10
Резина на основе этилен-пропиленового каучука		КВГПЭ
Лавсан-полиэтилен		ЛЛПС-100
Силар		МС 24-14
Полиимидная пленка, стеклонить		ИС, ИСЭ

Процесс радиационного разрушения изоляции изделий ускоряется при повышении температуры, что связано, по-видимому, с ускорением радиационно-химических процессов в полимерах.

Снижение предельной дозы из-за повышения температуры при облучении особенно заметно у изделий с фторопластовой изоляцией. Так при повышении температуры от 25 до 200 °С предельная доза снижается у изделий с изоляцией фторопласта-4 примерно в три раза, у изделий с изоляцией из фторопласта-4МБ – примерно в десять раз. Предельные дозы по непрерывному гамма-облучению на воздухе для различных изделий, установленные с учетом вышеописанных эффектов, приведены в табл. 12.

При облучении в вакууме радиационное окисление за счет поступления кислорода извне отсутствует и предельные дозы изделий, не имеющих радиационно-стойких защитных оболочек, могут быть увеличены в десять раз.

При импульсном облучении ввиду его кратковременности радиационное окисление незначительно и предельные дозы для незащищенных изделий также могут быть увеличены в десять раз.

Необратимые изменения механических свойств полимерной изоляции определяются поглощенной дозой и не зависят от вида излучения (гамма-кванты, нейтроны, электроны, протоны) при условии, что облучение производится при одинаковых условиях (мощность поглощенной дозы, среда, температура и т. п.).

В волоконно-оптических кабелях основным критериальным параметром по необратимым радиационным эффектам является коэффициент затухания. При облучении в результате образования так называемых центров окрашивания резко ослабляется мощность передаваемого светового сигнала.

Дозовые зависимости радиационного увеличения затухания (далее – наведенного поглощения) качественно отличаются у двух основных применяемых в волоконно-оптических кабелях оптических волокнах (ОВ) – кварц-кварц

(сердечник и отражающая оболочка из кварца, и кварц-полимер сердечник из кварца, отражающая оболочка из полимера). У ОВ типа кварц-кварц наведенное поглощение монотонно возрастает с дозой, переходя на плато при дозах $1 \cdot 10^5$ Р – $1 \cdot 10^6$ Р и уровне наведенного поглощения $1 \cdot 10^3$ Р – $3 \cdot 10^3$ дБ/км. Наведенное поглощение у волоконно-оптических кабелей с ОВ типа кварц-полимер проходит через максимум при дозах 10^3 Р– 10^4 Р при наведенном поглощении в максимуме при дозе $5 \cdot 10^2$ Р, равном $8 \cdot 10^2$ дБ/км. Таким образом, более радиационно-стойкими являются волоконно-оптические кабели с ОВ типа кварц-полимер. Однако у кабелей этого типа в теплостойком варианте с применением фторопластовых защитных покрытий наряду с наведенным поглощением необходимо принимать во внимание возможное ухудшение механико-климатических свойств волоконно-оптических кабелей при облучении.

Таблица 12

Показатели радиационной стойкости исследованных кабельных изделий

Наименование кабельных изделий	Типы испытанных изделий	Типы изделий-аналогов	Показатели стойкости, Р	
1	2	3	4	
Радиочастотные кабели	ПК 50-0.3-21 (ТУ ОХТ.505.337-82)	ПК 100-3.7-41	10^5	
	ПК 50-3.7-41К (ТУ 16-705.108-792)	ПК 50-1-21		
	ПК 50-4-27С (ТУ 16-505.803-75)	ПК 50-1-22		
	ПК 50-7-47С (ТУ 16-705.109-79)	ПК 50-1.5-21ОС		
	ПК 50-1-23 (ТУ 16-505.805-81)	ПК 50-2-22 ОС		
	ПК 50-1.5-22 (ТУ 16-505.804-82)	ПК 75-1-21ОС		
	ПК 50-2-25 (ТУ 16-505.806-81)	ПК 75-1.5-22		
	ПК 50-1-24 (ТУ 16-505.766-75)			
	ПК 50-0.6-23 (ТУ ОХТ 505.223-81)			
	ПК 50-2-22 (ГОСТ 11326.74-79)			
	ПК 75-1-22 (ТУ 16-505.198-81)			
	ПК 50-3.7-31 (ТУ 16-705.232-82)	Радиочастотный кабель с изоляцией из пористого полиэтилена		10^6
	ПК 50-4-31С (ТУ 16-705.230-82)			
	ПК 50-4-32С (ТУ 16-705.231-82)			

1	2	3	4
Радиочастотные кабели	РК 75-4-11 (ГОСТ 11326.6-79)	Радиочастотный кабель с изоляцией из пористого полиэтилена	10^5
	РК 75-4-11С (ТУ 16-505.140-70)		
	РК 75-4-12 (ГОСТ 11326.9-79)		
	РК 75-4-37 (ГОСТ 11326.29-71)		
	РК 50-1-11 ОС (ГОСТ 11326.60-71)		
	РК 50-2-12 ОС (ГОСТ 11326.64-71)		
	РК 50-4-11 (ГОСТ 11326.3-79)		
	РК 50-2-11 (ГОСТ 11326.1-79)	Радиочастотные РК 50-4-21 РК 50-7-22 РК 75-7-21 РК 75-7-22 РК 75-9-42 Монтажный МПОЭ33-11	10^5
	РК 75-4-22 (ГОСТ 11326.43-79)		
	РК 50-7-415		
	РК 100-1.5-31		10^6
	РД 60-0.87-21 (ТУ16-505.587-82)	РД 50-0.87-21	10^4
		РД 75-0.87-21	
		РД 100-1-21	
		РД 150-1-21	
	РКТФ-71 (ТУ16-505.895-82)	Монтажные МСЭО-26-13	10^4
	РК 75-4-43 (ТУ16-505.201-71)		
	АВКТ-6 (ТУ16-705.093-79)		
	АВК-1 (ТУ ОМ4 505.040-59)		10^6
	АВКР (ТУ ОХТ 505.076-72)		10^5
Кабели управления	КУПР (ГОСТ 18404.2-73)		10^6
	КУПВ (ГОСТ 18404.3-73)		10^5
	КПВБ (ТУ16-505.289-77)		10^5
	ПУМК (ТУ ОКБ КП203-65)		10^5
	КФСР (ТУ16-505.285-71)		10^5
	КМПОВ (ТУ16-505.425-78)		$2,5 \cdot 10^7$

Продолжение таблицы 12

1	2	3	4
Высоковольтные провода и кабели	КВГПЭ (ТУ16-705.214-81)	Высоковольтные ПВМРЭС-6,8,10	10 ⁵
	ПВМПО-4,6,8,10 (ПМВКС) (ТУ16-505.326-81)		10 ⁵
	ПВМРЭО-4 (ТУ16-505.326-81)		
	ПВБИ (ТУ16-505.985-77)	Высоковольтные ПВМР-4,6,8,10	10 ⁶
	МПИ (ТУ16-505.123-76)	Монтажные МСЭ 22-11 МС 22-21	10 ⁶
	МПИЭ (ТУ16-505.123-76)		
	ПВМП-2 (МПВ-2) (ТУ16-505.253-79)	МСЭ 22-21	10 ⁶
	КВИМ (опытный образец)		10 ⁵
	КВГРЭ (ТУ 16-505.594-74)		10 ⁶
	Макет высоковольтного кабеля с изоляцией на основе этиленпропи- ленового каучука		10 ⁶
Провода и кабели бортовой сети	КИВМ (ТУ16-505.955-76)		10 ⁶
	ПМВК (ТУ16-505.326-76)		10 ⁶
	МТИЭ (ТУ ОХТ 505.076-72)		10 ⁷
	КВСИ(ТУ16-705.047-79) ПВМФЭО-(ПВТФЭ) (ТУ16-505.287-71)	Высоковольтные ПВМФО	10 ⁵
	ПМВК (ТУ16-505.614-79)		10 ⁵
	БФС (ТУ16-705.014-77)		10 ⁴
	БФСМ (ТУ16-705.014-77)		
	БФСЭЗ(ТУ16-705.014-77)		
	БЦДО (ТУ16.505.941-76)		3·10 ⁵
Провода и кабели бортовой сети	БИФ (ТУ16-505.945-76)		10 ⁵
	БИФЭЗ(ТУ16-505.945-76)		
	БСАЭ (ТУ ОХТ 505.100-73)		10 ⁶
	БИНЭ (ТУ ОХТ 505.015-67)		10 ⁴
	КФРВ (ТУ16-505.306-71)		10 ⁵
Провода зажигания	ВЗМ		10 ⁵
	ПВЗКО-3 (ТУ16-505.238-80)		

1	2	3	4
Монтажные провода и кабели	МС 16-13(ФД-100) (ТУ16-505.083-78)	Монтажные МГТФЭ МСЭ 16-33 МП 16-11 МСЭ 26-11	10^4
	МСЭ16-13(ФДЭ-100) (ТУ16-505.083-78)		
	МС16-33(ФД-100) (ТУ16-505.083-78)		
	МС16-11(ГФМ-100) (ТУ16-505.195-80)		
	МС26-11(ГФМ-250) (ТУ16-505.195-80)		
	МК 27-11(СФ) ТУ16-505.779-80)	Ленточные ЛФ ЛФЭ	10^4
	МКЭ27-11(СФЭ) (ТУ16-505.779-80)		
	МС 15-11 (ТУ16-505.199-81)		
	МС 16-14(ФМ) (ТУ16-505.813-75)		
	МСЭ16-14(ФМЭ) (ТУ16-505.813-75)		
МС 14-11(ФН) (ТУ16-505.814-80)			
МСЭ14-11(ФНЭ) (ТУ16-505.814-80)		10^5	
Макет провода с изоляцией из полиимидной и фторопластовой пленок			
ППЭ (ТУ16-505.197-81)		10^5	
МС 26-12 (ГФ-40-250) (ТУ16-505.530-79)		10^6	
МС 22-11(МПП) (ТУ16-505.495-73)	Монтажные МСЭ 22-11 МС 22-21	10^6	
МС 22-21(МПКМУ) (ТУ16-505.495-81)	Монтажные МСОЭ 22-21	10^6	
МС 24-14 (ТУ16-505.297-83)		10^7	
МСЭ 21-11(ВЭ) (ТУ16-505.172-79)		10^6	
МСОЭ 21-11(ВКЭ) (ТУ16-505.172-79)		10^6	
МС 26-13(ФД-250) (ТУ16-505.083-78)		10^4	
МС 36-13(ФД-500) (ТУ16-505.083-78)			

Окончание таблицы 12

1	2	3	4
	МСЭ 36-13(ФДЭ-500) (ТУ16-505.083-78)		10^4
	МП 37-12 (ГФ) (ТУ16-505.191-80)		10^4
	МПО 23-11 (МГТЛ) (ТУ16-505.193-71)		10^6
	МИТСЭ (ТУ16-505.703-74)		10^5
	ИС (ТУ16-505.839-75)		10^8
	ИСЭ (ТУ16-505.839-75)		
	МПО (ТУ16-505.339-79)		$1,1 \cdot 10^7$ (а)
	МСП (ТУ16-505.454-81)		$2 \cdot 10^7$ (а)
	МГШВ (ТУ16-505.437-85)		$1,6 \cdot 10^7$ (а)
	КМФ (ТУ16-705.025-77)		10^5
КМФР (ТУ16-705.025-77)			
Ленточные провода	ЛВ (ТУ16-505.956-76)		10^5
	ЛВКЭВ (ТУ16-505.956-76)		
	ЛЛПС-100 (ТУ ОХТ 505.129-75)		10^6
	ЛФД-19		10^6
	Макет ленточного провода с изоляцией из дублированной пленки лавсан-полиэтилен		
	Кабель с изоляцией из фторопласта-50		10^4
Оптические кабели на основе волокон- ного световода типа кварц-кварц	СМ50-1-1/0 (КВСП50-1/0) (ТУ16-705-287-83)		10^5
	СМ50-1-4/0 (КВСП50-4/0) (ТУ16-705-287-83)		
Обмоточные провода	ПЭВ-1.2 (ТУ16-502.021-82)	ПЭВКТ	$>2 \cdot 10^7$ (а)
	ПЭТВ (ТУ16-502.003-82)		$>2 \cdot 10^7$ (а)
	ПЭВТЛК (ТУ16-502.007-82)		$>2 \cdot 10^7$ (а)
	ПНЭТ-имид (ТУ16-502.001-82)		$>2 \cdot 10^7$ (а)
	ПЭТ _р -155 (ТУ16-502.002-82)		$1,5 \cdot 10^8$ (а)
	ПСДКТ (ТУ16-502.004-82)		$>2 \cdot 10^7$ (а)
	ПОМЖ (ТУ16-502.004-82)		$>2 \cdot 10^7$ (а)

Примечание. (а) – показатель радиационной стойкости, определен по 50% снижению механической прочности (относительного удлинения) или пробивного напряжения изоляции при испытаниях в нормальных условиях.

Квалификация электротехнических материалов, проводов и кабелей для применения на внешней поверхности космических аппаратов

Одним из факторов, ограничивающих применение электроизоляционных материалов, проводов и кабелей (в дальнейшем – материалы и кабели) на борту космического аппарата (КА), является их радиационная стойкость, поскольку они оказываются под воздействием космических ионизирующих излучений в течение всего срока активного существования КА. Особенно актуальна проблема радиационной стойкости материалов и кабелей, предназначенных для использования на его внешней поверхности. Обычно большая часть поверхности КА закрыта матами экранно-вакуумной теплоизоляции (ЭВТИ), которая дополнительно выполняет и роль защиты от космических ионизирующих излучений с низкой проникающей способностью. Но в ряде случаев эта защита отсутствует, и тогда материалы и кабели оказываются в непосредственном контакте с космической средой (высокий вакуум, термодинамическое циклирование, ультрафиолетовая радиация Солнца и, конечно, весь спектр энергий заряженных частиц космического пространства).

На этапе эскизного проектирования разработчикам космической техники необходимо знать, обладают ли предполагаемые для использования в КА материалы и кабели радиационной стойкостью, соответствующей требованиям к эксплуатации КА на заданной орбите в течение всего срока активного существования. Требования по радиационной стойкости задаются на основе усредненных спектров и плотностей потока электронов и протонов на орбите КА.

Основная трудность с квалификацией материалов и кабелей, предназначенных для использования на внешней поверхности КА, связана с тем фактом, что плотность потока заряженных частиц космической плазмы достаточно сильно снижается с ростом их энергии. Это обстоятельство в свою очередь приводит к ярко выраженному ходу поглощенной дозы по глубине материала или кабеля. В случае, если поглощенная доза в приповерхностном слое окажется заведомо выше радиационной стойкости материала согласно существующим справочным данным, возникает серьезная проблема с его квалификацией для рассматриваемого КА. Настоящая глава посвящена рассмотрению всего комплекса вопросов, связанных с проведением расчетно-конструкторских работ, направленных на успешное решение этой проблемы.

Нас в первую очередь будут интересовать орбиты КА, разработанных в АО «Корпорация «ВНИИЭМ» (прошлых, настоящих и будущих): околоземные полярные, характерные для спутников серии «Метеор» высотой 650 и 830 км, а также геостационарная орбита, на которой эксплуатировался КА «Электро». Основным интересом представляет анализ возможности применения полимерных материалов, а также проводов и кабелей, их использующих, поскольку именно эти материалы, обладающие низкой и средней радиационной стойкостью, доставляют наибольшие проблемы разработчикам космической техники.

Как известно, существующие справочные данные по радиационной стойкости материалов и кабелей получены при их облучении гамма-квантами или быстрыми электронами в нормальных условиях на образцах, в которых по-

глошенная доза однородна по объему и именно она используется в качестве показателя радиационной стойкости. В случае электроизоляционных материалов в качестве критериальных параметров выбирается механическая прочность (предел прочности и относительное удлинение при разрыве) или пробивное напряжение на постоянном токе при снижении хотя бы одного из них на 50% по сравнению с исходным значением. Для проводов, кабелей и резиновых изделий в качестве показателя радиационной стойкости используется доза, при которой еще сохраняется их работоспособность после проведения всего цикла климатических и механических испытаний по ТУ. Полученный показатель радиационной стойкости для этих изделий обычно заметно ниже, чем для использованных электроизоляционных материалов. Так, разработчики кабелей с изоляцией из фторопласта Ф-4 рекомендуют увеличить их радиационную стойкость (0,1 Мрад) до 1 Мрад, если кабель эксплуатируется не на воздухе, а в вакууме или инертной среде в условиях фиксированного монтажа.

Основной исходной информацией для расчета доз в материалах и кабелях являются дифференциальные (по энергии) потоки заряженных частиц (электронов и протонов) на орбите КА за весь срок его активного существования. По ним методом Монте-Карло рассчитываются дозы в кремнии в центре шара за сферическими экранами различной толщины из Al. Эти данные позволяют учесть защитный эффект от всего КА, элементов конструкции изделия и даже поверхностных слоев самой рабочей изоляции. Чтобы использовать табличные данные по ослаблению дозы от потоков электронов и протонов, необходимо привести реальную поверхностную плотность элементов конструкции по стандартной схеме к эквивалентной массовой плотности Al (в г/см²).

На практике известны две основные геометрии применения электроизоляционных материалов на поверхности КА. Во-первых, это плоская геометрия, применимая при рассмотрении слоев эмалей, лаков, грунтов и полимерных пленок, а также слоистых пластиков, прессматериалов, фольгированных диэлектриков, волокнистых материалов, клеев, резиновых уплотнителей и композиционных материалов, включая маты ЭВТИ. И, во-вторых, это изделия с аксиальной геометрией, такие как провода, коаксиальные кабели, трубки, крепежные нити и резиновые шланги. В ряде случаев этот второй тип геометрии может быть сведен к плоскому случаю.

Для изучаемой проблемы важны только потоки электронов и протонов, поскольку нас интересует поглощенная доза (ионизационный эффект), а не доза смещения (важная в полупроводниках и неорганических диэлектриках), и тем более не потоки тяжелых ядер галактических и солнечных космических лучей, ответственных за единичные сбои бортовой системы управления КА, поглощенная доза от которых пренебрежимо мала.

На рис. 56 и 57 приведены спектры протонов и электронов для трех орбит, наиболее типичных для КА нашего предприятия, а на рис. 58 (нумерация рисунков по: «Радиационные эффекты в космосе. Часть 1. Радиация в околоземном космическом пространстве», И.П. Безродных, А.П. Тютнев, В.Т. Семенов, Москва, ОАО «Корпорация «ВНИИЭМ», 2014) приведены кривые ослабления дозы за сферическими экранами из алюминия различной массовой толщины

(плотность Al равна $2,7 \text{ г/см}^3$). Обращаем внимание на то, что все спектры носят спадающий характер. Отметим, что первая расчетная точка относится к массовой толщине Al $0,014 \text{ г/см}^2$ (толщина 50 мкм). Для типичных полимеров она соответствует эквивалентной толщине 120 мкм, которая сравнима с толщиной лаков и эмалей, применяемых на поверхности КА. Очевидно, что необходима информация для потоков заряженных частиц с пробегом в полимерах порядка 10 мкм (для электронов это соответствует энергии 22 кэВ). Особенно критична эта информация для геостационарной орбиты, на которой плотность потока электронов с энергией 1–100 кэВ во время геомагнитной суббури возрастает на порядки и для электронов с энергией 20 кэВ может достигать $(2\text{--}5) \text{ нА/см}^2$, т. е. $(1,2\text{--}3) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Их длительность составляет порядка трех часов, а частота появления близка к десяти штукам в год.

Плоская геометрия. Начнем наш анализ со случая протяженного слоя полимера, находящегося в непосредственном контакте с внешней средой. В качестве модельного полимера рассмотрим полиэтилентерефталат (ПЭТФ), металлизированные пленки которого (толщиной 3–5 мкм) использовались и по-прежнему используются для изготовления матов ЭВТИ. Радиационная стойкость этого полимера высока и составляет 200 Мрад на воздухе и 1000 Мрад в вакууме (критерий радиационной стойкости – снижение механической или электрической прочности в 2 раза). Плотность полимера $1,35 \text{ г/см}^3$. У другого часто используемого в качестве материала ЭВТИ полипиромеллитимида (ППМИ) радиационная стойкость еще на порядок выше (плотность $1,39 \text{ г/см}^3$). Очевидно, что эти два полимера могут с успехом применяться на внешней поверхности аппарата без какой-либо защиты на всех трех типовых орбитах.

Ситуация с другими полимерами не столь однозначна. Если окажется, что средняя поверхностная доза в полимере на глубине 20 мкм (в этом случае необходима близкая экстраполяция табличных данных) превышает его радиационную стойкость в вакууме, то в такой ситуации возможны два подхода. При толщине слоя больше 200 мкм мы рассматриваем поверхностный слой полимера толщиной 40 мкм как защитный экран и пересчитываем дозу за ним. Если она окажется меньше его радиационной стойкости, то этот полимер в отсутствие адекватной замены может быть рекомендован для применения на КА. В противном случае необходима его замена или установка локальной защиты, например в виде мата ЭВТИ.

Аксиальная геометрия. Наиболее типичная ситуация возникает при необходимости использования кабелей или проводов с изоляцией из политетрафторэтилена (ПТФЭ), радиационная электропроводность которого очень низка, составляя только 0,1 Мрад на воздухе и 1 Мрад в вакууме. Радиочастотные кабели серии РК-50 и РК-75, а также монтажные провода серии МС и МГТФ используют этот полимер в качестве материала изоляции. Замена ПТФЭ на полиэтилен низкой плотности (ПЭНП), как в радиочастотных кабелях той же серии или проводах МГШВ и КУПР, увеличивает их радиационную стойкость как минимум на порядок. Однако значительное снижение их класса нагревостойкости препятствует широкому использованию этих проводов и кабелей на внешней поверхности КА.

Естественно, что применение кабельных изделий на основе ПТФЭ требует внимательного рассмотрения. Сказанное выше относится в первую очередь к монтажным проводам без защитной оболочки. В случае радиочастотных кабелей ситуация несколько облегчается, поскольку у них имеется внешняя оболочка и слой металлической (чаще всего медной) оплетки, которые выступают в роли естественной защиты рабочей изоляции из ПТФЭ.

Анализ радиационной стойкости материалов антенно-фидерного устройства (АФУ) КА «Ионосфера». Суммарная поглощенная доза радиации в открытом космическом пространстве для поглощающего вещества Si внутри сферы из алюминия массовой толщиной $0,014 \text{ г/см}^2$ (50 мкм) за САС в 8 лет составляет $7,2 \cdot 10^6$ рад (7,2 Мрад). Именно эта цифра должна фигурировать в качестве критерия радиационной стойкости для полимерных материалов, предназначенных для применения на внешней поверхности КА. Для полимеров с плотностью $1,3 \text{ г/см}^3$ эта массовая толщина соответствует их толщине ≈ 100 мкм. При толщине поверхностного слоя полимера 40 мкм, выполняющего роль защитного экрана для более глубоких слоев, поглощенная доза возрастет до 20 Мрад (близкая экстраполяция табличных данных), но за счет ограничения телесного угла облучения с 4π до 2π стерadian эта цифра должна быть снижена в 2 раза. Полученное значение 10 Мрад можно использовать для оценки радиационной стойкости полимерных слоев АФУ толщиной порядка 200 мкм.

В табл. 13 приведены данные по радиационной стойкости использованных полимеров и конструкций из них.

Таблица 13

Радиационная стойкость полимеров и конструкций из них при их однородном облучении (нормальные условия, среда облучения воздух) [1, 2]

Материал	Радиационная стойкость, Мрад
Трубка 305-50,4	100
Трубка 203, ТКР4	100
Нить капроновая	60
Эмаль АК-512	100
Клей К300-61	> 300
Виксинт У-4-21	>250
ПИ-ПР20 (пластина, шайба)	>1000
Прессматериал ДСВ-2-Р-2М	>50
Стеклотекстолит СТЭФ-У и Вс-25	100
Стеклолакоткань ЛСКЛ-155	>100
Кабели РК50-4 (изоляция из ПТФЭ)	1 (вакуум, фиксированный монтаж)

Для успешной квалификации материалов и кабелей для применения на внешней поверхности КА устанавливается следующий критерий. Коэффициент запаса K по суммарной поглощенной дозе от заряженных частиц космического пространства, определяемый отношением предельно допустимой поглощенной дозы (показателя радиационной стойкости) к

суммарной поглощенной дозе с учетом массовой толщины защиты, должен быть не менее 4.

Из табл. 13 можно получить, что $K \geq 4$ для всех полимерных материалов. Наибольшая трудность возникает при оценке возможности применения кабелей РК50-2-22 и РК50-4-21. Их радиационная стойкость при однородном облучении ограничивается радиационной стойкостью полимера изоляции ПТФЭ. На воздухе она составляет 0,1 Мрад (при высокой температуре снижается до 0,01 Мрад), а в вакууме – 1 Мрад. Принятая во всех вариантах АФУ защита кабелей стенками вибратора (1,5 мм) или трубкой ТКР такова, что доза излучений снижается до 0,06 Мрад как минимум.

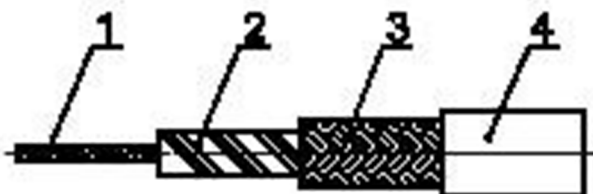


Рис. 21. Схематическая конструкция радиочастотного кабеля РК50-2-22:

**1 – внутренний проводник из медных проволок (внешний диаметр 0,26 мм);
2 – изоляция из Ф-4 (внешний диаметр 2,2 мм); 3 – внешний проводник из медных посеребрённых проволок диаметром 0,1 мм; 4 – оболочка из фторопласта-4МБ (наружный диаметр кабеля 3,2 мм)**

Анализ рис. 21 показывает, что собственная защита изоляции из фторопласта Ф-4 состоит из оболочки (Ф-4МБ) толщиной 1,8 мм (плотность $2,15 \text{ г/см}^3$) и слоя медных проволок толщиной 0,1 мм (суммарная массовая защита $0,45 \text{ г/см}^2$), так что суммарный эффект защиты снижает дозу в изоляции из ПТФЭ до 0,02 Мрад. Эта доза при учете только собственной конструкции кабеля составит 0,05 Мрад. По проведенной оценке радиационной стойкости коэффициент запаса K для кабелей АФУ, проложенных по корпусу КА, с учетом ЭВТИ и оболочки кабеля составляет величину не менее 5.

Радиационная стойкость соединителей (СР-50), изготовленных из металла, не ниже 10^4 Мрад и их применение не вызывает сомнения.

Проведенный анализ показывает, что все рассмотренные выше материалы и кабели могут быть рекомендованы для применения на внешней поверхности КА «Ионосфера».

Анализ радиационной стойкости материалов АФУ метеорологического КА «Электро». В данном случае речь идет о геостационарной орбите со сроком активного существования КА 4 года за время с 31 октября 1994 по 1998 гг., когда спутник был выведен из эксплуатации. Положительный опыт успешного четырехлетнего срока САС на этой орбите свидетельствует о правильной квалификации всех материалов, установленных на внешней поверхности КА.

Радиационная стойкость постоянных магнитов на основе редкоземельных элементов

В настоящее время широкое распространение в технике (включая космическую) получили постоянные магниты на основе редкоземельных элементов типа Sm-Co или Nd-Fe-B. Они обладают рекордными в настоящее время техническими характеристиками. Коэрцитивная сила H_c до 900 кА/м (≈ 11000 Э), остаточная индукция B_r до 1,5 Тл (15000 Гс) и энергетическое произведение $(HB)_{\max}$ до 350 кДж/м³, причем у магнитов второй группы эти характеристики систематически выше на 5–10%.

Однако Nd-Fe-B магниты существенно уступают Sm-Co по своей температурной стойкости, так как температура Кюри для первых значительно (более чем на 150° ниже), чем у вторых. Лучшие из Nd-Fe-B магнитов имеют в качестве максимальной рабочей температуры 150 °С, в то время как Sm-Co магниты работоспособны до 350 °С.

Кроме температуры значительное влияние на их работоспособность оказывают такие факторы космического пространства, как вакуум и ионизирующие излучения естественного, но в основном техногенного происхождения (при установке реакторной установки на борту КА). Ниже будут проанализированы результаты соответствующих наземных испытаний, опубликованные в литературе [4, 5].

На рис. 22 показана типичная кривая снижения B_r для наиболее термостойкого Sm-Co магнита и влияние на этот процесс специального защитного покрытия. То же самое наблюдается и при испытаниях в вакууме (рис. 23). Причина потери B_r в вакууме (и в меньшей степени на воздухе) состоит в диффузионном выходе атомов Sm из магнита.

Сообщается, что давление насыщающих паров самария при 300, 400, 500 и 600 °С составляет 10^{-10} , 10^{-7} , 10^{-5} и 10^{-4} мм рт. ст. соответственно. Указывается, что нанесение на поверхность магнита защитного покрытия, играющего роль барьера для диффузии атомов Sm наружу, абсолютно необходимо для обеспечения десятилетнего срока работоспособности таких магнитов при температуре 400 °С в вакууме 10^{-5} мм рт. ст. или еще выше.

Наиболее опасным видом ионизирующих излучений для рассматриваемых магнитов являются нейтроны, так как именно они приводят к разрушению кристаллической структуры магнитного материала. Поэтому основной объем испытаний выполнен на исследовательских реакторах при тепловой мощности порядка 500 кВт. Однако полученные результаты (рис. 23–25) требуют осторожности при их интерпретации.

Оказывается, что в ходе испытаний никаких специальных мер по охлаждению образцов магнитов не предпринималось и их температура приближалась к температуре Кюри для NdFeB магнитов (310 °С), что возможно и являлось основной причиной наблюдаемой деградации их свойств. Для самарий-кобальтовых магнитов температура Кюри существенно выше (820 °С) и температурная деградация не могла играть никакой роли. Таким образом, можно заключить, что радиационная стойкость Sm-Co магнитов не ниже 10^{18} нейтр/см². Вопрос о радиационной стойкости Nd-Fe-B магнитов по результатам описанных испытаний должен считаться открытым.

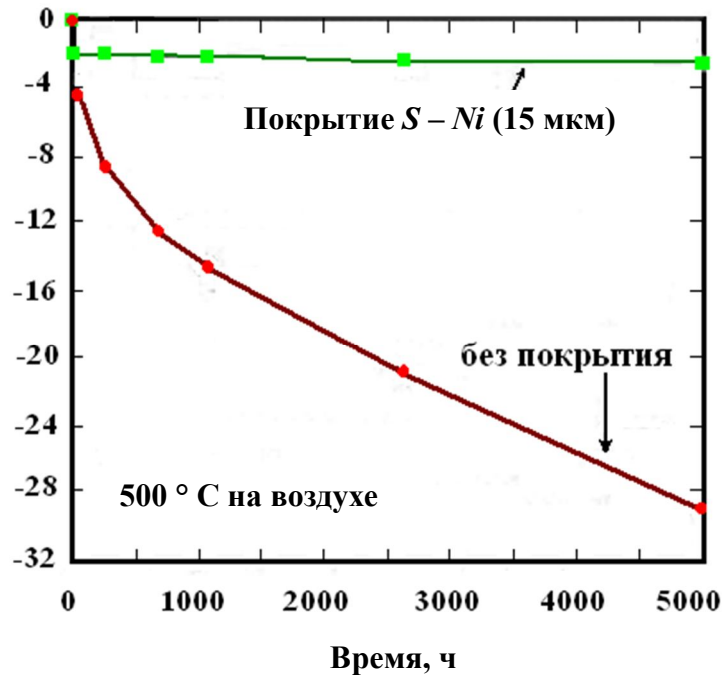


Рис. 22. Снижение B_r (в % от исходного) для магнитов серии Sm-Co T500 при 500 °C на воздухе (верхняя кривая с 15 мкм покрытием из $S - Ni$, нижняя – без покрытия)

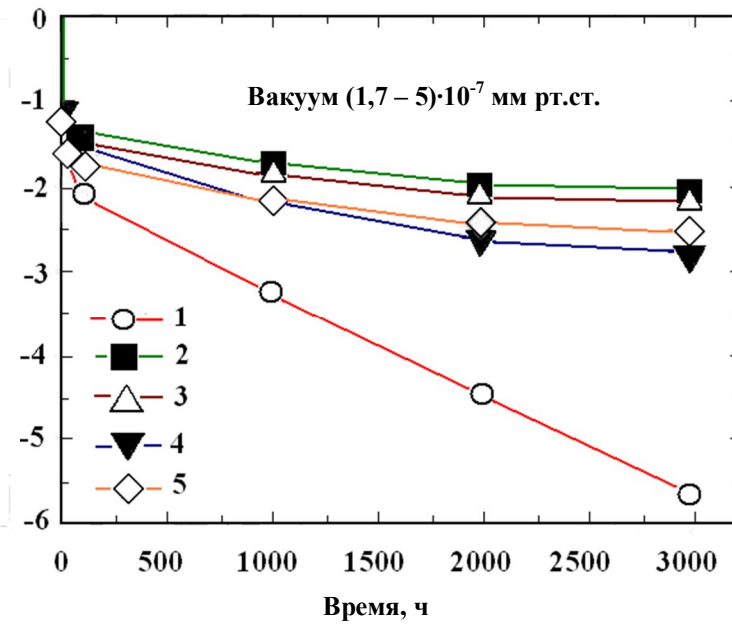


Рис. 23. Снижение B_r (в % от исходного) для магнитов серии Sm-Co T500 при 400 °C в вакууме $\sim 3 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст. (верхние кривые с покрытием, нижняя – без него)

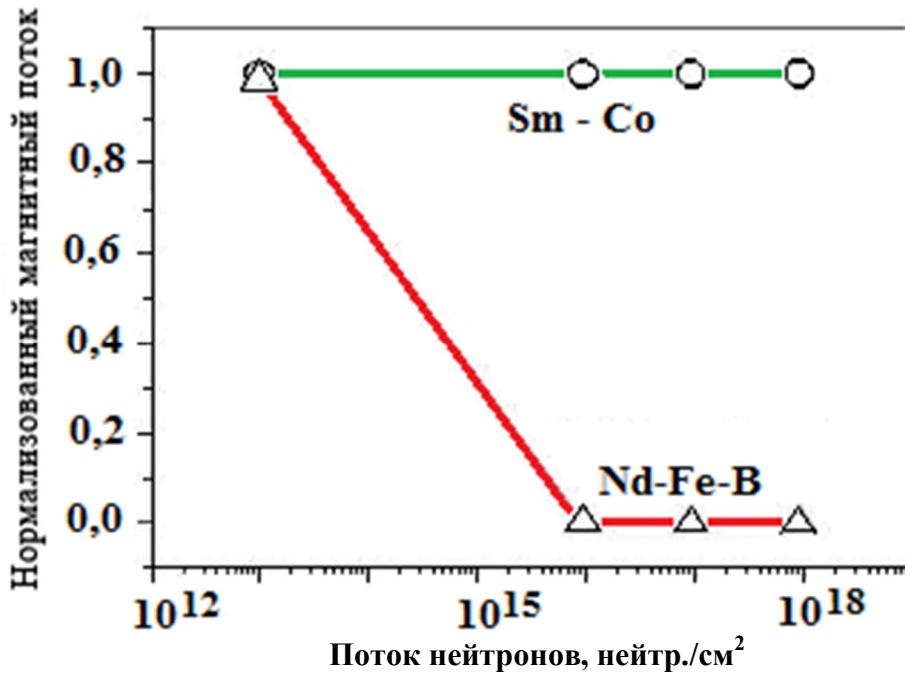


Рис. 24. Влияние нейтронного излучения на магнитную индукцию обоих типов магнитных материалов (в о. е.). Флюенс быстрых нейтронов дан в нейтр./см²

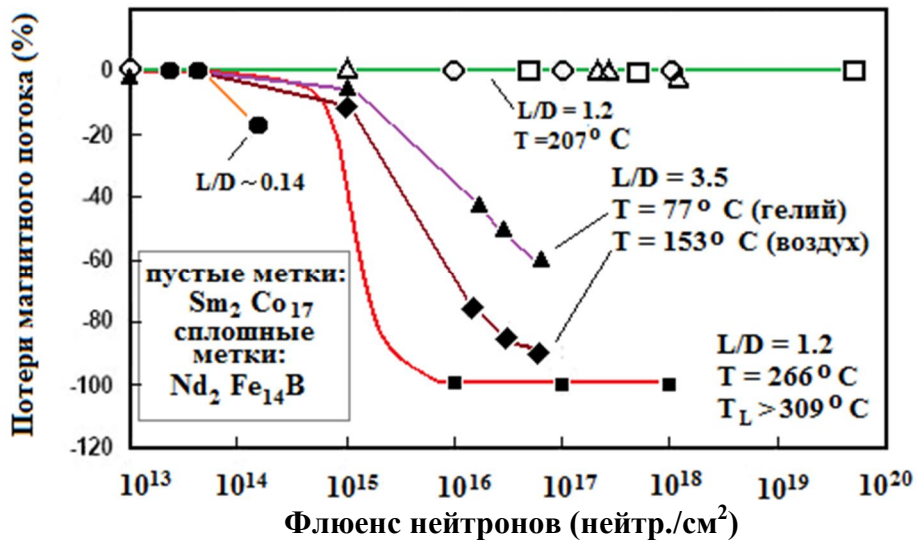


Рис. 25. Влияние нейтронного излучения на магнитную индукцию обоих типов магнитных материалов (в о. е.). Верхняя кривая относится к Sm-Co магнитам, три нижние – к Nd-Fe-B, из них верхняя получена при температуре в облучательном канале 77 °С (атмосфера гелия), средняя 153 °С (воздух) и нижняя 266 °С (воздух)

Существенного прогресса в интерпретации испытаний Nd-Fe-B магнитов, выполненных на исследовательских реакторах, удалось добиться, когда были проведены специальные эксперименты, нацеленные на выяснение роли радиационного нагрева испытываемых образцов [2].

Снижение плотности потока быстрых нейтронов (энергия 0,01–10 МэВ) с $2 \cdot 10^{13}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ до $4 \cdot 10^{12}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ позволило заметно снизить потери магнитной индукции при одном и том же флюенсе 10^{16} нейтр./ см^2 (температура, зарегистрированная термопарами, вмонтированными в образец, при этом снизилась почти на 60 °С). В другой серии экспериментов произвели замену воздуха на гелий при пассивном режиме охлаждения образца (принудительное охлаждение образцов с целью поддержания постоянной температуры никогда не применялось), что также резко замедлило скорость деградации магнитной индукции в последнем случае. Опять же это связано с более низкой температурой радиационного разогрева при наличии гелиевой атмосферы, поскольку теплопроводность гелия заметно выше, чем у воздуха.

И наконец самое главное. Даже после полного исчезновения остаточной индукции, перемагничивание этих образцов показало, что необратимая потеря работоспособности Nd-Fe-B магнитов по параметру B_r не превысила 7% даже при флюенсе 10^{18} нейтр./ см^2 .

Все указанные выше факты однозначно свидетельствуют о том, что радиационная стойкость Nd-Fe-B магнитов тоже очень высока, хотя она и несколько ниже, чем у Sm-Co магнитов. Однако резкое различие температур Кюри (порядка 300 °С у первых и 800 °С у вторых) приводит к тому, что при реакторных испытаниях решающая роль принадлежит температуре образца за счет его радиационного разогрева. При этом следует различать температуру, регистрируемую термопарой, и реальную температуру образца в его объеме, которая еще на 40–60 °С выше, что еще более усугубляет изучаемый эффект. Именно этим обстоятельством и следует объяснять разительное различие в поведении параметра B_r у этих двух групп наиболее перспективных постоянных магнитов.

Литература

1. Диэлектрические свойства полимеров в полях ионизирующих излучений / А.П. Тюнев, В.С. Саенко, Е.Д. Пожидаев, Н.С. Костюков. – М.: Наука, 2005. – 453 с.: ил.
2. Радиационная стойкость материалов радиотехнических конструкций / Под ред. Н.А. Сидорова и В.К. Князева. – М.: Сов. Радио, 1976. – 568 с.: ил.
3. Особенности эксплуатации электроизоляционных и кабельных изделий на атомных электростанциях и специфика определения их надежности / Э.Э. Финкель // – М.: Информэлектро. – 1985. – 51 с.: ил.
4. Thermal stability and radiation resistance of SM-CO based permanent magnets / J. Liu, P. Vora, P. Dent, [et all.]. – Proceed. Space Nuclear Conf., 2007, Boston, Ma., USA, June 24–28, 2007 (Paper # 2036).
5. The effect of neutron irradiation on SmCo-based magnets and Nd-Fe-B magnets / C.H. Chen, J. Talnag, J. Liu [et all.]. – Proceed. Space Nuclear Conf., 2007, Boston, Ma., USA, June 24–28, 2007. – P. 1–9.

3. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ РАЗРЯДЫ НА БОРТУ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ И ИХ ПРИРОДА

Общая характеристика электростатических разрядов

В настоящее время надежно установлено, что электризация КА, эксплуатируемых на геостационарной или высокоэллиптических орбитах, связана с воздействием на КА потоков электронов и ионов космической плазмы, в частности, в моменты суббурь в магнитосфере Земли. Установлено, что если в спокойной магнитосфере на ночной стороне КА приобретает отрицательный потенциал порядка сотен вольт (не более 1 кВ), то в условиях суббури отрицательные потенциалы достигают уже единиц или даже 10 кВ.

Знак и величина потенциала, приобретаемого аппаратом в целом (*общая зарядка*) или его отдельными изолированными частями (*дифференциальная зарядка*), зависят от соотношения интенсивностей процессов, обеспечивающих поступление на поверхность КА и сток с нее положительных и отрицательных зарядов. Основными составляющими тока, текущего через поверхность КА, являются следующие: токи электронов и ионов окружающей плазмы, вторично – эмиссионные токи, обусловленные первичными токами плазмы, фотоэлектронный ток под действием УФ-излучения Солнца, а также токи утечки на корпус аппарата или токи зарядки электрических емкостей между различными проводящими поверхностями, изолированными друг от друга. Результирующий потенциал поверхности КА определяется условием квазистационарного равновесия, когда суммарный ток через элемент поверхности равен нулю [1, 2].

На внешней поверхности КА происходят электростатические разряды (ЭСР). Их отличительной чертой является искровой характер при длительности разряда в несколько микросекунд. Пиковое значение тока разряда может достигать 10^2 А, что приводит к излучению в пространство значительной электромагнитной энергии, т. е. сопровождается генерацией электромагнитной помехи для бортовой аппаратуры КА.

Зарядка диэлектрических покрытий КА в реальных условиях открытого космического пространства во время геомагнитных суббурь в магнитосфере Земли – это сложное, многофакторное, существенно нестационарное явление, которое, по-видимому, не может быть рассчитано с высокой степенью точности. Для того чтобы это понять, достаточно лишь кратко перечислить основные физические процессы, ответственные за формирование потенциала участка открытой поверхности диэлектрика: инжекция в приповерхностном слое диэлектрика электронов и протонов космической плазмы с широким энергетическим спектром, радиационная электропроводность диэлектрика от жесткой компоненты космических ионизирующих излучений, влияние потенциала поверхности на энергию падающих частиц, вторичная электронная эмиссия электронов и фотоэмиссия, перенос эмитированных электронов вдоль поверхности диэлектрика под влиянием тангенциальной составляющей электрического поля, темновая электропроводность и влияние на нее температуры, наличие границ, уг-

лов и седловых точек потенциала, сложная геометрия поверхности, нелинейные эффекты и взаимовлияние различных процессов друг на друга.

Несмотря на 30-летний период интенсивных научных исследований по электризации КА полного понимания этого явления, как и самих электростатических разрядов, доставляющих наибольшие заботы разработчикам космической техники, так и не достигнуто.

С практической точки зрения особенно важны испытания моделей КА или их отдельных элементов, выполненные в вакуумных камерах на воздействие потоков электронов. Результаты этих испытаний позволяют оценить правильность принятых инженерных решений, направленных на снижение частоты электростатических разрядов и защиты от них радиоэлектронной аппаратуры. Однако определение параметров разрядных токов и их природы проводится, как правило, на отдельных образцах открытых диэлектрических покрытий, нанесенных на заземленную металлическую подложку, при их облучении быстрыми электронами в вакууме.

Сразу надо отметить, что ценность этих работ с точки зрения оценки электризации диэлектрических покрытий на борту КА невелика, поскольку используются пучки моноэнергетических электронов с энергией 10–30 кэВ (наличие спектра энергий принципиально важно) при плотности тока 10^{-9} – 10^{-7} А/см² (вместо 10^{-10} А/см² в случае суббури) и чаще всего при соединении подложки с землей (измерительное сопротивление порядка 10 Ом). Тем не менее, для разработки модели заряжения (в частности, определения необходимых констант материалов) и изучения физики пробоя они представляют значительный интерес.

Известны два основных типа электростатических разрядов (ЭСР): объемный (сквозной) пробой (ЭСР-ОП) поверхностно заряженного диэлектрического слоя на металлическую подложку и скользящий вдоль поверхности диэлектрика (ЭСР-СП) пробой вакуумного промежутка между соседними участками поверхности или соседними проводящими (но изолированными друг от друга) элементами конструкции. Оба типа разряда, в особенности последний, сопровождаются выбросом плазмы в окружающее пространство.

Сквозные пробои на подложку обычно встречаются при облучении достаточно тонких (100 мкм и менее) полимерных пленок с открытой поверхностью, когда пробег электронов значительно меньше толщины диэлектрического слоя. При значительной толщине слоя (эмалевые ТРП, оптические солнечные отражатели, защитные покрытия СБ) более вероятно развитие скользящих поверхностных пробоев

Характерным для регистрируемых импульсных разрядов является наличие квазистационарной полочки тока разряда (от 30 до 200 нс) и последующего за ней всплеска тока величиной 10–40 А. Такой характер тока типичен для взрыва микроострия в вакууме при протекании автоэмиссионного тока. Ток автоэмиссии разогревает острие, оно разрушается с образованием плазменного факела. Расширение образованной плазмы приводит к возникновению цепей разряда между другими заряженными пленками ЭВТИ и при формировании плазмы на верхнем слое ЭВТИ – к эмиссии электронов наружу.

Показано, что плотность тока автоэмиссии $2,5 \cdot 10^7 - 1,5 \cdot 10^8$ А/см², радиус эмиттера при токах 1–3 А составил 0,3–1,5 мкм. При коэффициенте концентрации поля 40 – 200 количество испаренных атомов $10^{10} - 2 \cdot 10^{13}$, при этом полный электронный заряд в плазменном факеле составит $3 \cdot (10^{-9} - 10^{-6})$ Кл. Его достаточно, чтобы объяснить многообразие зарегистрированных изменений потенциалов модели от 100 В до 20 кВ. При скорости расширения плазменного факела $2 \cdot 10^4$ м/с и за время снижения потенциала $< 10^{-5}$ с он расширяется до 20 см. Электроны с внешней границы плазмы эмитируются в окружающее пространство, а ионы – на поверхность образца, снижая его потенциал [3].

В цитируемой работе делается вывод о природе наблюдаемых ЭСР как искровых скользящих разрядах вследствие формирования локальной разности потенциалов. Именно различие во вторично-эмиссионных свойствах материалов и приводит к появлению тока зарядки диэлектрических покрытий, расположенных на проводящих поверхностях. При этом локальная напряженность электрического поля в местах ее концентрации достигает $(0,8-4) \cdot 10^7$ В/см и превышает электрическую прочность материала. Этих значений локальных электрических полей достаточно для формирования автоэмиссионных токов, пробоя вакуумных промежутков и развития разрядов по поверхности диэлектрика.

Следующее наблюдение очень важно. Облучение пучком электронов диэлектрических пленок толщиной до 100 мкм (края пленки тщательно экранированы от воздействия электронного пучка) приводит к развитию ЭСР, если напряженность электрического поля в объеме достигает пробивного значения $(2-3) \cdot 10^6$ В/см.

Стандартное объяснение наблюдаемых результатов состоит в следующем. По мере облучения происходит накопление электронов на некоторой глубине в диэлектрике (3–10 мкм), потенциал открытой поверхности снижается и стабилизируется в районе $\Phi_s = (E_e - E_{\delta 2})/e$ обычно на 2–5 кВ ниже энергии электронов пучка (как правило, 20 кэВ). При наличии заземленной маски в форме кольца диэлектрическая поверхность начинает разряжаться на маску. При подобных ЭСР происходит сброс большей доли накопленного заряда (от 30 до 90%). На глубине залегания заряда наблюдаются каналы разряда с выходом на поверхность в форме канала диаметром до 30 мкм (рис. 26). Скорость распространения фронта разряда под поверхностью достигает $(2-5) \cdot 10^5$ м/с. Во время пробоя происходит образование плазменного факела с некоторым избыточным электронным зарядом и в камере регистрируется импульсное возрастание давления.

Решающая роль заземленной маски в этих разрядах несомненна. При ее удалении и облучении только центральной части диэлектрического покрытия пробоем не наблюдаются и для их появления необходимо увеличить плотность тока электронов (по всей видимости, в этом случае опять же происходит скользящий разряд только теперь не на маску, а на вакуумную камеру или ближайший заземленный объект). Механизм разогрева и нарастания тока связан теперь с концентрацией токов избыточных электронов под поверхностью в канале разряда, место выхода которого на поверхность, возможно, связано также с микродефектами поверхности.

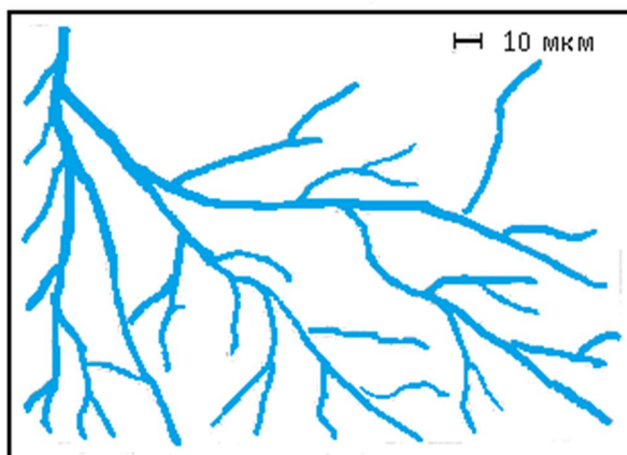


Рис. 26. Типичная разрядная картина в полимерной пленке, облучаемой электронами с энергией 20 кэВ

Ниже будут рассмотрены типичные конфигурации диэлектрик-металл, для которых проведено детальное изучение их электризации и пробоя в лабораторных условиях, а также предложены механизмы протекающих физических процессов и основанные на них физико-математические модели.

Электризация плоских полимерных слоев

Расчет электрических полей и электростатических разрядов в диэлектриках, подвергаемых воздействию потоков ионизирующих излучений, связан со значительными трудностями корректного описания многочисленных процессов, ответственных за их протекание. Это в первую очередь прохождение заряженных частиц через вещество, радиационная электропроводность в зоне облучения с учетом влияния электрических полей и потенциала облучаемой поверхности на параметры падающего излучения (энергию заряженных частиц и их траектории, вторичную электронную эмиссию и т. д.). Общее понимание пробоя диэлектриков – этого нестационарного, нелинейного, трехмерного, многостадийного и катастрофического явления – до сих пор отсутствует. Однако для интерпретации многочисленных лабораторных экспериментов, поставленных с целью изучения отдельных этапов электризации полимеров, достаточно упрощенной (в количественном, но не в качественном плане) феноменологической теории.

Имея в виду тот факт, что наибольшие электрические поля в диэлектрике создаются при длительном облучении, мы уделим основное внимание стационарному режиму, непосредственно предшествующему возникновению пробоя, что позволит существенно упростить математические выкладки.

Изучение электризации и пробоя при облучении плоских образцов полимеров широким пучком моноэнергетических электронов в течение длитель-

ного времени оставалось основным методом изучения этих явлений. Это обусловлено как относительной простотой постановки эксперимента, так и существенным упрощением математического анализа, поскольку теперь для интерпретации результатов эксперимента можно воспользоваться одномерным приближением (все физические величины зависят только от координаты, направленной перпендикулярно к поверхности облучаемого слоя).

Известны три основных подхода при проведении лабораторных экспериментов, направленных на изучение объемного заряжения диэлектрических слоев при воздействии на них потоков ионизирующих излучений.

Во-первых, это режим равномерной высокоэнергетической инжекции (РОВИ) [4, 5]. В этом случае предполагается, что как мощность дозы R_0 , так и скорость объемной инжекции избыточных носителей заряда Q_0 постоянны по толщине облучаемого слоя. Очевидно, что этот режим объемного заряжения реализуется при облучении тонких диэлектрических слоев ионизирующими излучениями, характерная длина ослабления которых много больше толщины слоя. Параметр Q_0 характеризует скорость введения объемного заряда в единицу объема облучаемого диэлектрика. Этот объемный заряд и приводит к появлению внутреннего электрического поля. В свою очередь, введение объемного заряда происходит за счет торможения первичных или вторичных (в случае гамма-облучения или вторичного нейтронного облучения) быстрых заряженных частиц.

Во-вторых, это режим заряжения, в некотором смысле обратный только что рассмотренному случаю РОВИ, при котором происходит полная остановка заряженных частиц (электронов, протонов, дейтронов, α -частиц) в диэлектрическом слое. Метод впервые предложен Гроссом и получил название расщепленного цилиндра Фарадея (или метода нестационарных токов [6]). Диагностика внутренних электрических полей осуществляется путем регистрации токов, стекающих с переднего (облучаемого) и заднего (тыльного) электродов на землю, при этом электроды диэлектрического слоя находятся под нулевым потенциалом (режим короткозамкнутого диэлектрика).

И, наконец, наиболее сложный для интерпретации режим заряжения диэлектрического слоя с открытой поверхностью (ОП), когда облучаемый электрод или вообще отсутствует, или находится под плавающим потенциалом при полной остановке заряженных частиц в диэлектрическом слое (рис. 27).

Теперь параметры пучка заряженных частиц заметно изменяются в процессе электризации диэлектрического слоя, так как потенциал облучаемой поверхности при облучении существенно возрастает по абсолютной величине, тем самым, понижая энергию частиц пучка, достигающих его поверхности. В геометрии узкого пучка необходимо, кроме того, считаться с его расходимостью под влиянием индуцируемого электрического поля. Однако при проведении экспериментов в геометрии широкого пучка этот эффект можно свести к минимуму и по-прежнему пользоваться одномерным рассмотрением задачи.

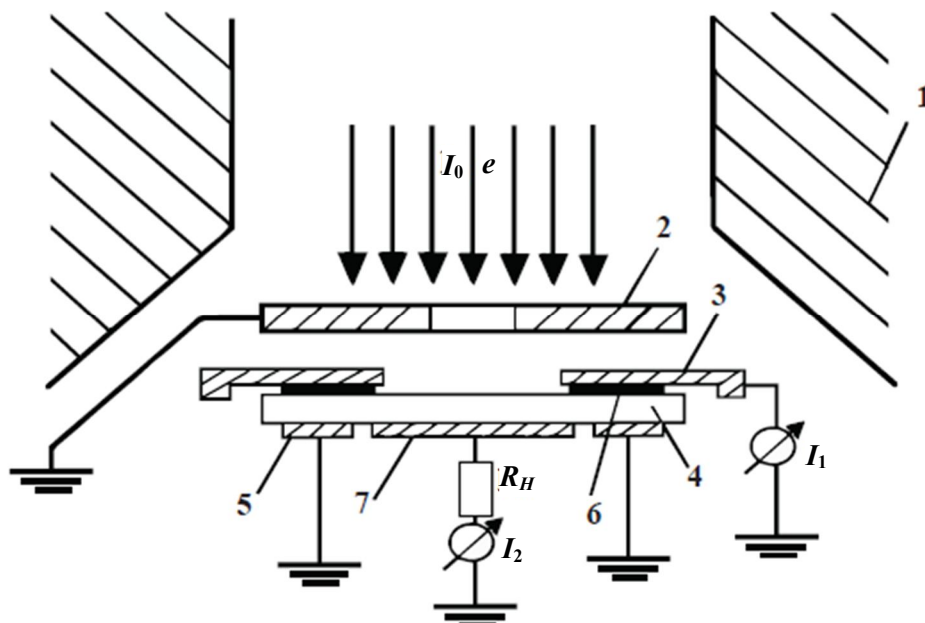


Рис. 27. Блок-схема эксперимента по определению параметров ЭСР при облучении полимера с открытой поверхностью направленным потоком электронов с энергией 20–50 кэВ (ток пучка I_0): 1 – стенки вакуумной камеры (заземлены); 2 – коллиматор (при необходимости убирается); 3 – передняя маска (металлическая); 4 – полимер; 5 – охранные кольца; 6 – кольцевой электрод под маску; 7 – тыльный электрод

Общий подход к расчету внутренних электрических полей в облучаемых плоских слоях полимеров с использованием новейших данных по взаимодействию электронов с веществом и модели РФВ для описания радиационной электропроводности подробно рассмотрен в монографии [7] и здесь не приводится.

Электризация экранно-вакуумной теплоизоляции на геостационарной орбите

Экранно-вакуумная теплоизоляция (ЭВТИ) является одним из наиболее распространенных и надежных средств пассивного терморегулирования в системе обеспечения теплового режима КА. Применение ЭВТИ обеспечивает возможность существенно снизить интенсивность теплообмена элементов конструкции и оборудования КА с окружающей средой, т. е. уменьшить тепловой поток, поступающий к элементам конструкции и оборудованию КА от Солнца.

В настоящее время применяются различные виды ЭВТИ, работоспособной в широком диапазоне температур. Наружный слой ЭВТИ одновременно является одним из элементов пассивного терморегулирования и его термооптическая характеристика часто определяет не только тепловой поток через ЭВТИ, но и температурный диапазон эксплуатации отдельных объектов терморегулирова-

ния. В качестве наружных материалов применяются полиимидные, капроновые и другие полимерные или стекловолоконные ткани, имеющие достаточную стойкость к условиям эксплуатации КА в космическом пространстве.

Температура ЭВТИ подвержена циклическому изменению в зависимости от времени ее пребывания на солнце или в тени КА или Земли. На геостационарной орбите это приводит к суточному ходу температуры ЭВТИ. Максимальная температура близка к 80 °С, а минимальная к минус 100–110 °С. При длительности типичной суббури порядка трех часов и их общем количестве 10–12 за год получаем, что за время до очередной суббури полимерный материал ЭВТИ испытает от 30 до 60 полных термоциклов при длительности пребывания полимера порядка двух-трех часов при повышенной температуре в каждом цикле. За это время вследствие отжига может произойти полное исчезновение как центров рекомбинации зарядов, так и генерированных макро-радикалов, накопленных в полимерной пленке после предыдущей суббури с дозой порядка несколько тысяч грей. Таким образом, радиационная электропроводность полимерного материала к моменту начала очередной суббури может практически полностью восстановиться.

Рассмотрим объемное заряджение тонких (3–10 мкм) двухсторонне металлизированных пленок ПЭТФ, используемых в составе матов экранно-вакуумной теплоизоляции на КА и предназначенных для длительной эксплуатации на геостационарной орбите (ГСО).

Для описания суббури на ГСО воспользуемся данными, приведенными в работе [8]. Интегральная плотность тока электронов $1,6 \cdot 10^{-10}$ А/см² (10^9 см⁻²·с⁻¹). Средняя мощность дозы по глубине полимерной пленки толщиной порядка 10 мкм равна приблизительно 0,5 Гр/с. В этих условиях максимальное электрическое поле в полиэтилентерефталате согласно теоретическим оценкам не превышает $3 \cdot 10^7$ В/м. При их проведении не учитывали дозовые или отжиговые эффекты. Учтем теперь их влияние.

Примем, что мощность дозы во время суббури может быть приближенно описана следующим выражением ($0 \leq t \leq 2T$):

$$R(t) = R_m \sin\left(\frac{\pi t}{2T}\right) \exp\left[-\left(\frac{t-T}{0,5T}\right)^2\right]. \quad (18)$$

Здесь $R_m = 0,5$ Гр/с ($g_0 = 1,5 \cdot 10^{19}$ м⁻³·с⁻¹) и $T = 5 \cdot 10^3$ с (длительность импульса на полувысоте равна $T_{1/2} = 3600$ с). Наличие синуса в (18) призвано обеспечить обращение $R(t)$ в нуль в моменты времени 0 и $2T$ соответственно (кривая 5 на рис. 28). Расчетная доза за импульс составит $D_e = 1,9 \cdot 10^3$ Гр. При таком выборе описания зависимости мощности дозы во время суббури получаем, что средняя длительность воздействия электронного потока равна $T_{1/2}$ и именно ее можно принять за эквивалентную длительность облучения с постоянной мощностью дозы $R = D_e/T_{1/2} = 0,53$ Гр/с. В обоих случаях доза за время облучения одна и та же.

Далее, выбираем следующие параметры модели РФВ, которые являются достаточно представительными для широкого класса полимерных диэлектриков (табл. 14).

Параметры модельного диэлектрика

Обозначение	Наименование	Значение
μ_0	Подвижность квазисвободных электронов, $\text{м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	10^{-5}
τ_0	Время жизни электронов до захвата, с	$3\cdot 10^{-11}$
ν_0	Частотный фактор, с^{-1}	$2\cdot 10^6$ (290 К)
α	Дисперсионный параметр	0,35 (290 К)
k_r	Коэффициент бимолекулярной рекомбинации, $\text{м}^3/\text{с}$	$6\cdot 10^{-14}$
E_{av}	Энергия активации частотного фактора, эВ	0,35
λ	Коэффициент введения радиационных ловушек	$0-10^{-2}$
g_0	Скорость объемной генерации для мощности дозы 0,53 Гр/с, $\text{м}^3\cdot\text{с}^{-1}$	$1,6\cdot 10^{19}$

Примечание. Принято, что мощности дозы 1 Гр/с соответствует скорость объемной генерации носителей заряда $3\cdot 10^{19} \text{ м}^3\cdot\text{с}^{-1}$ (электрическое поле 10^7 В/м , температура 290 К, радиационно-химический выход свободных зарядов составляет 0,3/100 эВ).

На рис. 28 приведены кривые переходного тока (удельной проводимости) модельного полимера при длительном (1 ч) воздействии ионизирующего излучения с постоянной мощностью дозы R или $0,1 R$ (кривые 1 и 2). Видно, что снижение мощности дозы сопровождается уменьшением РЭ в максимуме γ_{tm} и ростом времени его достижения t_m . Характерно, что кривые 1 и 2, соответствующие разным мощностям дозы, после обрыва импульса излучения практически совпадают.

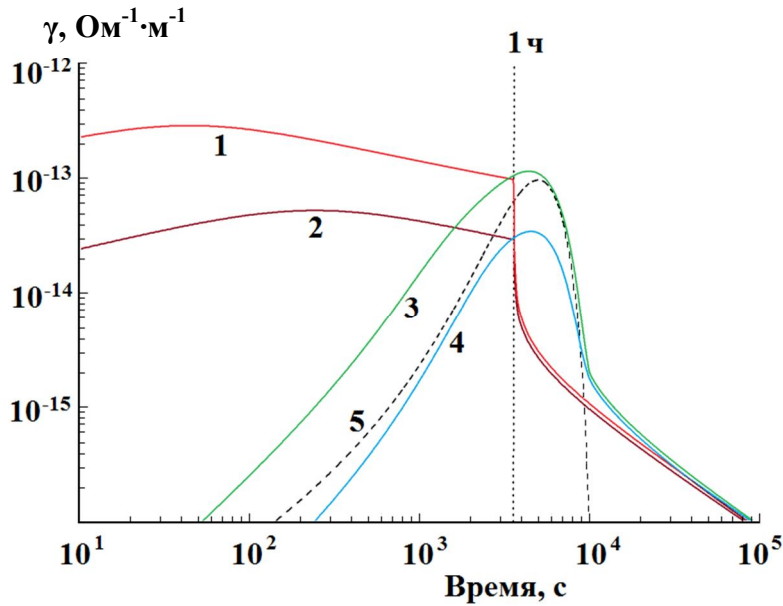


Рис. 28. Зависимость от времени удельной проводимости модельного полимера при различных режимах облучения: ступенчатое облучение длительностью 1 ч (1–2), кривые (3–4) импульс формы (18). Форма импульса в о. е. показана кривой 5. Мощность дозы в максимуме импульса излучения: 0,53 Гр/с ($g_0=1,6\cdot 10^{19} \text{ м}^3\cdot\text{с}^{-1}$) (1, 3) и 0,053 Гр/с (2, 4) [9]

При переходе к облучению с переменной мощностью дозы (18) (кривая 5 соответствует кривой мощности дозы в о. е.) отмеченные выше закономерности пропадают. В частности, при равенстве максимальных мощностей дозы (для кривых 1 и 3, 2 и 4 соответственно) значения γ_{rm} систематически выше при облучении с постоянной мощностью дозы: $3,0 \cdot 10^{-13}$ (1) и $1,2 \cdot 10^{-13}$ (3), $5,4 \cdot 10^{-14}$ (2) и $3,5 \cdot 10^{-14}$ $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ (4). Примечательно, что в пределе больших времен уже после окончания облучения все кривые выходят на универсальную зависимость [7]

$$\gamma_r(t \rightarrow \infty) = \frac{\alpha \varepsilon \varepsilon_0}{t}. \quad (19)$$

При $t = 10^5$ с имеем $\gamma_{rm} \approx 10^{-16}$ $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ в хорошем согласии с данными рис. 28.

В рамках модели РФВ возможен учет генерации радиационных ловушек, которые учитываются путем введения параметра λ – отношения скоростей объемной генерации свободных зарядов g_0 и радиационных ловушек g_t (см. главу 1). Как показано на рис. 29 при $\lambda = 0, 0,01$ и $0,1$ учет радиационных ловушек практически не влияет на ход кривой переходного тока при первом облучении при пониженной температуре (кривые 1 и 2 для $\lambda = 0, 0,01$ и $0,1$ совпадают), но ярко выражен при 370 К (сравни кривые 3, 5 и 6). При расчетах предполагалось, что отжиг не влияет на концентрацию генерированных радиационных ловушек.

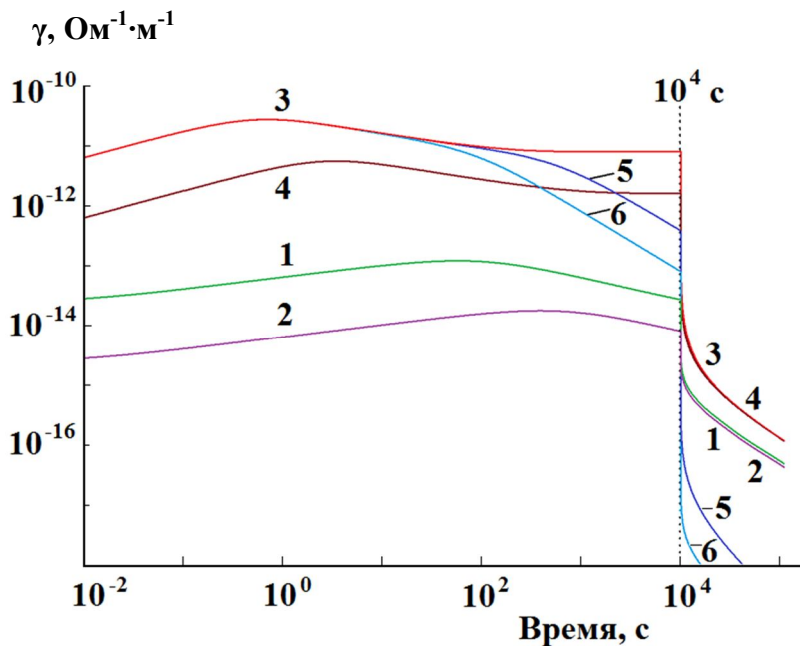


Рис. 29. Зависимость от времени удельной проводимости модельного полимера при облучении длительностью 10^4 с последующим отжигом в течение 10^5 с. Мощность дозы 5 Гр/с ($g_0 = 5 \cdot 10^{20}$ $\text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$) (1, 3, 5, 6) и 0,5 Гр/с (2, 4). Температура: 170 К (1, 2), 370 К (3-6). λ : 0 (1-4), 10^{-2} (5), 10^{-1} (6) [9]

Для модельного полимера с $\lambda = 10^{-3}$ после воздействия импульса ионизирующего излучения формы (18) с последующим отжигом в течение 10^5 с происходит почти полное восстановление проводимости на том же импульсе даже при низких температурах (рис. 30).

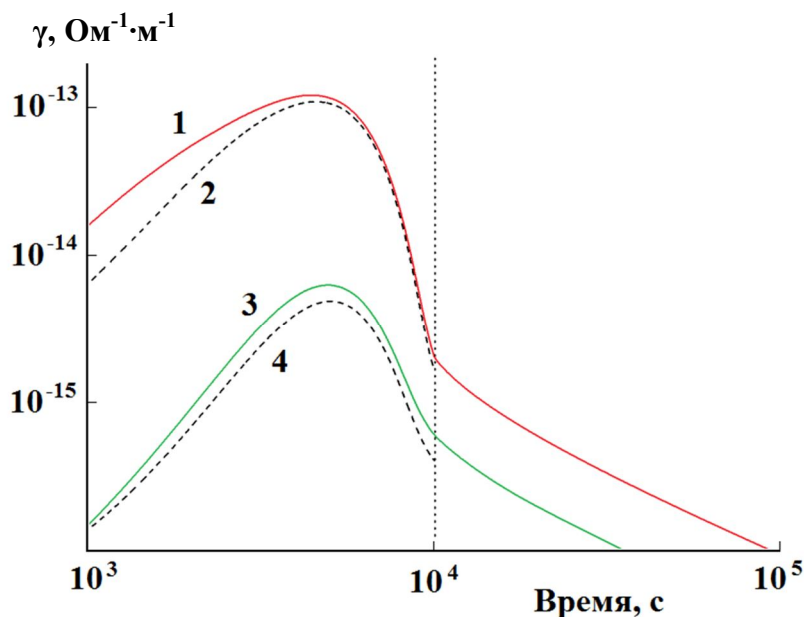


Рис. 30. Зависимость от времени удельной проводимости модельного полимера при первичном облучении импульсом формы (18) с последующим отжигом в течение 10^5 с (1, 3) и при повторном облучении тем же импульсом (2, 4). Мощность дозы в максимуме импульса излучения: $0,53 \text{ Гр/с}$ ($g_0 = 1,6 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$), $\lambda = 10^{-3}$. Температура: 290 К (1, 2), 170 К (3, 4) [9]

Таким образом показано, что благодаря наличию термоциклирования за время пребывания внешних диэлектрических покрытий на свету при температуре порядка $80 \text{ }^\circ\text{C}$ в промежутке времени между двумя суббурями (около 1 месяца) происходит полный отжиг дозовых эффектов, полученных в результате прохождения суббури на теневом секторе орбиты КА. Именно на этом участке траектории поверхностный потенциал внешних диэлектрических покрытий достигает своего максимального значения (порядка нескольких киловольт) вследствие резкого снижения как радиационной, так и темновой проводимости. Наличие отжига дозовых эффектов позволяет несколько снизить этот поверхностный потенциал, но главное, что этим достигается ограничение дополнительного снижения радиационной электропроводности при последовательном прохождении ряда суббурь.

Интересные результаты получены в работе [10], к рассмотрению которых мы и переходим.

Энергетический спектр электронов суббури, зафиксированный на 87-й день полета спутника SCATHA (рис. 31), соответствует данным работы [8].

Длительность воздействия облучения ~ 3 ч. В качестве наружного защитного экрана рассматривали алюминий толщиной 1, 10 и 100 мкм. Наличие защитного экрана вызывает резкое снижение как дозы, так и скорости термализации электронов на облучаемой поверхности с постепенным ослаблением эффекта по глубине слоя.

Глубинный ход функций $g(x)$ и $|df/dx|$ для электронов суббури характеризуется монотонным снижением абсолютных значений этих величин по толщине

(рис. 32). При облучении моноэнергетическими электронами максимальная плотность заряда всегда располагается глубоко в объеме образца: в начале облучения и при дальнейшем облучении она смещается в направлении тыльного электрода. Отмеченные различия могут объяснить некоторое несоответствие результатов лабораторных экспериментов, использующих, как правило, пучки моноэнергетических электронов, и летных испытаний в составе КА.

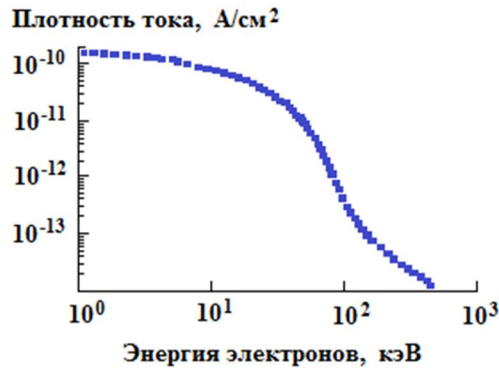


Рис. 31. Спектр электронов суббури по данным космического аппарата SCATHA. Интегральная плотность потока электронов $1,6 \cdot 10^{-10}$ А/см² [8]

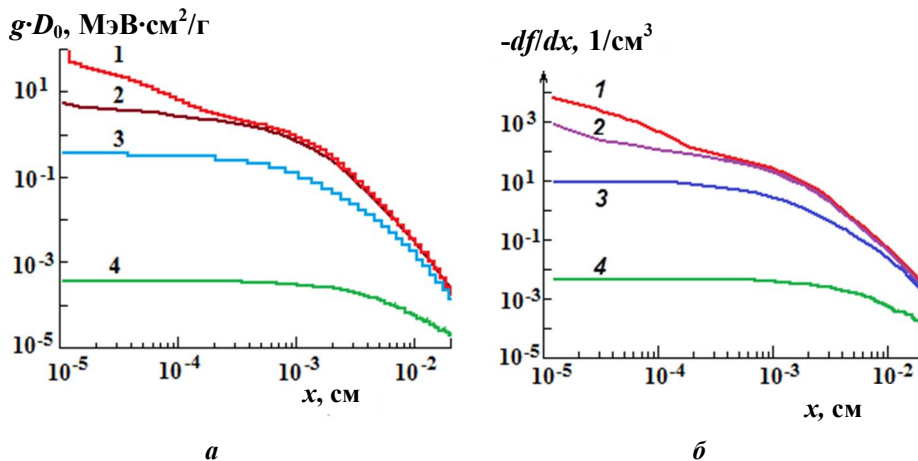


Рис. 32. Распределения по глубине ПЭТФ дозы (а) и скорости термализации зарядов (б). Толщина защитного экрана из алюминия 0 (1), 1 (2), 10 (3) и 100 мкм (4) [10]

Радиационная электропроводность ПЭТФ при непрерывном облучении сначала увеличивается, а затем снижается, проходя через максимум. Для оценки максимально возможных электрических полей использовали величину установившейся радиационной электропроводности, которая реализуется при длительном облучении. Ее параметры следующие: $\tilde{A}_r = 10^{-18} \text{ с}^\Delta / (\text{рад}^\Delta \cdot \text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$ и $\Delta = 0,95$. С повышением напряженности поля радиационная электропроводность увеличивается.

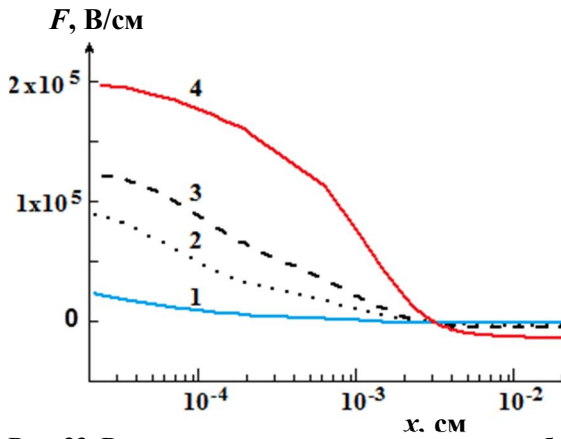


Рис. 33. Распределение напряженности поля объемного заряда по глубине полимерного слоя во время суббури: 100 (1), 500 (2), 1000 (3) и 3600 с (4). Защитный экран отсутствует [10]

Для учета этого эффекта полагали, что начиная с некоторого критического значения F_{cr} (для определенности принятого равным $5 \cdot 10^4$ В/см) радиационная электропроводность ПЭТФ растет пропорционально отношению $(F/F_{cr})^\delta$, где $\delta = 0,8$. Относительная диэлектрическая проницаемость ПЭТФ в процессе облучения не изменяется. Собственная электропроводность ПЭТФ мала $\sim 10^{-18}$ (Ом·см) $^{-1}$ и может не приниматься во внимание.

Учет зависимости радиационной электропроводности от электрического поля модифицирует глубинное распределение плотности объемного заряда (рис. 33). В первые ~ 500 с после начала суббури накопление объемного (отрицательного) заряда идет в соответствии с распределением по глубине скорости термализации зарядов, т. е. линейно по времени облучения. При отсутствии влияния электрического поля на радиационную электропроводность плотность объемного заряда вблизи облучаемой поверхности достигает своего стационарного значения. Полевая зависимость радиационной электропроводности способствует ускоренному стеканию заряда из области залегания максимальной плотности заряда, поскольку там электрическое поле также достаточно велико. Это приводит также к снижению плотности заряда вблизи облучаемой поверхности и формированию дополнительного максимума в объеме полимера на глубине $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ см от облучаемой поверхности.

С увеличением толщины защитного экрана наблюдается заметное снижение плотности заряда у облучаемой поверхности, однако подобное влияние в объеме полимера выражено слабее. Обнаружено, что применение экрана толщиной 1 мкм даже способствует повышению напряженности поля в тонком приповерхностном слое полимера (рис. 34). По-видимому, это связано с тем, что защитный экран, удаляя только низкоэнергетическую компоненту спектра, снижает в различной степени плотность тока инжекции и мощность дозы вблизи облучаемой поверхности.

И только при толщине экрана ~ 100 мкм наблюдается заметное снижение плотности объемного заряда и уровня электризации. Здесь важно отметить следующее обстоятельство. При достижении состояния близкого к стационарному, которое соответствует компенсации инжектированных электронов током РЭ, в материалах, обладающих линейной связью РЭ с мощностью дозы, максимальная величина напряженности поля практически не зависит от плотности тока инжектированных электронов.

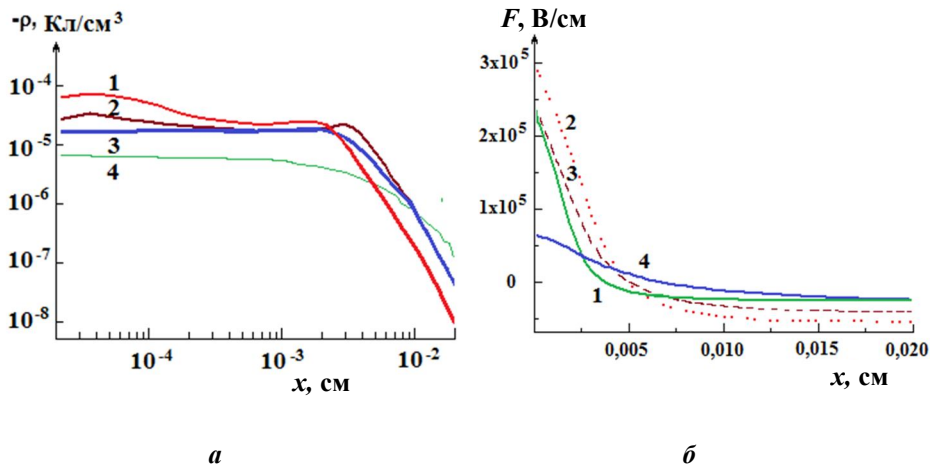


Рис. 34. Распределения плотности объемного заряда (а) и напряженности поля (б) по глубине полимерного слоя в конце суббури с учетом нелинейных свойств РЭ. Толщина экрана (мкм): 0 (1), 1 (2), 10 (3) и 100 (4) [10]

Таким образом, в процессе суббури в полимерных диэлектриках накапливаются значительные плотности объемного заряда, причем их максимальное значение достигается вблизи облучаемой поверхности полимерного диэлектрика. Установлено, что нелинейные свойства РЭ полимерного слоя оказывают сильное влияние на уровень электризации. Наличие наружных защитных экранов из металлических слоев толщиной до 10 мкм слабо сказывается на величине генерированного электронами суббури электрического поля внутри полимерного диэлектрика и способно даже вызывать их некоторое повышение. Существенное понижение уровня электризации достигается при толщине экрана более ~100 мкм.

Особенности электризации металлотканой ЭВТИ

Основное отличие тканых материалов от полимерных пленок состоит в том, что значительная часть их объема пуста. С точки зрения радиационной электропроводности это обстоятельство имеет решающее значение. Действительно, радиационная электропроводность сплошных полимерных диэлектриков определяется либо квазисвободными электронами за время их дрейфа во внешнем электрическом поле от момента образования до первого захвата на ловушки (так называемая мгновенная составляющая радиационной электропроводности), либо электронами, термически освобожденными из ловушек (задержанная составляющая).

Этот механизм радиационной электропроводности, описываемый в рамках классической модели РФВ, безусловно, действует и в тканых материалах, но его применение ограничено объемом только самих нитей и уже не является определяющим для тканого материала в целом. Электроны, инжектируемые в поры, имеют намного большую скорость движения в вакууме, чем электроны

или дырки, дрейфующие в объеме диэлектрической матрицы. При достаточно большом объеме пустого пространства в тканом материале РЭ, обусловленная вкладом «горячих» электронов, движущихся в пустом пространстве, будет значительно превышать РЭ, обусловленную дрейфом носителей заряда в диэлектрике. В этом случае основные закономерности электропроводности тканых материалов будут определяться механизмом электропроводности за счет «горячих» электронов и поэтому должны существенно отличаться от закономерностей классической РЭ. Этот механизм проводимости подробно рассмотрен в монографии [7].

Показано теоретически и измерено экспериментально, что в РЭ тканых материалов отсутствует задержанная составляющая, так как рассматриваемый механизм не предполагает последовательного захвата и термического освобождения электронов из ловушек. Это обстоятельство является наиболее ярким отличием от механизма РЭ в сплошных диэлектрических пленках, где электропроводность осуществляется за счет последовательного захвата и термического высвобождения носителей из ловушек. В случае электропроводности за счет «горячих» электронов в порах материалов многочисленные ловушки в диэлектрике не играют никакой роли. Вышеуказанные различия обуславливают форму кривой нарастания и спада РЭ во времени, существенно отличающуюся от обычной кривой нарастания и спада РЭ полимера, имеющей задержанную компоненту. Для тканых материалов $K_p \approx 4,2 \cdot 10^{-14} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{Гр}^{-1} \cdot \text{с}$.

Важной отличительной особенностью модели РЭ, обусловленной вкладом «горячих» электронов, является специфическая зависимость величины РЭ от плотности тканого материала. Общий объем тканого материала состоит из объема, занимаемого волокнами и пустот или пор между ними. Естественно, чем меньше плотность материала, тем больше объем пустот и тем меньше объемная плотность тканого материала ρ_T . Последняя величина является технической характеристикой тканого материала.

Уменьшение плотности материала и объемной плотности тканого материала соответствует увеличению пустого пространства, что для нашей модели эквивалентно увеличению радиуса поры r . Пропорционально увеличенному радиусу поры растет и время жизни τ_0 «горячего» электрона в проводящем состоянии и соответственно радиационная электропроводность. Это обуславливает увеличение РЭ с уменьшением плотности тканого материала, причем указанная зависимость должна наблюдаться экспериментально.

Сплошная полиимидная пленка имеет объемную плотность $1,4 \text{ г/см}^3$. В то же время типичная объемная плотность тканых материалов на основе полиимида, даже при максимальной плотности плетения имеет величину $(0,4-0,5) \text{ г/см}^3$. Простой расчет показывает, что в этом случае доля пустого объема значительно превышает в такой ткани долю объема, занимаемого полимерными нитями (пустой объем 60...70%). Приведенные выше расчеты РЭ показывают, что при таких больших величинах пустого объема в тканом материале (или большом радиусе пор по нашей модели) вклад в K_p от «горячих» электронов на порядок больше величины K_p сплошного материала. Поэтому можно считать, что в тканых материалах даже при максимальной плотности плетения основную

роль играет механизм РЭ за счет «горячих» электронов и вкладом РЭ за счет материала волокон можно пренебречь. При уменьшении объемной плотности ткани этот вклад становится еще меньше. В этом случае достоверность расчетов по рассматриваемой модели возрастает.

В последнее время широкое распространение получили металлотканые ЭВТИ, позволяющие значительно снизить потенциал открытой поверхности по сравнению с тканями ЭВТИ. В дальнейшем ограничимся рассмотрением процессов электризации только первых из них [11].

Рассматривается задача, когда облучаемая поверхность тканого материала покрыта системой заземленных тонких проводников, образующих прямоугольную сетку с шагом a_1 (длина) и a_2 (ширина). В результате решения задачи необходимо определить величину потенциала поверхности диэлектрика и его распределение в пространстве. На рис. 35 представлена схема облучения.

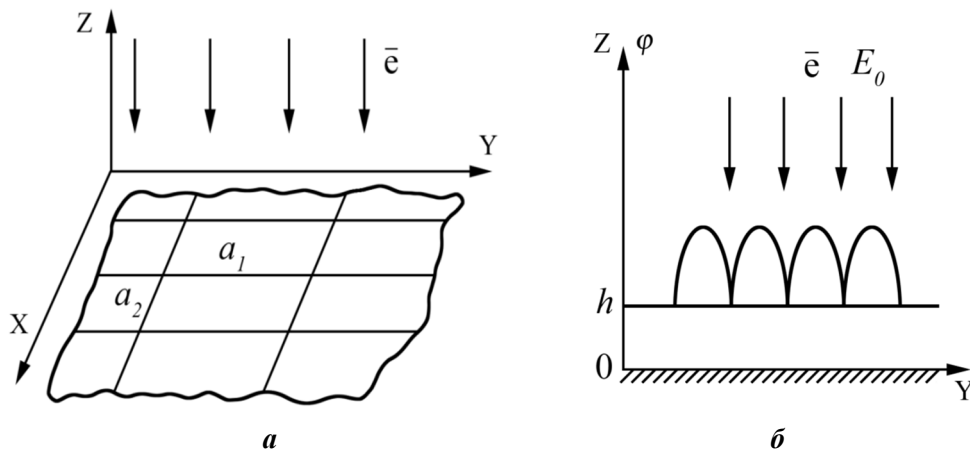


Рис 35. Схема облучения диэлектрического образца с заземленными проводниками (а) и вид потенциала по некоторой линии над поверхностью образца на высоте h (б)

Анализируемая задача является трехмерной, но пространственно-периодической в плоскостях $z = \text{const}$, и зависящей от времени. Система уравнений решалась численно в самосогласованном виде. Результаты численного моделирования процессов заряжения ячейки приведены на рис. 36 и 37, где даны зависимости максимального поверхностного потенциала от высоты над ячейкой, ее размеров (a_1 и a_2), а также распределение потенциала на определенной высоте над ячейкой.

Из рис. 36 видно, что распределение поверхностного потенциала над ячейкой симметрично относительно ее центра. При этом считаем, что начало координат находится в центре ячейки. Следует отметить, что вид распределения поверхностного потенциала над ячейкой практически не изменяется при вариации параметров задачи – длины, ширины ячейки, плотности тока инжекции, радиационной электропроводности и т. д. Изменение перечисленных па-

раметров влияет лишь на величину Φ_{\max} – максимального поверхностного потенциала, который достигается в центре ячейки.

Зависимость $\Phi_{\text{пов}}$ от плотности ρ_T при различных величинах шага a ячейки, полученной на основе численного моделирования, как показывает рис. 36 полностью подтверждает сделанный нами вывод.

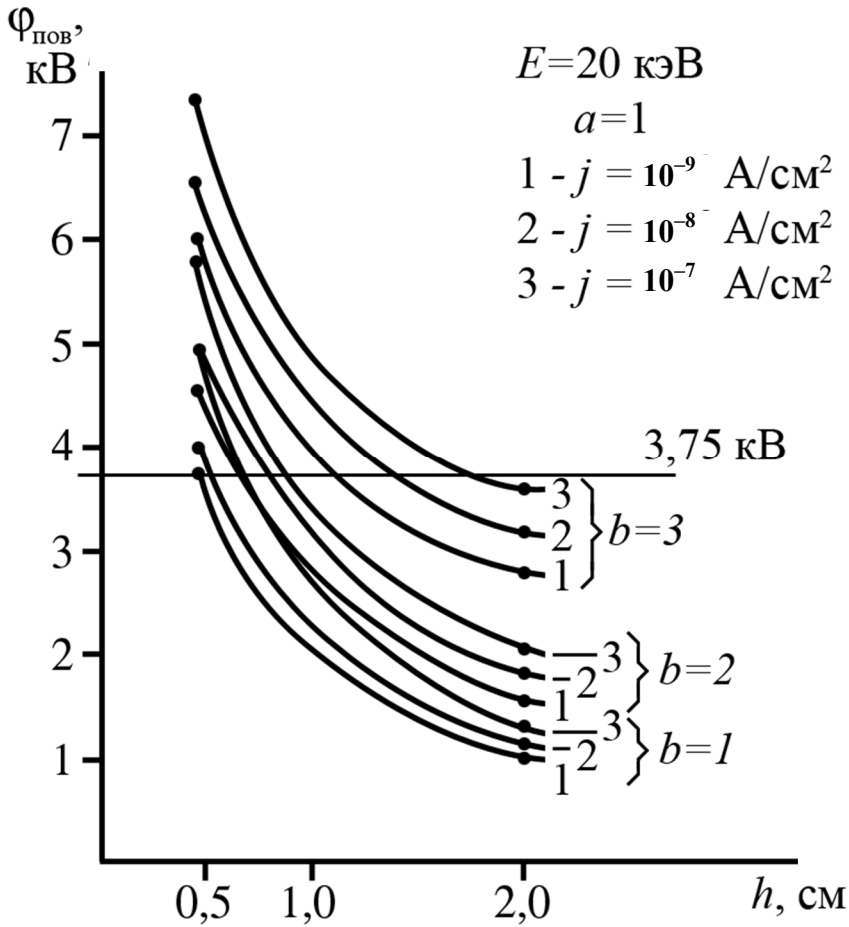


Рис. 36. Зависимость величины максимального потенциала от высоты над поверхностью ячейки для различных типоразмеров ячеек $a \times b$

Таким образом, на основе приведенного нами моделирования процессов заряжения металлочного материала можно сделать следующие важные выводы:

1. Стационарный поверхностный потенциал достигает всегда максимального значения в центре ячейки, образованной металлическими нитями.
2. Снижения $\Phi_{\text{пов}}$ можно добиться либо уменьшением размеров металлизированной ячейки, либо снижением плотности плетения тканого материала.

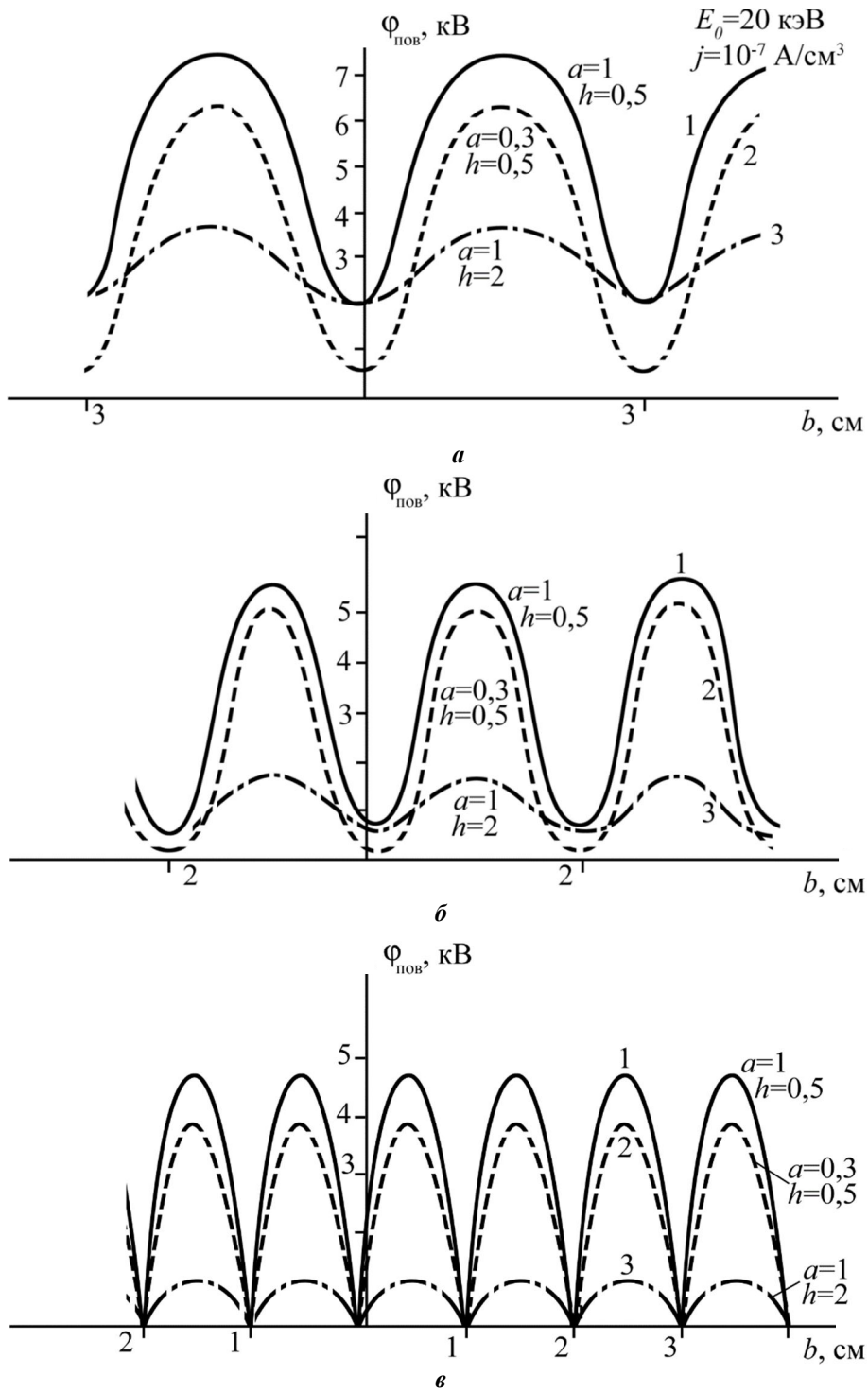


Рис. 37. Зависимость величины поверхностного потенциала тканого материала с плотностью $0,64 \text{ г/см}^3$ от типоразмеров ячеек: $a - 1 \cdot 3$, $\delta - 1 \cdot 2$, $\epsilon - 1 \cdot 1$

Методика разработки оптимальной металлотканой структуры материалов состоит в следующем:

1. Задаются внешние наилучшие условия облучения электронным потоком (плотность электронного потока и их энергия) металл-диэлектрической структуры тканых материалов, соответствующих условиям эксплуатации КЛА с учетом его длительного функционирования. Как было указано выше при рассмотрении критерия выбора оптимальной металл-диэлектрической структуры тканых материалов условия облучения выбираются при плотности электронного потока 10^{-8} – 10^{-7} А/см² и энергии электронов ~20 кэВ.

2. Исходя из тепловых, оптических, механических и других требуемых свойств внешней поверхности ЭВТИ, выбирается тип диэлектрического тканого материала, и, соответственно, его электрофизические характеристики (коэффициент вторичной электронной эмиссии, удельное электрическое сопротивление, диэлектрическая постоянная, электрическая прочность и т. д.). Материал внешнего слоя ЭВТИ должен обладать определенными свойствами (оптическими, тепловыми, механическими) с тем, чтобы выполнял функции терморегулирующего покрытия для обеспечения нормальной работы всего КЛА в течение длительного времени функционирования. Такими свойствами обладает тканый материал, имеющий высокое удельное электрическое сопротивление (10^{16} – 10^{18} Ом·см): оптическими ($A_s \sim 0,3$, $\varepsilon = 0,86$); достаточными механическими свойствами при создании ЭВТИ; тепловыми свойствами, когда температура внешних условий эксплуатации может изменяться в пределах ± 160 °С. Такими материалами являются тканые материалы на основе кварцевых нитей (например материал типа ТСОН-СОТМ), а в последнее время находят широкое употребление ткани на основе органических соединений типа полиимида (ПИ).

3. На основании лабораторных исследований определяется радиационная электропроводность для данного материала при заданных условиях облучения. Ранее при разработке физической модели рассмотрен вопрос определения радиационной электропроводности тканых материалов при облучении их электронным потоком. Экспериментально было исследовано изменение радиационной электропроводности от плотности материала. Отмечено, что с уменьшением плотности материала радиационная электропроводность увеличивается. Так, для материала из полиимида при уменьшении плотности его в два раза радиационная электропроводность увеличилась в 2,5 раза. Также было показано, что с увеличением мощности дозы облучения радиационная электропроводность увеличивается, причем зависимость носит линейный характер.

4. Проводится численный расчет заряжения металлотканой структуры материала при указанных параметрах облучения, электрофизических характеристиках материала и измеренной электропроводности его при различных размерах ячеек, образованных металлизированными нитями. На основании расчетов строится семейство зависимостей значений поверхностного потенциала от размеров ячеек при заданных условиях облучения. Определяется экспериментально зависимость при тех же условиях облучения пробивного поверхностного потенциала, зависящего только от электрофизических характеристик материала и мощности дозы. Из этих зависимостей можно определить

область типоразмеров ячеек, при которых поверхностный потенциал в центре ячеек будет заведомо ниже предпробойного. В случае, когда область типоразмеров малопригодна с точки зрения технологического исполнения (т. е. когда низкая электропроводность материала и шаг металлизированных нитей очень мал), необходимо выбрать другую электропроводность (изменяя плотность материала) или другой материал, обладающий повышенной электропроводностью, так чтобы типоразмеры получаемых ячеек были приемлемы как с точки зрения технологии изготовления, так и механических и оптических свойств. Таким образом, исходя из заданных условий облучения, выбора типа материала и его радиационной электропроводности, вычисляется оптимальный типоразмер ячейки, образованной металлизированными нитями, т. е. определяется оптимальная металл-диэлектрическая структура тканого материала, стойкая к эффектам электризации.

К вопросу о природе электростатических разрядов

Ранее упоминалось о том, что ЭСР представляет собой или сквозной пробой полимерного слоя или поверхностный разряд вдоль его внешней поверхности. Вместе с этой «обычной» теорией ЭСР в литературе получила распространение и так называемая модель «нейтральной» зарядки [12, 13].

Центральное место в этой теории занимает предположение об образовании двойного электрического слоя на поверхности диэлектрика. Считается, что он образуется слоем электронов на глубине их пробега и поверхностным слоем положительных ионов, возникших после выхода вторичных электронов из образца (глубина их выхода не превышает 0,1 мкм и в теории принимается равной нулю). В рамках этой теории потенциал поверхности уже не играет решающей роли, так как считается, что пробой происходит внутри образца у его поверхности и является, таким образом, внутренним свойством самого материала. Он может произойти, если потенциал поверхности составляет всего 500 В (поле в двойном электрическом слое $5 \cdot 10^6$ В/см при его толщине 1 мкм). Именно для этого типа разряда Н.И. Ягушкиным предложено название радиационно-электрического пробоя (РЭП) или разряда диэлектрик-вакуум с выбросом инжектированного разряда в окружающее пространство.

Согласно [12, 13] это явление обусловлено, с одной стороны, усилением эмиссии приповерхностным полем, направление которого способствует ускорению свободных электронов в сторону открытой поверхности, и, с другой стороны, ростом величины приповерхностного поля при увеличении тока вторичной эмиссии. Между напряженностью поля вблизи поверхности и эмиссионным током образуется положительная обратная связь, которая способствует самопроизвольному нарастанию этих параметров вплоть до пробоя.

Факт увеличения вторичной электронной эмиссии (т. е. возрастания коэффициента вторичной электронной эмиссии) по мере заряжения диэлектриков электронами (или его снижения при их заряжении протонами) твердо установлен. Предположение о наличии автоускоряющейся фазы нарастания тока вторичной эмиссии и последующим развитием эмиссионно-

полевой неустойчивости в приповерхностной области диэлектрика, приводящей РЭП, по всей видимости, неверно.

Известно много примеров из литературы [14–17], когда облучение больших листов диэлектрических покрытий $\sim 0,5 \text{ м}^2$ коллимированными пучками электронов диаметром до 30 см (энергия 20 кэВ, ток пучка $0,5 \text{ нА/см}^2$) по центру листа, так что края находились далеко за пределами зоны облучения, могло продолжаться по несколько часов без каких-либо разрядов. Через некоторое время после начала облучения потенциал поверхности достигал стационарного значения \sim минус 13–17 кВ и устанавливалось равновесие, определяемое балансом первичных и вторично-эмиссионных токов. При этом создаются идеальные условия для реализации двойного электрического слоя, когда поток электронов с энергией $\sim 3\text{--}7 \text{ кэВ}$ в точности уравнивается потоком вторичных электронов с поверхности. Тем не менее РЭП отсутствует.

Лабораторное моделирование электризации полимерных покрытий, используемых на внешней поверхности КА, состоит в облучении этих покрытий моноэнергетическими электронами с энергией 10–60 кэВ при плотности потока $1\text{--}100 \text{ нА/см}^2$ в вакууме при комнатной температуре. Испытуемые элементы охватывают следующие типичные классы. Это полимерные покрытия на Al подложках, пленочные и тканые (в том числе с вплетенной металлизированной нитью) маты ЭВТИ, карбоновые проводящие конструкции с эпоксидным креплением.

Первопричиной образования высоких потенциалов на всех этих элементах конструкции является накопление электронов в полимерных диэлектриках. При достижении высоких отрицательных потенциалов на их открытой поверхности возможно возникновение электростатических разрядов. Анализ процессов заряжения полимерного слоя проведем лишь полуколичественно, принимая что моноэнергетические электроны имеют строго фиксированный пробег (приближение пробег-энергия), мощность дозы в облучаемой области однородна, темновой проводимостью полимера пренебрегаем.

Сначала рассмотрим первый случай, когда облучается слой полимера, нанесенный на заземленную металлическую подложку (рис. 38). Толщина слоя значительно больше максимального пробега электронов, а вблизи облучаемого образца отсутствуют какие-либо заземленные металлические детали вакуумной камеры или измерительной схемы.

Итак, облучается плоский слой полимера, металлизированный с тыльной стороны. Размер слоя в плоскости $X\text{--}Y$ неограничен. Положительное направление оси Z совпадает с направлением движения электронов пучка, который проходит через плоскость нулевого потенциала на удалении $L = 50 \text{ см}$ от свободной поверхности полимерного слоя (на этом расстоянии обычно находится выходное окно электронной пушки от испытуемого образца полимера). Энергия электронов $E_e = 20 \text{ кэВ}$, а плотность потока $j_b = 10^{-8} \text{ А/см}^2$.

Допустим, что равновесный потенциал поверхности составляет $U_s = -15 \text{ кВ}$. Это означает, что на каждый падающий электрон с облучаемой в вакууме открытой поверхности пленки ПЭТФ толщиной $h = 200 \text{ мкм}$ испускается в точности один электрон вторичной электронной эмиссии (ВЭЭ).

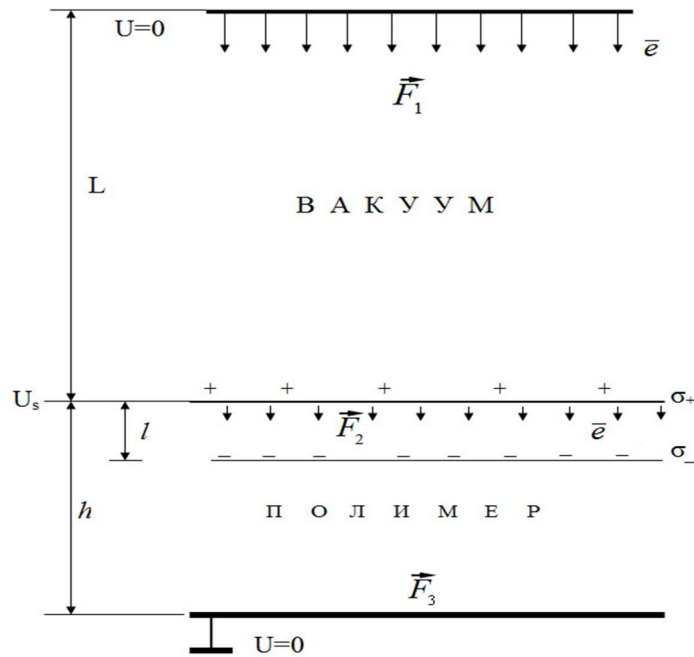


Рис. 38. Вариант постановки лабораторного эксперимента № 1

В начальный период облучения имеет место линейное во времени накопление отрицательного объемного заряда на длине экстраполированного пробега падающих электронов $l \approx 6,5$ мкм (потенциал открытой поверхности еще близок к нулю и не оказывает влияния на энергию электронов пучка). Одновременно на самой этой поверхности происходит накопление положительного объемного заряда (также линейно во времени) за счет выхода из нее электронов вторичной электронной эмиссии. Скорость накопления положительного заряда заметно ниже, чем отрицательного (коэффициент ВЭЭ $\delta \approx 0,13$), так что $\sigma_- = j_{bt}$, а $\sigma_+ = \delta j_{bt}$ (обе величины взяты по их арифметическому значению). Рассчитаем электрические поля и потенциалы над слоем полимера и внутри него (за плоскостями нулевого потенциала поля и потенциалы равны нулю).

Рассматриваемая задача легко решается в квазистационарном приближении, когда можно использовать соотношения электростатики (полем электронов пучка, естественно, пренебрегаем). Ниже мы уточняем результаты работы [17]. Найдем, что в вакуумном промежутке между срезом ускорителя и облучаемой поверхностью слоя действует однородное электрическое поле F_1 , тормозящее электроны пучка вследствие преобладающего накопления внутри полимера именно отрицательного заряда (если за положительное направление выбрать направление движения электронов, то это поле будет положительным). В облучаемой области оно не меняет знака и сильно возрастает по абсолютной величине, так что ток радиационной электропроводности начнет поставлять электроны из облучаемого объема на его поверх-

ность, частично компенсируя их уход с нее в результате ВЭЭ. В необлучаемой области поле отрицательно.

В общем случае на начальном этапе облучения справедливы следующие точные результаты (ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость полимера, а ϵ_0 – электрическая постоянная):

$$F_1 = \frac{[(h/L)(\sigma_- - \sigma_+) - \sigma_- l/L]}{\epsilon \epsilon_0 (1 + h/\epsilon L)}; \quad (20)$$

$$F_2 = \frac{[\sigma_+ + \sigma_- (h-l)/\epsilon L]}{\epsilon \epsilon_0 (1 + h/\epsilon L)}; \quad (21)$$

$$F_3 = \frac{[(\sigma_+ - \sigma_-) - \sigma_- l/\epsilon L]}{\epsilon \epsilon_0 (1 + h/\epsilon L)}. \quad (22)$$

Потенциал открытой поверхности

$$U_s = F_3(h-l) + F_2 l. \quad (23)$$

Сделаем подстановки параметров в эти формулы для $t = 1$ с ($\epsilon = 3,2$). Найдем, что $F_3 = -3,1 \cdot 10^4$ В/см, $F_2 = 4,6 \cdot 10^3$ В/см, $F_1 = 11$ В/см и поверхностный потенциал $U_s = -430$ В. Видно, что он еще значительно меньше потенциала остановки пучка (-20 кВ).

Мощность дозы в облучаемой области $R = 160$ Гр/с и для радиационной электропроводности γ_r , ПЭТФ в слабых полях к 1-й секунде облучения ($K_r \approx 1,3 \cdot 10^{-16}$ Ф·см $^{-1}$ ·Гр $^{-1}$ и рис. 39 [18]) получим значение $\gamma_r = K_r R = 2,0 \cdot 10^{-14}$ Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$ (радиационно-индуцированный ток находится в районе максимума кинетической кривой). Отсюда следует, что ток натекания электронов на открытую поверхность за счет РЭ по облучаемому слою не превышает $9,2 \cdot 10^{-11}$ А/см 2 (скорость удаления электронов из поверхностного слоя за счет ВЭЭ равна $\delta j_b = 1,3 \cdot 10^{-9}$ А/см 2 и почти в 14 раз больше).

При дальнейшем облучении все поля, как и поверхностный потенциал, растут по абсолютной величине, пока не устанавливается стационарный режим облучения. Рассмотрим этот вопрос более подробно. Для установившегося поверхностного потенциала $\tilde{U}_s = -15$ кВ электроны пучка достигают поверхности с энергией $\tilde{E}_e = 5$ кэВ, пробег которых сокращается до 0,9 мкм, а мощность дозы в облучаемой области возрастает почти в 2 раза. В стационарном режиме ток вторичной электронной эмиссии в точности уравнивается током натекания электронов на открытую поверхность за счет РЭ в облучаемом слое. При длительном облучении РЭ определенно пройдет через максимум при $t \approx (0,5-2)$ с, но эффект сильного поля частично скомпенсирует

падение РЭ. Примем, что при временах облучения порядка нескольких минут K_r увеличится в 2 раза. В этих условиях поле в облучаемой области F_2 окажется близким к значению $3,6 \cdot 10^5$ В/см при падении напряжения на слое 32 В. Поле в необлучаемой области составит $F_3 \approx -15$ кВ/200 мкм ($7,5 \cdot 10^5$ В/см). Оба поля достаточно велики, но в геометрии открытой поверхности не должны привести к пробое (для этого необходимы поля в 6–8 раз большие) [14].

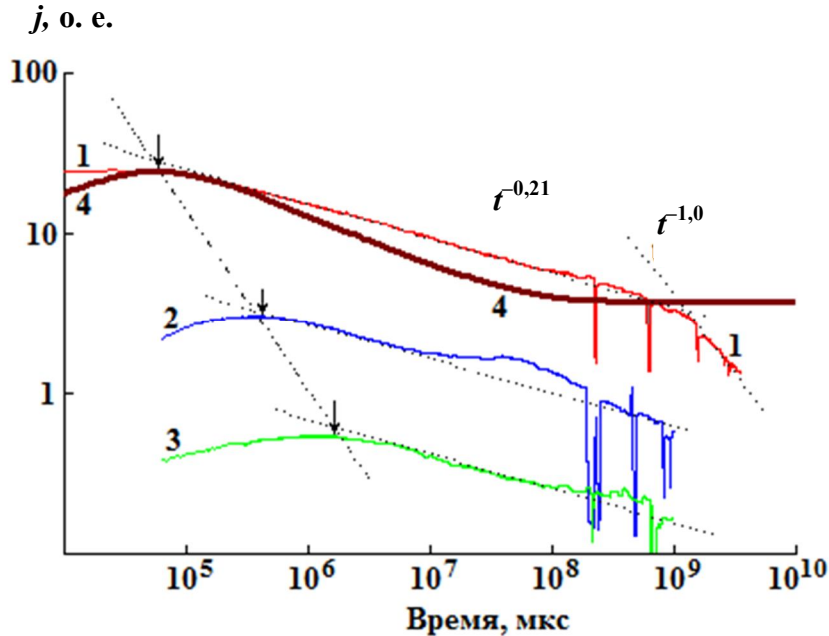


Рис. 39. Экспериментальные (1, 2, 3) и расчетная (4) кривые переходного тока в ПЭТФ. Мощность дозы 740 (1, 4), 74 (2) и 7,4 Гр/с (3). Стрелками на кривых 2 и 3 обозначены времена достижения максимума тока (0,34 и 3,2 с соответственно). Для кривой 1 это время равно 0,036 с [18]

Таким образом, действительно возможно стационарное состояние при облучении толстых односторонне металлизированных пленок полимеров, которое достигается исключительно за счет вторичной электронной эмиссии, усиленной электрическим полем. Наличие РЭ по облучаемой области делает развитие пробоя по этому слою практически невероятным, так как случайная его флуктуация в сторону дальнейшего роста приведет к сверхлинейному возрастанию РЭ и убыли положительного заряда на поверхности (отрицательная обратная связь). Таким образом, мы имеем дело с устойчивым состоянием равновесия.

Допустим, что в установившемся режиме облучения слой полимера начинает освещаться мощным потоком УФ-квантов света, обеспечивающим плотность потока фотоэлектронов $1,5 \cdot 10^{-8}$ А/см², которая в 1,5 раза больше j_b . Это

приведет к развитию нестационарного процесса, заканчивающегося новым квазиравновесием. Оценим его параметры.

Совершенно очевидно, что в новом равновесии суммарный ток уходящих с поверхности электронов должен по-прежнему составлять 10^{-8} А/см². Для этого необходимо, чтобы потенциал поверхности стал немного положительным и таким образом снизил бы плотность тока фотоэлектронов, средняя энергия которых совсем невелика (порядка 10 эВ). В результате электроны пучка станут достигать поверхности полимера с начальной энергией 20 кэВ и их коэффициент ВЭЭ приобретет первоначальное значение $\delta = 0,13$. Задача нового поверхностного потенциала $\tilde{U}_s = +30$ В состоит в снижении плотности тока фотоэлектронов до $0,87 j_b$, возвращая часть их потока обратно на поверхность.

В такой ситуации электроны пучка начнут проникать в полимер до их экстраполированного пробега $l \approx 6,5$ мкм. Плотность тока РЭ в поле \tilde{F}_2 должна составить $0,13 j_b$. Мощность дозы в облучаемой области $R = 160$ Гр/с, и даже для $K_r \approx 10^{-16}$ Ф·см⁻¹·Гр⁻¹ необходимое поле составит $0,8 \cdot 10^5$ В/см при падении напряжения на облучаемом слое 52 В. Таким образом, получаем, что в новом равновесном состоянии \tilde{U}_s положителен и приблизительно составляет 30 В, а максимальный отрицательный потенциал находится на глубине пробега электронов и составляет всего -22 В. Фактически такая мощная засветка полностью разряжает полимерный слой, что сопровождается протеканием токов в цепи подложки. Здесь уместно заметить о практически полной аналогии рассмотренного случая с облучением того же самого полимера в тех же условиях, но при нанесении металлических заземленных электродов на обе стороны пленки [4, 7].

Вторая схема облучения (рис. 40) предполагает наличие заземленного металлического предмета в непосредственном контакте с открытой диэлектрической поверхностью, подвергающейся воздействию электронного пучка. Эта схема реализуется в двух других классах испытуемых элементов. Весь прежний ход рассуждений сохраняет свою силу для большей части поверхности, удаленной более чем на 30–50 см от края маски. Начальную энергию электронов пучка по-прежнему считаем равной 20 кэВ. Ниже модифицируется подход к данной проблеме, изложенный в работе [19].

Вблизи от маски распределение поля резко изменяется. Слой положительного заряда находится в прямом контакте с маской. Превалирующий отрицательный заряд находится не ближе 5 мкм от нее. Ввиду малого радиуса закругления края маски в непосредственной близости от нее имеет место локальное увеличение поля от 20 до 100 раз, причем на маске наводятся отрицательные заряды, индуцированные положительными зарядами на поверхности полимера. Это поле вблизи маски направлено вдоль поверхности. Создаются идеальные условия для инициирования искрового разряда за счет автоэлектронной эмиссии из маски, выступающей в роли катода. Происходит выброс испаренного металла и полимера в вакуум, ионизация испарившихся молекул ускоренными в этом поле эмитированными электронами и образуется плазма со средним потенциалом близким к нулю. Она начнет расширяться, разряжая положительный заряд и образуя каналы на поверх-

ности полимера. Скорость распространения разрядного фронта вдоль поверхности полимера достигает 20 км/с [3].

Как только произойдет поверхностный пробой, сразу же пробьется и тонкий (5 мкм) слой полимера (главный канал перпендикулярен поверхности) и начнется развитие пробоя в плоскости отрицательного заряда, сопровождающийся образованием многочисленных трубчатых каналов (фигур Лихтенберга). Теория этого скользящего поверхностного пробоя в настоящее время отсутствует.

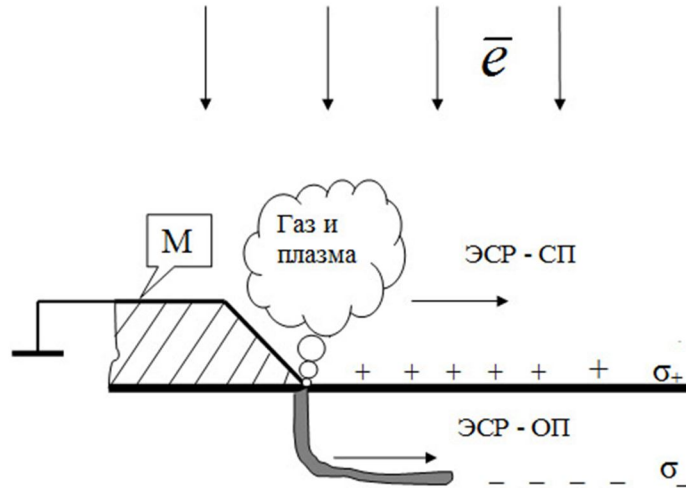


Рис. 40. Вариант постановки лабораторного эксперимента № 2

Понятно, что для начала скользящего искрового пробоя с маски на диэлектрик необходимо меньшее значение поверхностного потенциала, чем при его сквозном пробое на подложку, и, по всей видимости, именно первый представляет наибольшую опасность на борту КА с точки зрения возникновения электростатических пробоев.

В ряде случаев, напыляя проводящий слой на поверхность диэлектрического материала и соединяя его с корпусом (подложкой) гальванически (сопротивление не больше 1 МОм), удастся устранить ЭСР вообще [14, 15]. Очевидно, что в этом случае картина заряжения принципиально отличается от облучения диэлектрика с открытой поверхностью, так как теперь существует прямой путь для сброса заряда на заземленный (соединенный с корпусом объекта) облучаемый электрод за счет радиационной электропроводности диэлектрика. Еще более эффективное средство подавления электризации полимерных покрытий на КА заключается в применении материалов с умеренно низким объемным сопротивлением порядка 10^9 Ом·м, что позволит снизить потенциал открытой поверхности до безопасных с точки зрения пробоя значений [20]. Действительно, при плотности потока 1 нА/см^2 (что характерно для наиболее сильных суббурь на геостационарной орбите) поле составит 100 В/см и пробой окажется полностью исключенным.

Аналогично использование металлотканых ЭВТИ с размером сетки металлических нитей порядка 0,5 см (для стороны квадрата) с пониженной плотностью ($0,4 \text{ г/см}^3$) уже сейчас решает проблему их электризации на геостационарной орбите [11].

В заключение коснемся вопроса о представительности испытаний с использованием пучков моноэнергетических электронов. Известно, что реальный спектр электронов суббури на геостационарной орбите простирается от нескольких сотен электрон-вольт до десятков мегавольт, является двухмодальным с максимумами в районе 0,3 и 7 кэВ, причем интегрально преобладают электроны именно малых энергий [1, 2, 8]. В интервале энергий 0,1–3,0 кэВ для большинства полимеров $\delta \geq 1$, и, казалось бы, их действие может быть уподоблено фотонам УФ-излучения, тем более что их интегральный поток существенно превышает поток электронов с энергией 20–50 кэВ, наиболее опасных с точки зрения электризации полимерных слоев. В таком случае это явление можно было бы рассматривать как происходящее в условиях засветки при потоке фотонов, значительно превосходящем поток электронов, т. е. в условиях виртуального заземления облучаемой поверхности слоя (облучение слоя в короткозамкнутой геометрии [4, 7]). По всей видимости, это не так. Действительно, стоит корпусу КА зарядиться до отрицательного потенциала порядка 1 кВ, как низкоэнергетические электроны не смогут достигать поверхности аппарата и окажутся исключенными из игры. В данном случае мы имеем дело с состоянием неустойчивого равновесия, в отличие от фотонов, которые не несут электрического заряда и обеспечивают плотности тока фотоэлектронов (1–5) нА/см² [21] при освещении прямым солнечным светом. В целом этот вопрос требует своего дальнейшего уточнения.

Кроме того, учет присутствия быстрых электронов с энергией $E_e \geq 0,1 \text{ МэВ}$ с мощностью дозы порядка 0,01 Гр/с [8] также частично способствует дополнительному стоку тормозящихся в слое электронов на подложку. Роль этого канала стока на облучаемую поверхность слоя невелика и может не учитываться.

Имея в виду тот факт, что инжектируемый заряд локализуется практически на поверхности, следует считаться также с возможностью выброса плазменного факела, если все же происходит сквозной пробой, так как в этом случае наряду с образованием сплошного канала пробоя наблюдается вынос расплавленного металла подложки на поверхность. Таким образом, можно констатировать, что оба типа ЭСР (сквозной пробой и скользящий вдоль поверхности разряда) сопровождаются, как правило, выбросом плазмы и заряда в окружающее пространство. По всей видимости, отдельного разряда типа РЭП (или диэлектрик-вакуум) не существует.

Электрический пробой при радиационном зарядении системы металл-диэлектрик имеет ряд особенностей, отличающих его от классического электрического пробоя при импульсной экспозиции напряжения (при этом мы имеем в виду специально поставленные лабораторные эксперименты) [22].

При радиационном зарядении обычно имеется только один металлический электрод, находящийся, как правило, под потенциалом земли. Это или металлическая подложка, или проводящая маска той или иной формы, металлическая сетка или полоска. Внедренный заряд (чаще всего электроны) образует плос-

кий, но распределенный по толщине диэлектрика слой объемного заряда. Как правило, он захвачен на ловушки и является малоподвижным. Поэтому в случае пробоя возникает проблема его нейтрализации, в чем-то напоминающая ситуацию с нейтрализацией объемного заряда в главной стадии электрического разряда. Далее, количество электрической энергии, доступной для использования в физико-химических процессах на различных стадиях развития ЭСР, ограничено, так как никакого стороннего источника тока в этом случае нет.

В отличие от фигур разряда, заполняющих межэлектродное пространство при экспозиции напряжением, в случае ЭСР большая часть ветвистого дерева разряда (за исключением самого канала) расположена в плоскости объемного заряда (т. е. в плоскости, перпендикулярной каналу разряда).

При скользящем пробое (вдоль поверхности диэлектрика) мы сталкиваемся с интересным явлением, когда один из этапов этого типа разряда включает в себя и объемный пробой, поскольку избыточный заряд электронов расположен хотя и в несколько диффузном (не плоском) слое, но на некоторой глубине внутри диэлектрика (от 0,5 мкм до нескольких микрометров). При скользящем пробое (перекрытии) между электродами этот этап разряда, естественно, отсутствует.

Эффективный способ снижения поверхностного потенциала полимерных покрытий, используемых на внешней поверхности КА, состоит в использовании материалов с умеренно низким значением удельного электрического сопротивления ρ на уровне 10^{11} Ом·см (см. следующий раздел). Действительно, в этом случае электрическое поле в слое не превысит по абсолютной величине 10^4 В/м ($\approx (1 - \delta) j_b \rho$) даже для плотности потока электронов 1 нА/см² (максимальное значение для магнитной суббури на ГСО). Естественно, что в этом случае поверхностный потенциал пропорционален плотности тока электронов в отличие от его значения при установившемся режиме облучения, ограниченного ВЭЭ, которое вообще не зависит от плотности тока электронов.

Для материалов с $\rho \leq 10^{11}$ Ом·см проблем с установлением реального значения удельной объемной электропроводности в испытываемом материале не возникает, чего нельзя сказать о таких высококачественных диэлектриках, как ПТФЭ, ПЭ, ПЭТФ, ПС и некоторых других, в которых токи сквозной проводимости намного меньше токов поляризации полимера даже при временах выдержки образца в поле порядка нескольких суток. Для измерения ρ в подобных полимерах предложено использовать метод спада поверхностного потенциала односторонне металлизированной пленки, предварительно электризованной низкоэнергетическими электронами [23]. Оказалось, что значения этого параметра достигают очень высоких значений: $4,3 \cdot 10^{19}$ (ПТФЭ), $5,0 \cdot 10^{19}$ (полиимид) и $2,0 \cdot 10^{17}$ Ом·см (Al_2O_3).

Повышение стойкости КА к воздействию поражающих факторов электризации

КА решают в настоящее время много задач военного, специального (например, задачи навигации, мониторинга), научного и потребительского характера (связь, телевидение, служба погоды и др.). Стремление увеличить

отношение массы полезной нагрузки к общей массе КА привело к тому, что разработчики отказались от традиционного метода компоновки бортовой радиоэлектроаппаратуры в термостатируемых гермоконтейнерах, имеющих значительную массу. В результате в КА нового поколения («Ямал», «Монитор» и др.) значительно выросло отношение массы полезной нагрузки к общей массе спутника, но примерно в той же пропорции снизилась помехозащищенность бортовой аппаратуры. Это связано, в том числе и с тем, что расширение функциональных возможностей бортовой аппаратуры с одновременным уменьшением массогабаритных показателей и снижением энергопотребления приводит к необходимости применения в ее составе новой элементной базы, отвечающей этим требованиям, но, к сожалению, более чувствительной к электромагнитным помехам.

Кроме того, то обстоятельство, что аппаратура размещена не в атмосфере сжатого инертного газа внутри гермоконтейнера, а в вакууме, внутри негерметичного корпуса, сквозь который могут проникать электроны с энергией порядка 1 МэВ, неминуемо приведет к наиболее опасным поражающим факторам электризации – внутренней электризации диэлектриков корпусов полупроводниковых приборов с последующими разрядами непосредственно в кристаллы этих приборов. Эффект такой внутренней электризации – необратимые отказы приборов.

С учетом как внешней, так и внутренней электризации её поражающие факторы можно классифицировать по способу поражения как самих электронных блоков, так и элементов электронных схем:

– ЭСР на поверхности изделия создает импульсные помехи в бортовой кабельной сети, антеннах и датчиках, расположенных на внешней поверхности КА. Эти импульсные помехи поступают на входы электронных блоков и приводят к обратимым и необратимым отказам в работе электроники;

– разряды непосредственно в кабели, соединяющие между собой электронные блоки, антенны, датчики и панели солнечных батарей;

– разряды в проводники печатных плат блоков электроники. Эти разряды создают мощные электрические импульсы, которые поступают на выводы компонентов электронных схем (интегральные схемы, транзисторы, диоды и др.). Сюда же мы относим разряды на обкладки конденсаторов, не приводящие к пробоем этих конденсаторов, а также разряды на кристаллы солнечных батарей, не приводящие к выходу из строя пораженных элементов;

– разряды непосредственно в кристаллы полупроводниковых элементов (транзисторов, диодов, интегральных схем и др.) из диэлектрических корпусов этих элементов. По имеющимся литературным данным такие разряды возникают при суммарном флюенсе электронов порядка 10^{11} см⁻², накапливаемом за десять и менее часов в диэлектрических корпусах полупроводниковых элементов.

В предложенной классификации механизмы поражения электронной аппаратуры в результате электризации расположены по мере возрастания их поражающего действия. В связи с тем, что эти механизмы имеют принципи-

альные различия, принципиально различаются и способы защиты от перечисленных поражающих факторов электризации [11].

Для снижения негативного воздействия первого фактора должны приниматься традиционные меры по исключению возможности возникновения ЭСР на поверхности изделия путем применения соответствующих материалов внешней поверхности и соответствующей компоновкой мозаики внешней поверхности. Причем эти мероприятия должны проводиться в тесном контакте разработчиков изделия и соответствующих научных центров, в которых проводятся расчеты взаимодействия изделия с окружающей космической плазмой, определяется потенциальный рельеф изделия, места возникновения и параметры возможных ЭСР и способы их исключения или минимизации.

Теперь о защите от поражающих факторов электризации, обозначенных во втором пункте предложенной классификации. В нем идет речь о разрядах непосредственно в кабели, соединяющие между собой электронные блоки, антенны, датчики и панели солнечных батарей.

Механизм этого поражающего фактора следующий. Электроны околоземной космической плазмы накапливаются в полимерных диэлектриках, из которых изготовлена изоляция кабелей и проводов. Когда электрические поля объемных зарядов превышают пробивную прочность диэлектриков, возникают электрические разряды. Большую опасность представляют разряды из объема диэлектрика на центральную жилу кабеля, меньшую – разряды из объема диэлектрика на экран кабеля.

Защита от поражающих факторов электризации этого типа должна проводиться по двум направлениям. Первое направление ставит своей целью исключение ЭСР в кабельной изоляции и заключается:

- в выборе полимерных диэлектриков для изоляции кабелей и проводов, обладающих высокой темновой или высокой радиационной электропроводностью;

- в минимизации толщины полимерной изоляции. Чем меньше толщина изоляции, тем меньше энергия ЭСР в том случае, если ЭСР будет иметь место.

Второе направление защиты от поражающих факторов электризации этого типа заключается в различных схемотехнических решениях, ослабляющих воздействие импульсов от ЭСР на электронные схемы. Сюда следует отнести применение фильтров, гальванических развязок и т. п.

Третий поражающий фактор электризации – это разряды в проводники печатных плат блоков электроники. Эти разряды создают мощные электрические импульсы, которые поступают на выводы компонентов электронных схем. Сюда же мы относим разряды на обкладки конденсаторов, не приводящие к пробоем этих конденсаторов, а также разряды на кристаллы солнечных батарей, не приводящие к полному выходу из строя пораженных элементов. Этот поражающий фактор следует рассматривать как фактор внутренней электризации КА. Частота его проявления будет возрастать по мере разработки новых поколений КА. Более ранние кон-

струкции КА, в которых аппаратура функционировала в газовой среде внутри гермоконтейнера, были почти на 100% защищены от этого поражающего фактора внутренней электризации.

К сожалению, меры защиты от этого поражающего фактора электризации очень ограничены. Действительно, нельзя же каждый активный элемент электронной схемы обезопасить набором фильтров, массогабаритные показатели которых значительно превышают эти показатели для активного элемента как такового. Таким образом, необходимо исключить возможность возникновения таких разрядов. Однако этот путь непростой. Необходима разработка новых диэлектрических материалов, из которых будут изготавливаться печатные платы для электронных блоков КА нового поколения.

Эти материалы должны обладать оптимальной величиной темновой проводимости. С одной стороны, материал печатной платы должен оставаться по-прежнему диэлектриком, не допускающим значительных паразитных токов утечки, а с другой стороны, электропроводность этого материала должна быть достаточной для эффективной релаксации объемных зарядов и исключения пробойных явлений. На сегодняшний день темновая электропроводность такого материала должна составлять величину порядка $10^{-10} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$. Для сравнения электропроводность стеклотекстолита высоковольтного марки СТЭФ-1, который используется для изготовления печатных плат, составляет $10^{-11} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$. Однако это величина электропроводности стеклотекстолита в условиях земной атмосферы. Есть указания на то, что в условиях космического вакуума электропроводность композиционных материалов подобных стеклотекстолиту увеличивается примерно на два порядка за счет газовыделения в вакуум низкомолекулярных соединений, в том числе молекул воды. Поэтому высокая темновая электропроводность диэлектрических материалов для печатных плат должна обеспечиваться не за счет низкомолекулярных примесей и воды, а за счет химически связанных с полимерной матрицей специальных добавок и наполнителей.

Второй путь решения этой проблемы – применение в качестве диэлектриков печатных плат полимерных материалов, обладающих повышенной величиной радиационной электропроводности. Эффективный способ повышения РЭ полимеров путем введения в полимерную матрицу специальных добавок, не ухудшающих темновые характеристики полимерных диэлектриков и в то же время эффективно защищающих диэлектрик от возникновения сильных электрических полей при облучении.

Аналогичный подход необходимо осуществлять к любому диэлектрическому элементу конструкции КА, любому элементу электронной схемы имеющему диэлектрический корпус.

Конструирование и изготовление КА идеально отвечающего предложенной концепции «нанопроводимости диэлектриков КА» – дело не самого ближайшего будущего. Необходимо поставить и решить большое количество частных задач и проблем для повышения стойкости КА к поражающим факторам электризации в соответствие с новой концепцией защиты.

Комплексное исследование влияния факторов космического пространства на работоспособность КА «Электро»

На работоспособность КА заметное влияние оказывают различные факторы космического пространства и, в частности, радиационная электризация, ионы галактических космических лучей и собственная внешняя атмосфера самого аппарата. Ниже рассмотрим более подробно воздействие радиационной электризации, обуславливающей дифференциальную зарядку КА, и тяжелых заряженных частиц на работу электронных блоков [24].

Электризация КА. Основной информационной аппаратурой КА «Электро» является бортовой телевизионный комплекс, имеющий в своем составе радиационный холодильник (РХ), обеспечивающий температуру инфракрасного приемника радиометра на уровне 95–105 К и являющийся наиболее чувствительным к электризации элементом.

Анализ конструкции РХ показал, что существовали серьезные опасения по поводу возможности обеспечения безотказного функционирования инфракрасного датчика. В первоначальном варианте РХ тепловые экраны (двусторонне металлизированные пленки лавсана) оказались изолированными друг от друга и от корпуса КА не только в тепловом отношении, но и электрически.

Подобная конструкция могла оказаться идеальной для сбора электронов во время магнитной суббури в магнитосфере Земли, создавая потенциалы до нескольких киловольт относительно корпуса аппарата и вызывая электрические разряды на диэлектрических покрытиях и между корпусом и металлическими слоями. Действительно, предварительные оценки показали, что следует ожидать появления больших отрицательных потенциалов на металлизированных покрытиях тепловых экранов и фланце-отражателе до 5–7 кВ в момент суббури. Прямым следствием электрического заряжения РХ могло быть искрение по кромке монтажной площадки инфракрасного датчика.

При постановке лабораторных экспериментов встала задача моделирования реальных условий заряжения КА на геостационарной орбите. По условиям эксплуатации холодильника в составе аппарата его засветка Солнцем практически отсутствует, а в тот непродолжительный период, когда это происходит, освещается только небольшая часть внешнего его раструба. Таким образом, влияние фотоэмиссии с поверхности металлизированных (и открытых) диэлектрических экранов отсутствует. В связи с этим эксперименты должны ставиться в полной темноте.

Воспроизведение временной зависимости интенсивности изотропных потоков электронов сложного энергетического спектра в области энергий от 0,1 до 50 кэВ во время типичной суббури не представляется возможным, однако в этом и нет прямой необходимости. Основным проявлением заряжения КА являются дифференциальная зарядка аппарата (т. е. появления мозаичного профиля потенциала на его поверхности с ходом до нескольких кВ) и электростатические разряды, и связанные с ними помехи. Возможно повреждение наиболее чувствительных электрооптических систем. Первый фактор не представляет никакой опасности с точки зрения работоспособности КА. Ос-

новная опасность исходит от второго фактора. Поэтому задача состояла в корректном воспроизведении условий возникновения электростатических разрядов и принятии инженерных мероприятий для их подавления.

Наиболее жесткие требования к экспериментальному определению стойкости КА к факторам электризации возникают при его облучении в темноте электронами с энергией порядка 20 кэВ при плотности потока 10^{-9} – 10^{-8} А/см² при условии, что корпус объекта находится под потенциалом Земли.

В связи с вышеизложенным лабораторные испытания полномасштабной модели РХ проведены в вакуумной камере (длина около 2 м, диаметр около 1,8 м), снабженной электронной пушкой, обеспечивающей однородное облучение холодильника (диаметр 0,83 м, высота 0,6 м), расположенного в центре камеры на расстоянии 1,5 м от среза анода пушки. Неоднородность пучка по площади облучения не превышала 15%. Энергия электронов составляла 30 кэВ, плотность тока пучка при облучении холодильника могла изменяться в пределах 10^{-9} – 10^{-6} А/см². Ток пучка непрерывно контролировался с помощью цилиндров Фарадея и корректировался каждые несколько минут. Рабочий вакуум в камере при облучении составлял 10^{-5} мм рт. ст. Модель холодильника подвешивалась под углом 45° к направлению электронного потока. Это обеспечивало одновременное облучение боковой поверхности холодильника, фланца-отражателя и внутренних тепловых экранов.

Регистрировались следующие характеристики:

- потенциалы всех внутренних тепловых экранов;
- потенциал зеркала фланца-отражателя;
- электрические разряды с помощью рамочной антенны, расположенной за образцом РХ;
- помехи в цепи фоторезистора.

Дополнительно проводили визуальное наблюдение за разрядными процессами на образце РХ.

Установлено, что внутренние тепловые экраны РХ заряжаются отрицательно относительно корпуса до потенциала порядка 5,2 кВ. При плотности тока электронов 1 нА/см² уже начали наблюдаться электростатические разряды в цепи фоторезистора с амплитудой ≈ 1 В на нагрузочном сопротивлении 50 Ом с частотой 1 разряд за 20 мин. С увеличением плотности тока частота разрядов и их амплитуда возрастали, достигая 15 В.

Величина отрицательного потенциала центрального теплового экрана составила 2,1 кВ, а фланца-отражателя 0,6 кВ.

В случае облучения внешней боковой поверхности РХ возникали электрические разряды между экранами и металлическими заземленными частями корпуса РХ, между диэлектрической поверхностью наружного экрана и корпусом РХ. Наблюдалось даже прогорание диэлектрических экранов. Таким образом, лабораторные испытания образца РХ полностью подтвердили наихудшие опасения. В связи с этим в конструкцию РХ были внесены необходимые изменения.

Во-первых, все металлизированные покрытия тепловых экранов были гальванически соединены между собой, а через проволочные резисторы сопротивлением 30 Ом и с корпусом РХ.

Во-вторых, фланец-отражатель был гальванически соединен с корпусом РХ. Модифицированный образец РХ был испытан по той же самой программе, что и раньше, и показал полное отсутствие эффектов заряжения и дуговых разрядов даже при максимальной плотности потока электронов на модели РХ, равной 1 мкА/см².

Единственным источником помех в цепи фоторезистора оказались шумовые сигналы от редких разрядов на внешней диэлектрической поверхности односторонне-металлизированной пленки ПЭТФ-ОА. Однако их амплитуда оказалась достаточно малой <1,5 мВ/50 Ом и уже не представляла прямой опасности для нормального функционирования фоторезистора.

На КА «Электро» № 1 использовали модифицированный РХ. Его успешная эксплуатация на геостационарной орбите свидетельствует об успешном решении проблемы электризации применительно к данному КА.

Тяжелые ионы космического пространства. В состав бортового комплекса управления КА «Электро» № 1, состоящая из двух блоков управления, включающих микросхемы оперативных запоминающих устройств (537 РУ9) с организацией 2к×8.

Присутствие на геостационарной орбите потоков ионов галактических космических лучей, как и потоков солнечных космических лучей в годы высокой солнечной активности, является причиной повышенной интенсивности одиночных сбоев интегральных микросхем. Для борьбы с этим нежелательным явлением, способным привести к временной потере работоспособности научной аппаратуры КА, в бортовой системе управления были предусмотрены аппаратные и программные средства контроля, реконфигурации и рестарта. Центральные процессоры и память в каждом блоке построены по троированной мажоритарной схеме, что обеспечивает функционирование центральной части при любой одиночной ошибке в одном из трех идентичных модулей.

Ликвидация последствий сбоев достигается благодаря свойству так называемой ресинхронизации, заключающейся в том, что в оперативную память процессорного модуля, подвергшегося воздействию сбоя, автоматически переписывается информация из двух других правильно функционирующих модулей («выравнивание» содержимого оперативного запоминающего устройства всех трех модулей – процедура «легкого» рестарта). Для этого значение каждой ячейки памяти всех трех модулей считывается через схему голосования и затем с выхода этой схемы заносится в ту же ячейку.

Во время ресинхронизации блокируется контроль работоспособности этого модуля. Сообщение о каждом сбое по каналу телеметрии передается на Землю с привязкой к реальному времени.

Обнаруживание сбоев и ресинхронизация осуществляются с помощью специального программного комплекса, входящего в программное обеспечение бортовой системы управления (программа обеспечения живучести).

Такая схема построения бортовой системы управления выбрана для обеспечения работоспособности блоков аппаратуры при искажении информации из-за случайных одиночных сбоев и даже при отказе одного из модулей.

По оценкам средняя интенсивность одиночных сбоев в бортовой системе управления должна составлять от 0,1 сбоев/сутки в условиях минимума солнечной активности, до 0,5 сбоев/сутки в условиях максимума солнечной активности, что при выбранной схеме двух блоков управления практически исключает возможность появления отказов в работе бортовой управляющей системе КА «Электрон» № 1. Действительное среднее значение интенсивности одиночных сбоев в управляющей системе, измеренное уже на орбите в течение 1995–1997 гг., попадает в интервал расчетных значений.

Особенности электризации КА на полярных орбитах

В настоящее время за рубежом уделяется большое внимание электризации КА, эксплуатируемых на низких полярных орбитах. В отличие от геостационарных КА здесь опасность заряжения внешних диэлектрических покрытий самого аппарата или защитных стекол солнечных батарей до высоких потенциалов относительно космической плазмы (порядка единиц киловольт) резко снижается. Это происходит за счет возросшей плотности холодной плазмы на низких околоземных орбитах по сравнению с ГСО. Прекрасный обзор по этим вопросам представлен в специальном номере журнала «IEEE Transactions on Plasma Science», October 2006, Vol. 34, N 5. Ниже приводится сводка основных результатов из этого специального выпуска журнала.

Основная опасность от электризации КА на полярной орбите связана с выпадениями авроральных электронов с максимальной энергией порядка нескольких десятков килоэлектронвольт. Например, частота выпадения авроральных электронов с плотностью потока $1,6 \text{ нА/см}^2$ для электронов с энергией выше 1 кэВ составляет несколько единиц в год, а при снижении плотности потока на порядок – возрастает почти в 100 раз. Наихудший случай с точки зрения электризации заключается в совпадении выпадения авроральных электронов при максимуме плотности потока с минимумом плотности холодной плазмы (порядка 100 см^{-3}). В этом случае в районе Северного полюса (высота орбиты около 700 км) возможно появление потенциала защитных стекол солнечной батареи минус 7 кВ, что достаточно для инициирования искрового разряда, переходящего в дугу, с непредсказуемыми последствиями для батареи. Считается, что именно по этой причине был потерян КА ADEOS-II (Midori-II).

Японский КА ALOS (Advanced Land Observing Satellite) был запущен в январе 2006 г. на солнечно-синхронную орбиту высотой 690 км с наклоном $98,2^\circ$. Размер крыла солнечной батареи $22 \times 3 \text{ м}^2$, которое по своему размеру уступает только размеру крыла международной космической станции. Суммарная мощность батареи к концу срока активного существования 7 кВт (выходное напряжение 57 В).

Анализ показал, что наиболее опасная ситуация возникает, когда спутник проходит над полюсом после длительного пребывания в тени Земли в течение 1200 с (20 мин), входя на освещенную часть орбиты в точке с координатами: широта 68° , долгота 86° . В это время панели солнечной батареи

направлены прямо на солнце и движутся со скоростью 7,2 км/с. В этих условиях тыльная сторона батареи оказывается недоступной для обдувания холодной плазмой, а быстрые авроральные электроны практически без ослабления достигают ее, заряжая ее до -7 кВ при плотности потока $1,6$ нА/см². Таким образом, в наихудшем случае на батарее все же создаются условия для возникновения искровых разрядов. Поэтому разработчикам солнечной батареи пришлось принимать специальные схемные решения (применение байпасных диодов) для предотвращения перехода искрового разряда в дуговой. Как показали наземные вакуумные испытания с использованием электронных пушек это им удалось: многочисленные искровые разряды при зарядке защитных стекол и полимерной изоляции до -7 кВ так и не перешли в дуговой, что неизбежно привело бы к выходу батареи из строя.

Кроме обеспечения безотказности функционирования КА в условиях воздействия мощных потоков авроральных электронов, определенную озабоченность вызывают также вопросы, связанные с общей зарядкой аппарата относительно космической плазмы до отрицательных потенциалов порядка нескольких десятков вольт. Опыт эксплуатации предыдущих спутников в этом смысле очень полезен.

Прежде всего, это КА Freja, запущенный в октябре 1992 г. на полярную орбиту (апогей 1763 км, перигей 590 км) для изучения авроральной плазмифизики, включая измерение общей зарядки аппарата. Аппарат прекратил активное существование на орбите в июне 1995 г.

Второй объект – это спутник DMSP (Defense Meteorological Satellite Program) со сроком активного существования 12 лет (близкая к круговой орбита на высоте приблизительно 840 км).

Оба спутника были оснащены спектрографической аппаратурой для регистрации потоков быстрых электронов в диапазонах 10 эВ– 30 кэВ и 5 – 100 кэВ, а также плотности космической плазмы с помощью зонда Лэнгмюра. Если на первом из них было зарегистрировано 39 событий общей зарядки КА ниже -100 В (за 1,5 года непрерывного мониторинга), то на втором их число возросло до 1253 события. Отмечается, что подобная зарядка КА не происходит, если плотность холодной плазмы превышает 2000 см⁻³, и случается очень редко при плотности плазмы в районе 1000 см⁻³. Численное моделирование общей и дифференциальной зарядки КА Freja для слабых и умеренных событий показало удовлетворительное совпадение с данными натурных измерений. Редкие события сильной зарядки промоделировать расчетным путем пока не удалось.

Литература

1. Физико-математическая модель электризации ИСЗ на геостационарной и высокоэллиптических орбитах / В.Н. Милеев, Л.С. Новиков // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. – Вып. 86. – М.: Наука. – 1989. – С. 64–98.

2. Электризация космических аппаратов в магнитосферной плазме / Л.С. Новиков, В.Н. Милеев, К.К. Крупников, А.А. Маклецов // Модель космоса. Т. 2 / под. ред. проф. Л.С. Новикова. – М.: КДУ, 2007. – С. 236–275.
3. Исследование электризации моделей космических аппаратов в лабораторных условиях / В.М. Антонов, А.Г. Пономаренко, О.С. Графодатский, Ш.Н. Исляев // Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. – Вып. 86. – М.: Наука, 1989. – С. 45–63.
4. Радиационное накопление заряда в твердых диэлектриках и методы его диагностики / С.Г. Боев, В.Я. Ушаков. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 240 с.: ил.
5. К феноменологической модели накопления объемного заряда при высокоэнергетической инжекции электронов в высокоомные материалы / О.Б. Евдокимов, Ю.А. Соловьев // Изв. вузов. Физика. – 1980. – № 5. – С. 96–98.
6. Charge dynamics for electron-irradiated polymer-foil electrets / V. Gross, G.M. Sessler, J.E. West // J. Appl. Phys., 1974. – V. 45. – № 7. – P. 2841–2851.
7. Диэлектрические свойства полимеров в полях ионизирующих излучений / А.П. Тютнев, В.С. Саенко, Е.Д. Пожидаев, Н.С. Костюков. – М.: Наука. – 2005. – 453 с.: ил.
8. Space charging currents and their effects on spacecraft systems / J.B. Reagan, R.E. Meyerott, E.E. Gaines, R.W. Nightingale, P.C. Filhert, W.L. Imhof // IEEE Trans. Electrical Insul. – 1983. – V. 18. – № 3. – P. 354–365.
9. Обеспечение стойкости бортовой радиоэлектронной аппаратуры космических аппаратов к воздействиям электростатических разрядов / А.Б. Соколов: Дисс. на соиск. степ. д-ра техн. наук. – М.: МГИЭМ (ТУ), 2009.
10. Электризация полимерных диэлектриков потоками электронов на геостационарной орбите / Д.Н. Садовничий, А.П. Тютнев, Ю.М. Милехин, В.С. Саенко, Е.Д. Пожидаев // Перспективные материалы. – 2004. – №2. – С. 15–19.
11. Повышение стойкости космических летательных аппаратов к воздействию факторов электризации / В.С. Саенко: Дисс. на соиск. степ. д-ра техн. наук. – М.: МГИЭМ (ТУ), 1998.
12. Радиационно-электрические явления в диэлектрических материалах космических аппаратов при электризации / Н.И. Ягушкин, О.С. Графодатский, Ш.Н. Исляев, А.И. Сергеев, Л.Ф. Смекалин // Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. – Вып. 86. – М.: Наука, 1989. – С. 131–168.
13. Исследование радиационно-электрических процессов в диэлектриках при облучении электронами с энергией до 100 кэВ / Н.И. Ягушкин, А.И. Сергеев, Э.А. Гостишев. // Модель космоса. Т. 2 / под. ред. проф. Л.С. Новикова. – М.: КДУ. – 2007. – С. 343–360.
14. Electrostatic charging and arc discharges on satellite dielectrics simulated by electron beam / H. Fujii, Y. Shibuya, T. Abe, R. Kasai, H. Nishimoto // J.Spacecraft and Rockets. – 1988. – V. 25. – № 2. – P. 156–161.
15. Radiation-induced electrical discharges in complex structures / A.R. Frederickson, L. Levy, C.L. Enloe // IEEE Trans. Electr. Insulation. – 1992. – V. 27. – № 6. – P. 1166–1178.
16. Electron charging of metallized fabrics for spacecraft thermal blankets Proc. 6th Int. Symp. on Materials in a Space Environment / A.P. Tyutnev, V.N. Tarasov, 120

- A.I. Karpechin, V.S. Saenko, V.P. Khodnenko, E.D. Pozhidaev, G.V. Babkin. – ESTEC. Noordwijk. – 1994. – P. 341–348.
17. The nature of electrostatic discharges as studied during preflight laboratory testing of Electro spacecraft / A.P. Tyutnev, V.P. Khodnenko, D.N. Sadovnichii, E.S. Yushkov, L.S. Novikov // Proc. 7th Int. Symp. on Materials in a Space Environment. ESTEC. Toulouse. – 1997. – P. 101–106.
18. Радиационная электропроводность полимеров при длительном облучении / А.П. Тютнев, В.С. Саенко, И.А. Смирнов, Е.Д. Пожидаев // Химия высоких энергий. – 2006. – Т. 40. – № 5. – С. 364–375.
19. Phenomenology of e-irradiated polymer breakdown / J.P. Marque // Vacuum. – 1989. – V. 39. – № 5. – P. 443–452.
20. Повышение стойкости космических аппаратов к воздействию поражающих факторов электризации / Е.Д. Пожидаев, В.С. Саенко, И.А. Смирнов, Г.В. Бабкин, Е.П. Морозов, А.П. Тютнев, А.А. Флоридов, А.Н. Доронин // Космонавтика и ракетостроение. – 2003. – Т. 30. – № 1. – С. 32–35.
21. Potentials of surfaces in space / E.C. Whipple // Rep. Prog. Phys. – 1981. – V. 44. – № 11. – P. 1197–1250.
22. Электронно-тепловые и детонационные процессы при электрическом пробое твердых диэлектриков / Ю.Н. Вершинин. – Екатеринбург: Наука, 2000. – 258 с.: ил.
23. Measurement of charge storage and leakage in polyimides / A.R. Frederickson, C.E. Benson, J.F. Bockman // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. – 2003. – V. 208. – P. 454–460.
24. Комплексное исследование влияния факторов космического пространства на работоспособность КА «Электро» / А.П. Тютнев, В.П. Ходненко, Н.В. Кузнецов, М.В. Шацкий, И.С. Колтыпин // Труды ВНИИЭМ. – 1998. – Т. 98. – С. 94–103.

Научное издание

**Безродных Иннокентий Петрович, канд. физ.-мат. наук,
ст. научн. сотрудник отдела физики плазмы ИКИ РАН,
Тютнев Андрей Павлович, д-р физ.-мат. наук, профессор НИУ ВШЭ,
Семёнов Владимир Тимофеевич, начальник лаборатории
АО «Корпорация «ВНИИЭМ»**

РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В КОСМОСЕ
ЧАСТЬ 2. ВОЗДЕЙСТВИЕ КОСМИЧЕСКОЙ РАДИАЦИИ
НА ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ

Монография

Редакторы *А.Б. Алабужева, Т.Б. Панкратова*
Корректор *Е.В. Фаррахова*

Подписано в печать 14. 03. 2016.
Формат 70 × 100 1/16.
Печ. л. 9,8. Тираж 300 экз.

Адрес редакции:
АО «Корпорация «ВНИИЭМ»,
107078, Российская Федерация, г. Москва, ул. Вольная, д. 30.
Тел.: (495) 365-30-63.
E-mail: redactori@mail.ru.

Отпечатано в ООО «САМ-ПОЛИГРАФИСТ»
Москва, Протопоповский пер., д. 6. Тел.: (495) 545-37-10.
www.onebook.ru.