

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«САМАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АЭРОКОСМИЧЕСКИЙ  
УНИВЕРСИТЕТ имени академика С.П. КОРОЛЕВА  
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)» (СГАУ)

*А.М. ТЕЛЕГИН, Н.Д. СЕМКИН*

# КОСМИЧЕСКАЯ ПЫЛЬ И ЕЁ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С КОСМИЧЕСКИМИ АППАРАТАМИ

Рекомендовано редакционно-издательским советом федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королева (национальный исследовательский университет)» в качестве учебного пособия для студентов, обучающихся по программе высшего образования по направлению подготовки бакалавров 24.03.01 Ракетные комплексы и космонавтика

САМАРА  
Издательство СГАУ  
2015

УДК 629.78(075)

ББК 39.6я7

Т311

Рецензенты: д-р техн. наук, проф. кафедры электротехники СГАУ

Б. В. С к в о р ц о в;

канд. техн. наук, нач. отдела 1103 РКЦ ПРОГРЕСС

В. И. А б р а ш к и н

*Телегин А.М.*

Т311 **Космическая пыль и её взаимодействие с космическими аппаратами:** учеб. пособие / *А.М. Телегин, Н.Д. Семкин.* – Самара: Изд-во СГАУ, 2015. – 124 с.

**ISBN 978-5-7883-1029-9**

В учебном пособии обобщены научные данные и собственные экспериментальные и теоретические результаты авторов в области построения устройств для регистрации микрометеороидов и частиц космического мусора. Рассмотрены модели высокоскоростного взаимодействия твердых тел. Приведены различные конструкции экспериментальных стендов для наземных испытаний, результаты испытаний.

Может быть полезно для студентов, аспирантов, инженеров соответствующих специальностей в области космического приборостроения, а также для научных работников предприятий космического профиля.

УДК 629.78(075)

ББК 39.6я7

**ISBN 978-5-7883-1029-9**

© СГАУ, 2015

## СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	5
1 МЕТЕОРНАЯ МАТЕРИЯ И ОБЪЕКТЫ ИСКУССТВЕННОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ В КОСМИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ.....	7
1.1 Общие сведения о метеорных и техногенных телах.....	7
1.2 Модели и стандарты потоков твердых частиц в космическом пространстве.....	11
1.3 Методы исследования метеорной материи и космического мусора..	12
1.4 Основные типы ускорителей твердых частиц.....	15
1.4.1 Электростатический метод ускорения твердых частиц.....	17
1.4.2 Испытательные стенды на базе баллистических газовых установок.....	24
1.4.3 Ускорение металлических частиц лазерным излучением.....	25
1.5 Список использованной литературы.....	28
2 ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ УДАРЕ.....	32
2.1 Ударные адиабаты.....	36
2.2 Методы исследования в физике высоких давлений.....	37
2.3 Исследования физических явлений при ударе.....	39
2.3.1 Электростатическая и электромагнитная индукция.....	39
2.3.2 Эмиссия заряженных частиц и электромагнитное излучение из области высокоскоростного удара.....	40
2.3.3 Вакуумный пробой промежутка «частица – преграда».....	44
2.3.4 Внесение вещества частицы в преграду.....	45
2.3.5 Пьезоэффект при ударном взаимодействии частиц с преградой.....	45
2.3.6 Свечение ударносжатого люминофора в условиях высокого давления, инициируемого высокоскоростным взаимодействием частицы с веществом люминофора.....	46
2.3.7 Фотоэмиссия при высокоскоростном ударе.....	49
2.3.8 Образование кратера и пробивание тонких преград при высокоскоростном ударе.....	50
2.3.9 Разрушение заряженных твердых объемных диэлектриков при высокоскоростном ударе микронных частиц.....	54
2.3.10 Ионизация вещества частицы и преграды при высокоскоростном ударе.....	58
2.3.11 Групповое высокоскоростное взаимодействие потоков частиц с твердым веществом.....	58
2.3.12 Проводимость диэлектриков и полупроводников под высоким давлением.....	59
2.4 Ударные воздействия на тонкие пленки и конденсаторные датчики..	67
2.5 Исследование воздействия ударов микрочастиц на солнечные батареи КА.....	69
2.6 Список использованной литературы.....	73

3 ПРИБОРЫ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ И ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ БЫСТРЫХ МИКРОЧАСТИЦ.....	81
3.1 Методы и средства регистрации частиц естественного и искусственного происхождения на основе тонких пленок.....	83
3.2 Комбинированные датчики.....	84
3.3 Пленочные конструкции на основе резистивных проводников.....	85
3.4 Датчик на основе пьезоэффекта.....	92
3.5 Матрица тонкопленочных конденсаторов.....	97
3.6 Датчик на основе регистрации ударной вспышки.....	98
3.7 Полупроводниковые датчики.....	100
3.8 Датчик на основе теплового эффекта при ударе.....	101
3.9 Сферический пленочный датчик.....	104
3.10 Несколько современных детекторов пылевых частиц.....	105
3.10.1 LDEX.....	105
3.10.2 DTS.....	106
3.10.3 ELDA.....	107
3.10.4 LAMA.....	108
3.10.5 NDA.....	108
3.11 Датчик МЕТЕОР, установленный на малом космическом аппарате АИСТ.....	109
3.12 Список использованной литературы.....	118
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	121

## ВВЕДЕНИЕ

Столкновения космических аппаратов (КА) с метеорными телами и с объектами, входящими в состав космического мусора, относятся к числу важнейших факторов, вызывающих повреждения и разрушения КА. Характер повреждений зависит в первую очередь от размеров сталкивающихся с КА тел и скоростей соударения, значения которых лежат в диапазоне  $\sim 1 - 50 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ .

Твердые частицы с поперечными размерами менее 1 мм можно рассматривать как постоянно воздействующий на КА фактор, характеризующийся плотностью их потока. Для более крупных тел обычно вычисляется вероятность их столкновения с КА или с отдельными фрагментами конструкции за некоторый временной интервал.

При указанных скоростях соударения происходит интенсивное энерговыделение в ограниченном объеме вещества, сопровождающееся формированием ударных волн с последующими механическими разрушениями, плавлением, испарением и термической ионизацией образующихся паров. Удары частиц с поперечными размерами более 0,5–1 см могут создавать сквозные пробоины в стенках КА и приводить к катастрофическим разрушениям. Удары же мелких частиц вызывают образование на поверхности КА кратеров и царапин, а при большом количестве ударов – заметную эрозию поверхности. В наибольшей степени страдают от ударов мелких частиц различные оптические элементы: иллюминаторы, линзы, защитные стекла, зеркала и т. д. Выбросы плазмы и световые вспышки, являющиеся следствием сильного разогрева вещества в зоне высокоскоростного удара, могут оказывать негативное воздействие на датчики научной аппаратуры и некоторые узлы электротехнического и радиотехнического оборудования КА.

Исследования явлений, возникающих при высокоскоростном соударении твердых тел, весьма важны для разработки методов защиты КА, а также методов регистрации и измерения параметров объектов, входящих в состав метеорной материи и космического мусора. Такие исследования представляют и самостоятельный научный интерес, поскольку многие детали сопровождающих высокоскоростной удар процессов плазмообразования, эмиссии электронов и ионов, возникновения световых вспышек инициирования электрических разрядов и т. д. пока изучены недостаточно.

Следует отметить, что начавшееся в последние годы изучение метеорных частиц с помощью приборов, устанавливаемых на КА, дает ценнейшую информацию об элементном составе частиц и пространственно-временных характеристиках их потоков, необходимую для решения фундаментальных проблем космофизики и космологии.

В настоящем учебном пособии приведены некоторые практически важные сведения о метеорной материи и космических объектах искусственного происхождения, рассмотрены физические явления, возникающие при высокоскоростном ударе, описаны методы ускорения твердых частиц в лабораторных условиях, а также методы регистрации частиц и измерения их параметров, используемые в лабораторных исследованиях и в космических экспериментах, изложены принципы защиты КА от воздействия высокоскоростных частиц. При этом основное внимание уделено рассмотрению воздействия на КА частиц размером меньше 1 мм.

# 1 МЕТЕОРНАЯ МАТЕРИЯ И ОБЪЕКТЫ ИСКУССТВЕННОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ В КОСМИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ

## 1.1 Общие сведения о метеорных и техногенных телах

К метеорным телам (их называют также *метеороидами*) относятся движущиеся в Солнечной системе тела с поперечными размерами от нескольких десятков метров до долей микрометра. Скорости метеорных тел относительно Земли лежат в интервале  $\sim 10 - 70 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$  в зависимости от направления прихода. При определении скорости столкновения КА с метеорным телом необходимо принимать во внимание также собственную орбитальную скорость КА ( $\sim 8 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ ) и угол между векторами скорости сталкивающихся объектов. С учетом распределения метеорных тел по скоростям и данных об их пространственном распределении в околоземном космическом пространстве (ОКП) рекомендовано использовать при оценке опасности столкновения КА с метеорными телами среднее значение относительной скорости  $20 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$  [1].

Различают каменные метеороиды, плотность вещества которых близка к  $3 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ , и железные – с плотностью  $\sim 7,8 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ . В некоторых классификациях вводят также метеороиды с промежуточными значениями плотности. Для микрометеорных частиц в оценочных расчетах рекомендовано принимать значение плотности  $1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$  [1].

При входе в атмосферу Земли большая часть метеорных тел сгорает в интервале высот  $\sim 60 - 110 \text{ км}$ , образуя светящийся след, который называют *метеором*. Остатки метеорных тел, достигающие поверхности Земли, называют *метеоритами*.

Частицы с поперечными размерами менее  $1 \text{ мм}$  принято называть *микрометеороидами*. Частицы микронных размеров могут не сгорать полностью при торможении в верхней атмосфере Земли. В результате такие частицы некоторое время пребывают в атмосфере, постепенно оседая на земную поверхность.

Луна, в отличие от Земли, не имеет атмосферы, поэтому метеорные тела беспрестанно бомбардируют ее поверхность. При ударах метеорных частиц о поверхность Луны возникают вторичные частицы – осколки лунного грунта, разлетающиеся по баллистическим траекториям. Концентрация вторичных частиц в окрестности Луны превышает концентрацию первичных метеороидов. Основная масса осколков лунного грунта имеет скорость меньше  $1 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ .

На Марсе наблюдаются пылевые бури, во время которых поднимаются с поверхности и переносятся частицы грунта размером 1–10 мкм. Скорость частиц достигает 100–150 м/с, а плотность потока переносимой массы вещества –  $10^{-5}$  кг·м<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>.

В некоторых уникальных космических экспериментах приходится встречаться с существенно иными условиями бомбардировки поверхности КА твердыми частицами. Например, при проведении в 1986 г. международного эксперимента по исследованию кометы Галлея созданные в нашей стране космические станции «Вега-1» и «Вега-2» прошли через газопылевую оболочку ядра кометы на расстоянии 8–9 тыс. км от него. При этом скорость станций относительно кометы, т. е. скорость соударений с пылевыми частицами, была близка к  $80 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ , а плотность потока частиц достигала  $10^2$ – $10^3 \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  [2].

Плотность потока метеороидов и тел искусственного происхождения в ОКП быстро убывает с ростом их размеров (рис. 1.1) [3, 4]. Из рисунка видно, что в области низких орбит плотность потока техногенных тел с размерами меньше 10 мкм и больше 1 мм уже заметно превышает плотность потока метеороидов соответствующих размеров.

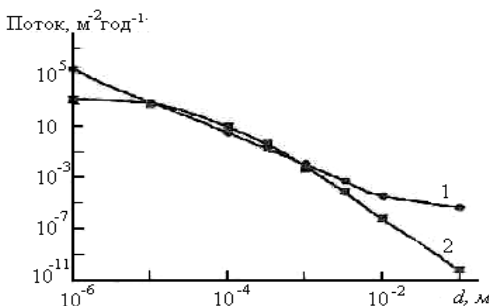


Рисунок 1.1 – Соотношение потоков техногенных объектов (1) и метеороидов (2) различных размеров в области низких околоземных орбит

На околоземных орбитах в настоящее время находится около 9 тысяч техногенных объектов с поперечными размерами более ~10 см, регулярно отслеживаемых с помощью наземных радиолокационных и оптических средств. Такие объекты вносятся в специальные каталоги.

Помимо этого, на околоземных орбитах присутствуют в значительном количестве более мелкие осколки, образующиеся при срабатывании различных пиротехнических устройств, при случайных или преднамеренных взрывах КА, а также при столкновениях техногенных объектов между собой или с метеорными телами.



В процессе эксплуатации космической техники происходит также засорение ОКП твердыми частицами малых размеров. Частицы диаметром  $\sim 1\text{--}10$  мкм образуются в большом количестве при работе твердотопливных ракетных двигателей. Более крупные частицы (чешуйки красок, эмалей) отделяются от поверхности КА, подвергающейся воздействию разнообразных факторов космического пространства (вакуум, плазма, солнечное излучение, потоки электронов и ионов высоких энергий). Существуют и некоторые другие источники подобных частиц.

За последние несколько лет получены новые экспериментальные данные, позволяющие достаточно точно охарактеризовать состав космического мусора. На рис. 1.2 показано распределение по размерам суммарного числа техногенных объектов в области низких околоземных орбит с указанием состава и происхождения этих объектов [5] и плотности их потока на разных высотах [6].

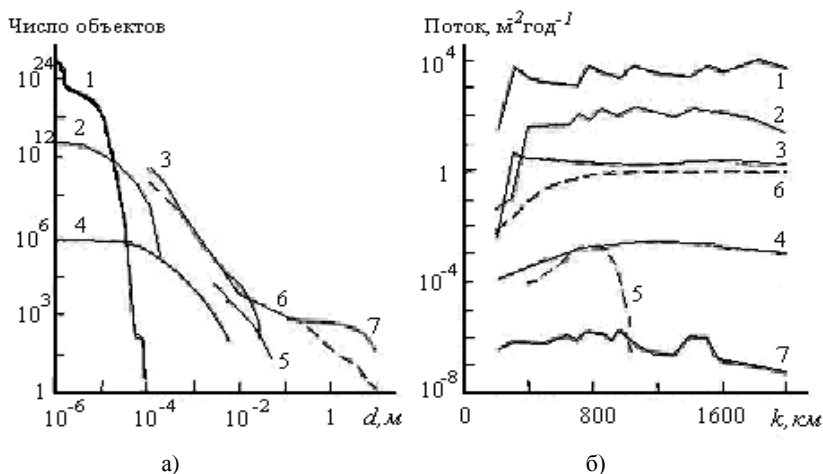


Рисунок 1.2 – Распределение по размерам суммарного числа техногенных объектов в области низких околоземных орбит (а) и зависимость плотности их потока от высоты (б): 1 – частицы  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , выбрасываемые при работе твердотопливных ракетных двигателей; 2 – чешуйки краски, отделяющиеся от поверхности КА; 3 – шлак, выбрасываемый твердотопливными ракетными двигателями после окончания горения; 4 – частицы, выбиваемые с поверхности КА ударами окружающих тел; 5 – капельки Na и K, образовавшиеся при разрушении КА с ядерным энергетическим источником; 6 – фрагменты разрушившихся космических объектов; 7 – каталогизированные объекты

Поскольку на околоземных орбитах все искусственные объекты движутся с низкими скоростями ( $\sim 8 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ ), скорости столкновения объектов могут лежать в диапазоне  $\sim 0,1\text{--}16 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ , в зависимости от взаимной ориентации их орбит. Для моделирования и оценки опасности столкновений КА с телами, входящими в состав космического мусора, рекомендовано использовать значение средней относительной скорости  $10 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ , при этом средняя плотность техногенных частиц принимается равной  $4,0 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$  [1].

На рис. 1.3 приведены расчетные значения времени жизни микрочастиц в ОКП в зависимости от их размера и начальной высоты [7]. Видно, что продолжительность нахождения частиц в ОКП сокращается с уменьшением их размера. Вместе с тем данные показывают, что количество техногенных частиц в области низких околоземных орбит возрастает с уменьшением их диаметра. Это свидетельствует о высокой интенсивности источников мелких частиц, например, частиц  $\text{AlO}_3$ , чешуек краски и т. д.

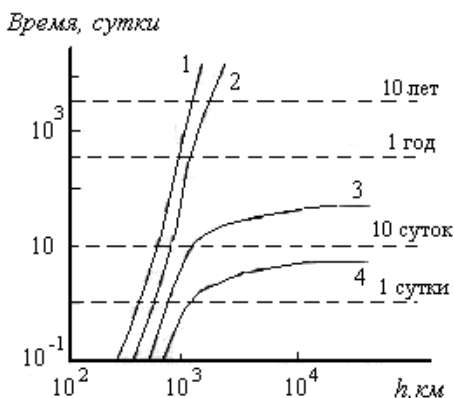


Рисунок 1.3 – Время жизни мелких частиц космического мусора в зависимости от их начальной высоты  $H$  и размера  $d$ :  
 1 –  $10^{-3}$  м; 2 –  $10^{-4}$  м; 3 –  $10^{-5}$  м; 4 –  $10^{-6}$  м

Одним из механизмов увеличения популяции космического мусора в ОКП являются взаимные столкновения техногенных объектов. Результаты расчета числа техногенных частиц разных размеров, образующихся за счет действия указанного механизма в интервале высот 900–1100 км в течение года [8], показаны на рис. 1.4, из которого что при столкновениях образуются преимущественно мелкие частицы.

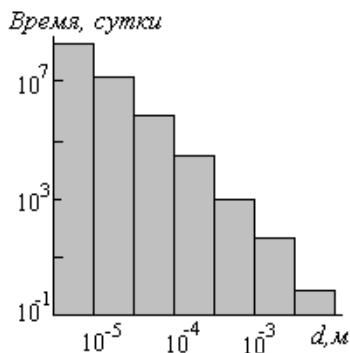


Рисунок 1.4 – Число частиц, образующихся за счет столкновений техногенных тел в интервале высот 900–1100 км в течение года

## 1.2 Модели и стандарты потоков твердых частиц в космическом пространстве

Модели потоков твердых частиц, как и модели других составляющих космической среды (плазмы, потоков электронов и ионов высоких энергий и др.), представляют собой совокупность некоторых физических положений и математических средств, позволяющих описывать наиболее важные характеристики рассматриваемых составляющих и закономерности пространственно-временных вариаций этих характеристик. Применительно к потокам твердых частиц как естественного, так и искусственного происхождения модели должны описывать прежде всего распределение частиц по массам (размерам), зависимость плотности потока от высоты, изменение плотности потока на коротких и длительных временных интервалах.

С помощью моделей решаются различные научные и прикладные задачи. В первую очередь, на их основе рассчитываются вероятности столкновения космических объектов. Второй важнейшей задачей модельных расчетов является прогнозирование изменения количества техногенных объектов в разных областях ОКП. Для решения этой задачи в моделях задаются характеристики механизмов генерации и удаления техногенных объектов, а также закономерности изменения указанных механизмов. При решении прогностических задач часто требуется привлечение вспомогательных моделей, например, модели фрагментации космических тел при соударении, модели разлета осколков после их образования, модели торможения объектов в верхней атмосфере Земли и др.

В последние годы разработан ряд новых моделей, позволяющих оценивать и прогнозировать потоки техногенных частиц для разных орбит и производить расчетные оценки возможных повреждений поверхности и элементов открытого оборудования КА в результате ударных воздействий [9].

В нашей стране создана и успешно используется модель, известная в международной практике как SDPA (*Space Debris Prediction and Analysis*) [10, 11]. На ее основе создан государственный стандарт.

Под эгидой Европейского космического агентства разработана модель MASTER (*Meteoroid And Space debris Terrestrial Environment Reference model*) [12], включающая описание как метеорных тел, так и космического мусора. В США разработаны модели ORDEM (*Orbital Debris Engineering Model*) [13] и EVOLVE [14]. Первая, как следует из ее названия, предназначена для проведения инженерных расчетов и реализуется на персональных компьютерах средней производительности. Вторая модель используется преимущественно для составления долгосрочных прогнозов изменения (эволюции) степени засоренности ОКП космическим мусором и требует для ее реализации более высоких вычислительных мощностей.

Все модели и стандарты основываются на экспериментальных данных о потоках метеорных тел и искусственных объектов в ОКП и обновляются по мере поступления дополнительных данных.

### **1.3 Методы исследования метеорной материи и космического мусора**

Полнота и достоверность данных о количестве, размерах и пространственном распределении искусственных космических объектов определяются, прежде всего, техническим уровнем средств наблюдения.

Данные о количестве и параметрах метеорных тел, вторгающихся в атмосферу Земли, получают на основании наблюдений создаваемых ими светящихся следов – метеоров, которые уже упоминались выше. Визуальные наблюдения следов дают информацию о метеорных телах с массами более  $10^{-3}$ – $10^{-2}$  г.

Поскольку метеорный след ионизован, он может наблюдаться также с помощью радиолокаторов, регистрирующих отражение радиосигналов от следа. Применение радиолокаторов позволяет снизить нижний предел масс регистрируемых частиц до  $10^{-7}$ – $10^{-6}$  г. Кроме того, радиолокационные наблюдения обеспечивают получение информации круглосуточно вне зависимости от погоды.

Более мелкие метеорные частицы регистрируются с помощью различных детекторов, устанавливаемых на КА [15]. Физические принципы работы таких детекторов, их параметры и конструктивные особенности будут рассмотрены далее.

Достаточно крупные техногенные объекты также регистрируются с помощью наземных оптических и радиолокационных средств. При этом в отличие от метеорных тел наблюдаются, естественно, сами объекты. Наблюдения сгорания в атмосфере искусственных объектов сравнительно редки и обычно планируются заранее, как это было, например, при контролируемом спуске с орбиты станции «Мир».

Наземные оптические телескопы позволяют достаточно уверенно наблюдать на околоземных орбитах объекты диаметром более 5–10 см, хотя известны отдельные оптические наблюдения космических объектов с поперечными размерами 1–2 см [16, 17].

Большая часть используемых в настоящее время наземных радиолокационных средств позволяет надежно обнаруживать объекты с минимальными размерами в 5–23 см на высоте ~500 км. Мощный радарный комплекс Haystack/НАХ (США, штат Массачусетс), первая очередь которого была введена в строй в 1990 г., позволяет наблюдать осколки диаметром даже менее 1 см [18].

Наблюдение искусственных объектов на геостационарной орбите облегчается неподвижностью объектов относительно наземного наблюдателя. Поэтому, несмотря на значительную удаленность орбиты, с помощью интегрирующих многоимпульсных радаров и современных электронно-оптических средств удается наблюдать геостационарные объекты размером менее 1 м [19, 20].

Оптические и радиолокационные средства наблюдения техногенных объектов, а также применяемые для этих целей лазерные локаторы – лидары – могут устанавливаться и на КА, в том числе на пилотируемых орбитальных станциях. В этом случае возможна регистрация объектов размером ~1 мм на расстояниях свыше 100 км [21].

Основной объем информации о потоках техногенных микрочастиц в ОКП получен на основании лабораторного исследования возвращенных на Землю после прерывания в космосе фрагментов наружной обшивки КА, солнечных батарей (СБ) или образцов материалов. В результате анализа элементного состава остатков вещества микрочастиц в кратерах, образованных ударами, удается идентифицировать частицы естественного и искусственного происхождения. Первые такие результаты были получены после обследования ряда фрагментов ИСЗ *Solav Max*, доставленных на Землю в апреле 1984 г. экипажем корабля

«Space Shuttle» после пребывания ИСЗ на околоземной орбите более четырех лет [22]. Позднее подобные исследования были проведены с помощью ряда других ИСЗ.

На ИСЗ LDEF (Long Duration Exposure Facility), находившемся на орбите высотой ~450 км более 5,5 лет (1984–1990), были установлены мишени из различных материалов [23]. На ИСЗ EURECA (European Retrievable Carrier), возвращенном на Землю в середине 1993 г. после 324 дней пребывания на орбите высотой около 500 км, использовались специальные ловушки микрочастиц. Кроме того, были тщательно обследованы СБ этого ИСЗ [24].

В 1994 г. была доставлена на Землю солнечная батарея КА HST (Hubble Space Telescope), работавшая в космосе более 3,5 лет [25]. СБ размером 6,0×1,3 м была возвращена также с орбитальной станции «Мир» (1998) после ее функционирования на орбите более 10 лет. Послеполетные исследования этой батареи, проводившиеся российскими и американскими учеными, позволили получить обширный материал о воздействии на нее твердых частиц и других факторов [26, 27].

Для регистрации микрочастиц искусственного происхождения, как и для регистрации микрометеорных частиц, используются бортовые приборы КА, данные которых непосредственно передаются по телеметрическим каналам либо записываются в бортовые компьютеры. Достоинством таких приборов является возможность получения информации о пространственно-временном распределении потоков твердых частиц. Подобные измерения, выполненные в последние годы, позволили установить, что потоки техногенных микрочастиц распределены в ОКП весьма неравномерно [28–30].

В первых приборах для измерения потоков твердых микрочастиц, устанавливаемых на космических ракетах и ИСЗ, в качестве чувствительных элементов использовались пьезоэлектрические датчики. Анализ результатов измерений показал, что такие датчики дают достаточно много ложных срабатываний, обусловленных изменениями их температуры. Позднее стали разрабатываться и применяться в космических экспериментах приборы, действие которых основано на регистрации эмиссии электронов и ионов, возникающей при высокоскоростном ударе, масс-спектрометрических исследованиях состава эмитируемых ионов, регистрации световых вспышек и других физических явлений. В некоторых случаях для более точного определения параметров микрочастиц производится одновременная регистрация нескольких эффектов, сопровождающих высокоскоростной удар.

## 1.4 Основные типы ускорителей твердых частиц

В лабораторных экспериментах по изучению воздействия на материалы и оборудование КА частиц естественного и искусственного происхождения используются ускорители разных типов, сведения о которых приведены в табл. 1.1 [31].

В зависимости от целей и задач проводимых исследований производится выбор ускорителя того или иного типа, при этом главными критериями являются диапазоны масс и скоростей ускоряемых частиц. Помимо этого, безусловно, приходится учитывать технико-экономические характеристики ускорителей.

По принципу действия все ускорители, указанные в табл. 1.1, можно разделить на несколько групп. К первой группе отнесем ускорители, в которых частицы ускоряются с помощью быстро движущегося поршня. При этом в одних ускорительных установках поршень может присутствовать в явном виде как элемент конструкции, на котором размещаются ускоряемые частицы, а в других установках роль поршня выполняет струя нейтрального газа или плазмы.

Таблица 1.1 – Основные типы и параметры ускорителей твердых частиц

<i>Тип ускорителя</i>	<i>Масса частиц, кг</i>	<i>Скорость, км·с<sup>-1</sup></i>
Газовые пушки	$10^{-3}$	1–10
Электромагнитные пушки	$10^{-3}$	0,5–10
Ускорители с использованием взрывающихся проволочек	$10^{-8}$ – $10^{-4}$	1–10
Взрывные ускорители с использованием кумулятивных зарядов	$10^{-5}$ – $10^{-3}$	1–10
Плазменные ускорители	$10^{-9}$	10–20
Лазерные ускорители	$10^{-6}$	10–20
Электростатические и линейные ускорители	$10^{-13}$ – $10^{-17}$	10–100
Ускорители с бегущей магнитной волной с использованием явления сверхпроводимости	$10^{-6}$	100–1000

Типичными ускорительными установками этого класса являются газовые пушки [32, 33]. В таких пушках рабочий газ подвергается сжатию за счет взрыва порохового заряда, а затем, расширяясь, толкает в трубе разгона (стволе) поршень-обойму с ускоряемыми частицами либо непосредственно ускоряемый ударник. При использовании обой-

мы она отделяется от ускоряемых частиц на выходе из ствола. Для повышения скорости газовой струи в подобных установках используются легкие газы (обычно водород), поэтому часто используется термин «легкогазовые пушки».

К первой группе относятся также ускорители с использованием взрывающихся проволочек и плазменные ускорители. В этих ускорителях производится взрывообразное формирование плазменного сгустка за счет пропускания мощного импульса электрического тока через проволочку либо через газовый промежуток. Необходимая для этого электрическая энергия предварительно накапливается в конденсаторной батарее. Расширяющаяся плазма воздействует на поршень или непосредственно на ускоряемые частицы.

В эту группу входят взрывные ускорители, в том числе использующие для повышения скорости частиц кумулятивные заряды. Частицы обычно располагаются на поверхности взрывчатого вещества и разгоняются взрывной волной.

К первой группе условно можно отнести и лазерные ускорители, хотя принцип их действия весьма своеобразен. В таких ускорителях короткий импульс мощного лазерного излучения воздействует на помещенную в вакуумную камеру частицу (кусочек фольги), которая может быть закреплена на прозрачной подложке [34, 35]. За счет поглощения энергии лазерного излучения частица получает механический импульс, а кроме того, при достаточной мощности импульсного излучения она может разогреваться до температуры испарения вещества, что создает дополнительный механизм реактивного ускорения.

Ко второй группе отнесем электромагнитные пушки разных видов, общий принцип работы которых основан на взаимодействии проводника, через который пропускается электрический ток, с магнитным полем [36]. При этом ускоряемый снаряд выполняет роль подвижного проводника. Интересным развитием этого принципа является предложенная схема построения ускорителей с бегущей магнитной волной с использованием явления сверхпроводимости. В таких ускорителях предполагается использовать в качестве разгоняемого снаряда сверхпроводящую дейтериевую частицу с циркулирующим в ней круговым электрическим током. Движение частицы в ускоряющей системе должно происходить синхронно с распространением магнитной волны, энергия которой обеспечивает ускорение частицы.

Наконец, к третьей группе отнесем обычные электростатические и линейные ускорители, используемые в ядерно-физических исследо-



ваниях для ускорения электронов и ионов. Своеобразие применения этих ускорителей для работы с твердыми частицами определяется намного большими по сравнению с ионами значениями массы твердых частиц и их заряда, который предварительно должен быть сообщен ускоряемым частицам каким-либо способом.

Применение электростатических и линейных ускорителей, как видно из табл. 1.1, обеспечивает достижение достаточно высоких скоростей частиц. Параметры ускоренных частиц легко контролируются и не изменяются в процессе их движения от источника к мишени. Кроме того, исследования на электростатических и линейных ускорителях проводятся в чистых вакуумных условиях, что важно при изучении возникающих в зоне соударения физических явлений. Основным недостатком данных ускорителей при работе с твердыми частицами являются малые массы ускоряемых частиц.

Линейные ускорители, работающие на переменном напряжении, принципиально могут быть сделаны достаточно компактными. В таких ускорителях амплитуда напряжения, прикладываемого к электродам, составляет  $\sim 100$  кВ, вследствие чего не предъявляются высокие требования к электрической изоляции установок. Однако при использовании в рассматриваемых задачах линейных ускорителей, как и упоминавшихся выше ускорителей с бегущей магнитной волной, остро встает проблема синхронизации, т. е. обеспечения попадания частицы в нужную фазу переменного напряжения на каждом ускоряющем промежутке. При ускорении твердых частиц решение этой проблемы сопряжено со значительными трудностями. Поэтому до настоящего времени для работы с твердыми частицами используются главным образом ускорители, работающие на постоянном напряжении (ускорители прямого действия).

Далее рассмотрим более подробно некоторые виды ускорителей твердых частиц.

#### *1.4.1 Электростатический метод ускорения твердых частиц*

В НИИЯФ МГУ для ускорения твердых микрочастиц используются электростатические ускорители двух типов: генератор Ван-Де-Граафа и каскадный генератор, для которых общий диапазон ускоряющих напряжений составляет 0,2–4,0 МВ [15, 27, 37–39].

Ускоряются преимущественно металлические частицы: *Al, Cr, Fe, Ni, Cu, Mo, W, Ti* и др., но возможно и ускорение диэлектрических

частиц при нанесении на них тонких проводящих покрытий. Поперечные размеры ускоряемых частиц лежат в интервале 0,5–10 мкм. Для таких частиц при указанных ускоряющих напряжениях достигаются скорости от 0,1 до 30 км·с<sup>-1</sup>. При этом скорость частицы зависит от ее размера и плотности: при фиксированном ускоряющем напряжении более мелким и легким частицам сообщаются более высокие скорости. Интенсивность потока частиц может регулироваться в пределах от 0,1 до 100 частиц·с<sup>-1</sup>.

Принцип электростатического ускорения твердых микрочастиц не отличается от общеизвестного принципа ускорения ионов. Для осуществления такого ускорения, как уже отмечалось, твердой частице необходимо каким-либо способом сообщить электрический заряд. В НИИЯФ МГУ разработан специальный инжектор [40], в котором зарядение микрочастиц происходит при контакте с вольфрамовой иглой, находящейся под потенциалом +(10-15) кВ. После контакта с иглой заряженная частица вводится в ускорительную трубку и далее попадает в экспериментальную камеру, где располагаются бомбардируемые мишени и датчики аппаратуры, регистрирующей эффекты взаимодействия частицы с мишенью.

Конструкция инжектора представлена на рис. 1.5. На внутреннюю поверхность центрального сферического электрода, показанного на рис. 1.5 темным цветом, помещаются металлические частицы, которые при наличии электрического поля между верхним и средним электродами совершают хаотическое движение в межэлектродном пространстве. В процессе такого движения частицы попадают на вольфрамовую иглу заряжающего электрода, приобретают при контакте с иглой электрический заряд того же знака, затем выбрасываются электрическим полем заряжающего электрода через коллиматор в ускорительную трубку.

Максимальный заряд, который может быть сообщен ускоряемой частице, лимитируется процессами автоэлектронной (при отрицательном зарядении частицы) либо автоионной (при положительном зарядении) эмиссии. Критические значения напряженности электрического поля, при достижении которых возникают указанные эмиссионные процессы, составляют 10<sup>9</sup>В·м<sup>-1</sup> и 10<sup>10</sup>В·м<sup>-1</sup> соответственно. Исходя из этого критерия, в экспериментах обычно используются положительно заряженные частицы.

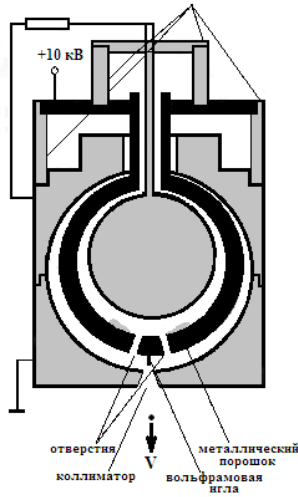


Рисунок 1.5 – Конструкция инжектора микрочастиц

Максимальный заряд, сообщаемый частице при контактном зарядении, определяется выражением:

$$q_{\max} = \pi \varepsilon_0 d^2 E_{\max}, \quad (1.1)$$

а максимальная скорость, приобретаемая частицей в электрическом поле заряжающего электрода, – выражением

$$v_{\max} = 3,5 \sqrt{\frac{\varepsilon_0 E_{\max} U}{d\rho}}, \quad (1.2)$$

где  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная;  $U$  – потенциал на ускоряющем электроде;  $d, \rho$  – диаметр и плотность материала частицы;  $E_{\max}$  – максимальная напряженность электрического поля на поверхности частицы после ее отделения от заряжающего электрода.

Из приведенного выражения видно, что при ограничении заряда частицы эмиссионным током  $v_{\max} \approx U^{0,5}$ , а в отсутствие такого ограничения  $v_{\max} \approx U$ .

Обычно используется второй режим ускорения, при котором справедливо следующее выражение для скорости частицы:

$$v_{\max} = U \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \pi^2}{Rd\rho}}, \quad (1.3)$$

где  $R$  – радиус заряжающего электрода.

Это выражение как раз и показывает характер зависимости скорости частицы от ее размера и плотности – более высокие скорости достигаются для легких частиц.

Такая зависимость скорости частиц от их массы также может быть отнесена к недостаткам электростатического метода ускорения. Для его устранения используются различные методические приемы и технические средства.

В описываемых экспериментах на ускорителях используется быстродействующая электростатическая система селекции частиц по скоростям, позволяющая пропускать в экспериментальную камеру частицы со скоростями, укладываемыми в заданный диапазон [15, 28]. Система селекции, состоящая из двух индукционных датчиков и электростатического затвора, устанавливается между выходным концом ускорительной трубки и экспериментальной камерой.

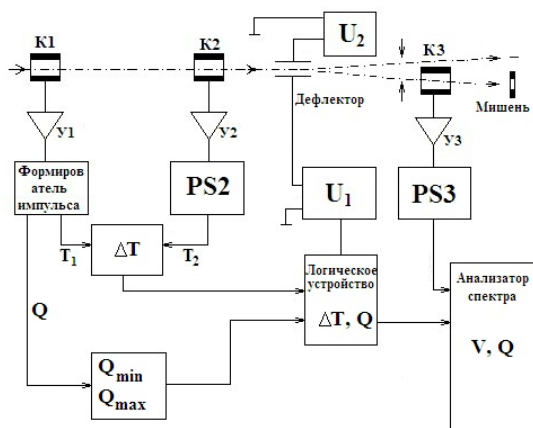


Рисунок 1.6 – Система селекции частиц по скоростям

Схема системы селекции представлена на рис. 1.6. Проходя через кольцевые датчики, ускоренная металлическая частица индуцирует на них импульсы напряжения, которые после усиления подаются на блок измерения временных интервалов. При фиксированном расстоянии между кольцевыми датчиками это позволяет определять скорость частиц. Сведения об измеренных скоростях частиц подаются на быстродействующий процессорный блок, где происходит сопоставление измеренных скоростей с установленными границами интервала пропускания. Если значение измеренной скорости не укладывается в за-

данный интервал, процессорный блок подает команду, закрывающую электростатический затвор, в результате чего частица не проходит в экспериментальную камеру.

По амплитуде импульса с кольцевых датчиков измеряется заряд частиц. На основании этих данных, а также данных о скорости частиц рассчитывается их масса. Таким образом, имеется возможность определения параметров каждой ускоренной частицы. Для записи параметров частиц в установке используется многомерный амплитудный анализатор, с помощью которого можно, в частности, измерять распределение частиц по скоростям на выходе из ускорительной трубки.

На рис. 1.7 показаны полученные таким методом скоростные спектры частиц, измеренные непосредственно на выходе из ускорительной трубки (а) и после прохождения электростатического затвора (б). Здесь на оси абсцисс указаны номера скоростных интервалов, а на оси ординат – число частиц в каждом интервале.

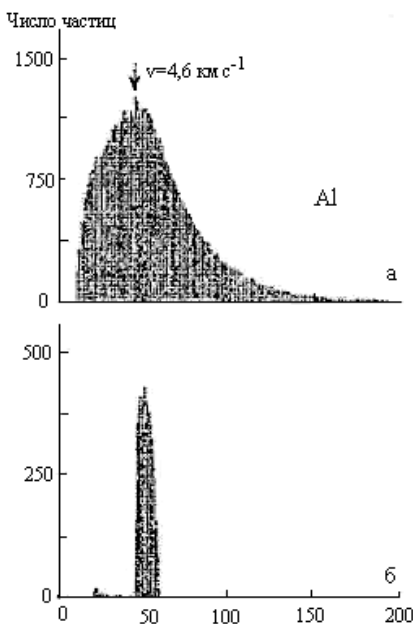


Рисунок 1.7 – Спектры скоростей ускоренных микрочастиц на выходе из ускорительной трубки (а) и после прохождения системы селекции (б)

Видно, что на выходе из электростатической трубки частицы имеют достаточно широкое распределение по скоростям. Это обу-

словлено, с одной стороны, разбросом размеров микрочастиц, помещаемых в инжектор, а с другой стороны – статистическим характером заряжения частиц при контакте их с заряжающим электродом инжектора. Использование описанной системы селекции позволяет бомбардировать исследуемые образцы частицами со скоростями, лежащими в выбранном достаточно узком скоростном интервале.

Изменение скоростей бомбардирующих частиц может осуществляться разными способами. Основным способом является изменение ускоряющего напряжения, прикладываемого к ускорительной трубке. Помимо этого используется изменение скоростного интервала пропускания частиц, задаваемого в системе селекции, а также изменение режима заряжения частиц в инжекторе.

С помощью описанной системы селекции может быть осуществлен также отбор частиц по величине их заряда, непосредственно связанной с размером частиц и, следовательно, с их массой. При таком отборе в логическое устройство направляется информация об амплитуде импульса, индуцируемого на кольцевом датчике. Эта амплитуда сопоставляется в логическом устройстве с заданными граничными значениями заряда частиц.

Поскольку в некоторых физических исследованиях наличие у частиц электрического заряда является нежелательным, ускоритель снабжен устройством нейтрализации заряда, которое устанавливается после системы селекции. Нейтрализация собственного положительного заряда ускоренной частицы осуществляется путем пропускания ее через облако электронов, создаваемое накаленной спиралью. Регулируя ток накала спирали, можно изменять плотность электронного облака и тем самым обеспечивать полную или частичную нейтрализацию заряда ускоренной твердой частицы.

Электростатическим методом можно ускорять и жидкие частицы. Мелким жидким капелькам может быть сообщен большой удельный заряд, что принципиально позволяет достигать высоких скоростей частиц. В НИИЯФ МГУ с участием специалистов МАИ был создан экспериментальный макет такого ускорителя [41].

Аналогия между случаями ускорения твердых и жидких частиц иллюстрируется рис. 1.8. Капельки жидкости формируются на конце иглы с капиллярным каналом. Процесс формирования в значительной степени зависит от напряжения на игле: при значениях напряжения  $U \sim 8-10$  кВ на выходе из капилляра образуется сильно вытянутая коническая капля, от конца которой отделяются мелкие заряженные ка-

пельки (рис. 1.9) [41]. При некоторых режимах заряжения может происходить электростатический взрыв достаточно крупных капель во время их движения в ускоряющей системе. Такой случай условно отображен на рис. 1.8.

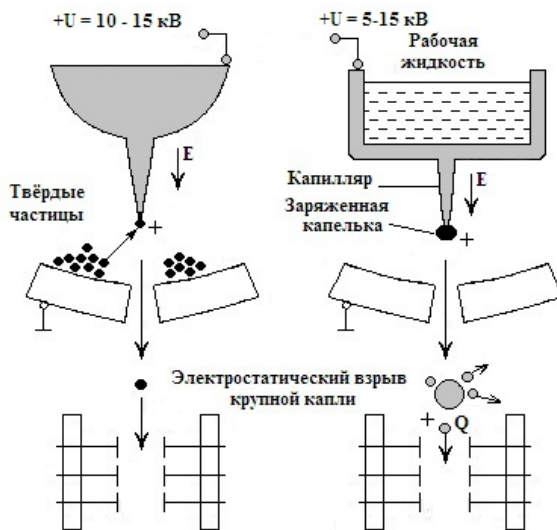


Рисунок 1.8 – Аналогия между случаями ускорения твердых и жидких частиц

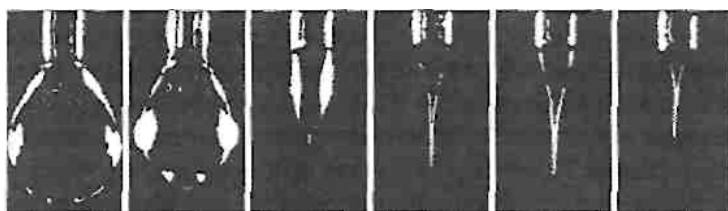


Рисунок 1.9 – Формирование капель на конце капилляра при разных значениях приложенного напряжения

Как показали выполненные исследования, основным недостатком электростатического ускорителя при работе с жидкими частицами является значительная потеря входного заряда частиц в процессе их ускорения, что ограничивает значения скоростей частиц.

### 1.4.2 Испытательные стенды на базе баллистических газовых установок

Установки этого класса обычно называют газовыми пушками. В таких пушках рабочий газ подвергается сжатию каким-либо способом, в частности, за счет взрыва порохового заряда, а затем, расширяясь, толкает в трубе разгона (стволе) поршень-обойму с ускоряемыми частицами либо непосредственно ускоряемый ударник. При использовании обоймы она отделяется от ускоряемых частиц на выходе из ствола. Для повышения скорости газовой струи в подобных установках используются легкие газы (обычно водород), поэтому, как уже указывалось, их часто называют легкогазовыми пушками.

Принципиальная схема легкогазовой пушки НИИ механики МГУ показана на рис. 1.10 [33, 42]. Пушка состоит из камеры сгорания пороха 1, поршневого ствола 2, камеры высокого давления 3 и сменного баллистического ствола 4. Заряд пороха 5 размещен на оси камеры 1 в гильзе 6 с отверстиями. В казенной части камеры 1 установлен затвор 7 с электровоспламенителем 8 для поджигания заряда пороха. Камера сгорания пороха соединена с одним из концов поршневого ствола 2 длиной 5 м.

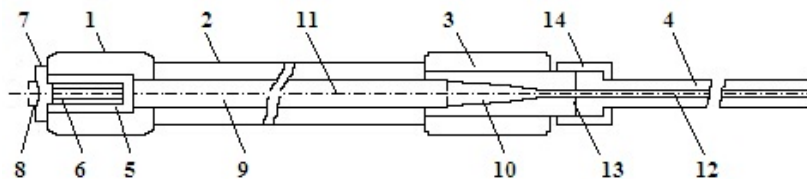


Рисунок 1.10 – Принципиальная схема легкогазовой пушки НИИ механики МГУ:

- 1 – камера сгорания пороха; 2 – поршневой ствол; 3 – камера высокого давления;
- 4 – сменный баллистический ствол; 5 – заряд пороха; 6 – гильза с отверстиями;
- 7 – затвор; 8 – электровоспламенитель; 9 – поршень; 10 – конический переходник;
- 11 – канал поршневого ствола; 12 – канал баллистического ствола

Диаметр поршневого канала ствола составляет 50 мм. Входная часть ствола 2 предназначена для размещения поршня 9 длиной 0,25 м из полиэтилена высокого давления. Второй конец поршневого ствола с помощью резьбового соединения скреплен с камерой высокого давления 3. Осевое отверстие в камере 3 имеет два цилиндрических участка, соединенных коническим переходником 10 с углом конусности 8°.



Диаметры цилиндрических каналов камеры 3 равны соответственно диаметрам каналов поршневого 11 и баллистического 12 стволов.

Камера высокого давления 3 рассчитана для работы при давлении  $\sim 2 \cdot 10^9$  Н·м<sup>-2</sup>. Выходная часть камеры 3 снабжена узлом для присоединения баллистического ствола 4 установки и разделительной мембраны 13. Мембрана изготовлена из нержавеющей стали и имеет нарезки, обеспечивающие ее раскрытие при избыточном давлении  $0,3 \cdot 10^8$  Н·м<sup>-2</sup>. Калибровка мембраны осуществляется с помощью гидравлического пресса. Баллистический ствол имеет длину 3,3 м при диаметре канала 12,7 мм. Специальный поддон 14 с метаемыми частицами размещается в баллистическом стволе 4 вблизи от мембраны.

Монтаж метательного устройства для проведения эксперимента производится после предварительной юстировки аэробаллистической трассы с помощью лазера. По лучу лазера устанавливаются баллистический ствол, камеру высокого давления и поршневой ствол. Испытуемые образцы размещаются в камере, устанавливаемой на выходе баллистической установки.

Для измерения скорости метаемых тел в стандартном варианте описываемой легкогазовой пушки используется времяпролетный метод, реализуемый с помощью двух пар светодиодов – фотодиодов, генерирующих сигналы при пересечении метаемым телом светового луча. На данной установке была применена также система измерения скоростей частиц с помощью индукционных бесконтактных датчиков, подобная используемой на электростатических ускорителях НИИЯФ МГУ.

Описанная установка, в которой сжатие газа осуществляется с помощью подрыва порохового заряда, обеспечивает достижение скоростей  $\sim 6$  км·с<sup>-1</sup> для метаемых тел с массой до 1 г.

#### *1.4.3 Ускорение металлических частиц лазерным излучением*

В ИМЕТ РАН создана ускорительная установка на основе импульсного ( $\tau = 10$ -50 нс) рубинового лазера, обеспечивающего плотность мощности излучения на мишени  $10^7$ – $10^9$  Вт·см<sup>-2</sup> [34]. Ускоряемые частицы – кусочки металлической фольги диаметром 300–350 мкм и толщиной от 1,5 до 15 мкм – закрепляются на прозрачной подложке внутри вакуумной камеры. Лазерное излучение фокусируется через входное окно и подложку на поверхность частицы. Ускорение обеспечивается за счет действия двух физических механизмов: сообщения частице механического импульса при поглощении лазерного

излучения и реактивного ускорения, возникающего вследствие испарения материала с сильно нагретой поверхности частицы.

Первый механизм в чистом виде действует только в начальный момент отделения частицы от подложки, а реактивный – при значительном удалении от нее. Между этими крайними случаями существует некоторая переходная область, в которой оба механизма действуют совместно. Следует учитывать, что при таком методе ускорения частица в полете может терять значительную часть исходной массы.

Впервые идея ускорения твердых частиц с помощью лазера была выдвинута в работе [43], где оценивалась возможность ускорения частиц реактивной струей при рассмотрении их движения как движения тел с переменной массой. Практическая реализация такого способа ускорения описана в [44].

Использование в [34] прозрачной подложки при ускорении частицы позволяет существенно (на 1–2 порядка) повысить давление на границе раздела с одновременным укорачиванием импульса сжатия, что в конечном итоге обеспечивает увеличение скорости частиц.

Рассчитанные зависимости скорости частицы от плотности поглощенной мощности лазерного излучения приведены на рис. 1.11а. Расчет выполнен для алюминиевого диска диаметром 300 мкм при различных его толщинах и длительности импульса излучения 50 нс. Реактивное ускорение становится преобладающим при достижении скоростей  $\sim 8 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ . Как уже отмечалось, в этом режиме ускорения происходит интенсивное испарение частиц. Для получения более высоких скоростей необходима точная установка оптимальных значений энергии и длительности импульса. Незначительное отклонение от оптимальных величин приводит к резкому снижению скорости частицы либо к полному ее испарению. Например, диск из *Al* толщиной  $\sim 15 \text{ мкм}$  при плотности потока энергии  $2,0 \cdot 10^9 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$  разгоняется до скорости  $17,2 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ , но при этом доля испаренной массы составляет 0,99.

Влияние мощности излучения на эффективность ускорения удобно характеризовать долей  $\eta$  исходной энергии излучения, переходящей в кинетическую энергию частицы. Изменение этой величины при варьировании мощности излучения в диапазоне  $10^7 \cdot 10^9 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$  показано на рис. 1.11б. Плавное увеличение коэффициента  $\eta$  с увеличением мощности излучения происходит до некоторого максимального значения, после чего можно наблюдать его резкое уменьшение. Это связано с большой потерей массы частицы в результате испарения. Максимальное значение  $\eta$  растет с увеличением исходной

толщины частицы и для всех толщин соответствует примерно одной и той же скорости  $\sim 2,3 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ , однако, как видно из рис. 1.11б, оно не превышает 0,15.

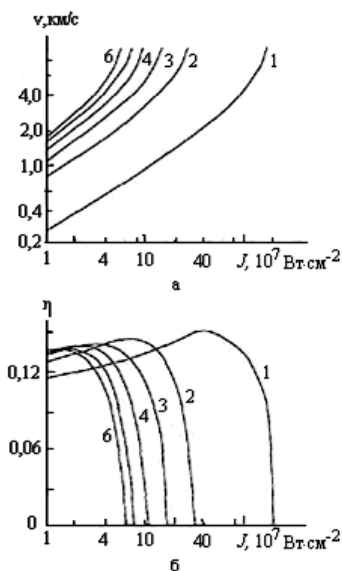


Рисунок 1.11 – Зависимость скорости частицы  $v$  (а) и коэффициента  $\eta$  (б) от плотности поглощенного потока энергии при различных толщинах ускоряемой частицы, [мкм]:  
 1 – 15,3; 2 – 2,75; 3 – 1,9; 4 – 1,6; 5 – 1,5; 6 – 1,4

На основании результатов проведенных исследований можно констатировать, что существуют два противоречивых требования, которым должна удовлетворять ускоряемая частица для достижения максимальных скоростей. С одной стороны, для предотвращения полного сгорания частицы при высоких значениях мощности излучения необходимо увеличивать ее толщину. С другой стороны, увеличение толщины частицы и мощности потока излучения приводит к возникновению недопустимо высоких давлений и разрушению частицы. Повышение мощности излучения ограничено также оптической прочностью подложки.

## 1.5 Список использованной литературы

1. Drolshagen, G. Meteoroid. Debris impact analysis application to LDEF, EURECA and COLUMBUS [Text] / G. Drolshagen // Proc. of the 1st Europ. Conf. on Space Debris, Darmstadt. – Germany, 5-7 April 1993 (ESA SD-01). – P. 515-522.
2. Пылевая оболочка кометы Галлея по данным прибора ПУМА [Текст] / Р.З. Сагдеев, Е.Н. Евланов, Б.В. Зубков [и др.] // Космические исследования. – 1987. – Т. 25. – Вып. 6. – С. 840-848.
3. Kessler, D.J. Orbital debris environment [Text] / D.J. Kessler // Proc. of the 1st Europ. Conf. on Space Debris, Darmstadt, Germany, 5-7 April. – 1993 (ESA SD-01). – P. 251-262.
4. Thillot, M. Micro-satellite for space debris observation by optical sensors [Text] / M. Thillot, X. Brenicre, T. Midavaine // Proc. of the 3rd Europ. Conf. on Space Debris, ESOC, Darmstadt, Germany, 19-21 March 2001 (ESA SP-473). – V. 1. – P. 169-173.
5. Bunte, K.D. Populations for a divine-based space debris models [Text] / K.D. Bunte, H. Klinkrad, G. Drolshagen // Proc. of the 3rd Europ. Conf. on Space Debris, ESOC, Darmstadt, Germany, 19-21 March 2001 (ESA SP-473). – P. 279-285.
6. Sdunnus, H. ESA space debris and meteoroid reference model [Text] / H. Sdunnus, J. Bcndisch, H. Klinkrad // Proc. of the 3rd Europ. Conf. on Space Debris, ESOC, Darmstadt, Germany, 19-21 March 2001 (ESA SP-473). – P. 299-307.
7. Baritcau, M. A modeling of EJECTA as a space debris source [Text] / M. Baritcau, J. Mandeville // Proc. of the 3rd Europ. Conf. on Space Debris, ESOC, Darmstadt, Germany, 19-21 March 2001 (ESA SP-473). – P. 321-326.
8. Poller, L.V. Burly detection of colliuional cascading [Text] / L.V. Poller // Proc. of the 1st Europ. Conf. on Space Debris, Darmstadt, Germany, 5-7 April 1993 (ESA SD-OI). – P. 281-285.
9. Comparison of space debris models in the centimeter size range [Text] / R. John, A. Nazarenko, C. Ihringer, R Walker // Proc. of the 2nd Europ. Conf. on Space Debris, Darmstadt, Germany, 17-19 March 1997 (ESA SP-393). – P. 309-316.
10. Nazarenko, A. The development of the statistical theory of a satellite ensemble motion and its application for space debris modeling [Text] / A. Nazarenko // Proc. of the 2nd Europ. Conf. on Space Debris, Darmstadt, Germany, 17-19 March 1997 (ESA SP-393). – P. 233-238.
11. Назаренко, А.И. Моделирование загрязнения околоземного пространства [Текст] / А.И. Назаренко, Г.М. Чернявский // Столкновения на околоземном пространстве (космический мусор). – М.: Космосинформ, 1995. – С. 104-129.

12. Sdunnus, H. The ESA MASTER'99 space debris and meteoroid reference model [Text] / H. Sdunnus, J. Bendisct, H. Klinkrad // Proc. of the 3rd Europ. Conf. on Space Debris, ESOC, Darmstadt, Germany, 19-21 March 2001 (ESA SP-473). – V. I. – P. 299-307.
13. The new NASA orbital debris engineering model ORDEM2000 [Text] / J. Liou, M. Matney, P. Anz-Meador, D.J. Kessler, M. Jansen, J.R. Thcal // Proc. of the 3rd Europ. Conf. on Space Debris, ESOC, Darmstadt, Germany, 19-21 March 2001 (ESA SP-473). – V.I. – P. 309-313.
14. Johson, N.L. Space debris modeling at NASA [Text] / N.L. Johson // Proc. of the 3rd Europ. Conf. on Space Debris, ESOC, Darmstadt, Germany, 19-21 March 2001 (ESA SP-473). – V. I. – P. 259-264.
15. Новиков, Л.С. Частицы космического мусора в околоземном пространстве и методы их изучения [Текст] / Л.С. Новиков // Инженерная экология. – 1999. – С.10-19.
16. Dick J.S.B. Ground-based telescopes for the observation of space debris [Text]/ S.B. Dick J., R.G. Bingham, D.D. Walker // Proc. of the 1st Europ. Conf. on Space Debris, Darmstadt, Germany, 5-7 April 1993 (ESA SD-OI). – P. 79-84.
17. Fluri, W. Activities on space debris in Europe [Text]/ W. Fluri // Proc. of the 3rd Europ. Conf. on Space Debris, ESOC, Darmstadt, Germany, 19-21 March 2001 (ESA SP-473). – V. I. – P. 33-40.
18. Stansbery, E.G. A comparison of Haystack and MAX measurements of the orbital debris environment [Text] / E.G. Stansbery, T.J. Setcerri // Proc. of the 2nd Europ. Conf. on Space Debris, Darmstadt, Germany, 17-19 March 1997 (ESA SP-393). – P. 59-63.
19. Proposal on centimetric space debris radar detection in geostationary ring [Text]/ A.L. Zaitsev, S.P. Ignatov, M. Martino, S. Montcugnoli, A.S. Nabatov // Proc. of the 3rd Europ. Conf. on Space Debris, Darmstadt, Germany, 19-21 March 2001 (ESA SP-473). – V. 1. – P. 79-81.
20. Observations of the geosynchronous Earth orbital debris environment using NASA's CCD Debris Telescope [Text] / K.S. Jarvis, J.L. Africano, P.F. Sydney, E.G. Stansbery, T.L. Thutm, K. Jorgensen, M. Mulrooney // Proc. of the 3rd Europ. Conf. on Space Debris, Darmstadt, Germany, 19-21 March 2001 (ESA SP-473). – V.1. – P. 95-99.
21. Setcerri T.J. Laser debris sweeper for the space station Freedom [Text] / T.J. Setcerri, J.E. Hcraun // Proc. of the 1st Europ. Conf. on Space Debris, Darmstadt, Germany, 5-7 April 1993 (ESA SD-01). – P. 471-477.
22. Potter, A.E. Measuring debris [Text] / A.E. Potter // Aerospace America. – 1988. – No 6. – P. 18-22.

23. Mandcville, J.C. Orbital debris and meteoroids: results from retrieved space experiments [Text] / J.C. Mandcville, L. Berthoud // Proc. of the 1st Europ. Conf. on Space Debris, Darmstadt, Germany, 5-7 April 1993 (ESA SD-OI). – P. 201-205.

24. Meteoroid and debris investigation on EURECA [Text] / R. Aceti, G. Drolshagen, L. Gerlach, G. Racca // Proc. of the 1st Europ. Conf. on Space Debris, Darmstadt, Germany, 5-7 April 1993 (ESA SD-OI). – P. 215-222.

25. Herbert, M. K. Morphological classification of impacts on the EURECA & Hubble Space Telescope solar arrays [Text] / M.K. Herbert, J.A.M. McDonnel // Proc. of the 2nd Europ. Conf. on Space Debris, Darmstadt, Germany 17-19 March 1997 (ESA SP-393). – P. 169-173,

26. Structure and composition of nonmetallic solar array materials retrieved after long term exposure overload the «Mira orbital space station [Text] / V.A. Letin, L.S. Gatsenko, I.S. Deev, E.A. Bakina, A.V. Mlenkov, E.F. Nikishin // Protection of materials and structures from space environment (ICPMSE-6)»; Ed. by J.I. Kleiman and Iskanderova Z. Kluwer academic publishers, 2003. – P. 461-474.

27. MIR solar array return experiment [Text] / J. Visentine, W. Kinard, R. Pinkerton [et al]. – AIAA 99-0100, 1999. – P. 1-10.

28. Measurement of solid microparticle flux in geosynchronous orbit [Text] / L.S. Novikov, K.E. Voronov, N.D. Semkin [et al.] // ESA Symp. Proc. on Environment Modelling for Space-based Applications, ESTEC, Noordwijk, NL, 18-20 September 1996 (SP-392). – P. 343-348.

29. In situ measurement of cosmic dust and space debris in the geostationary orbit [Text] / O. Drolshagen, H. Swedhem, E. Grun, O. Grafodatsky, V. Verhoturov, Yu. Prokopiev, V. Guselnikov // Proc. of the 2nd Europ. Conf. on Space Debris, Darmstadt, Germany 17-19 March 1997 (ESA SP-393). – P. 129-134.

30. Maag, C.R. On the existence of debris clouds in the Space Station [Text] / C.R. Maag, S.P. Dcshpande, N.L. Johnson // Proc. of the 2nd Europ. Conf. on Space Debris, Darmstadt, Germany» 17-19 March 1997 (ESA SP-393). – P. 201-205.

31. Манзон, Б.М. Ускорение макрочастиц для управляемого термоядерного синтеза [Текст] / Б.М. Манзон // УФН. – 1981. – Т. 134. – С. 611-639.

32. Stilp, A.J. Hypervelocity impact research [Text] / A.J. Stilp // Proc. of the 2nd Europ. Conf. on Space Debris, Darmstadt, Germany, 17-19 March 1997 (ESA SP-393). – P. 399-404.

33. Исследование излучения газов на аэробаллистическом эксперименте [Текст] / Е.П. Андреев, Н.Н. Пилюгин, О.К. Таганов [и др.]. – М.: Изд-во МГУ, 1988. – 135 с.

34. Обухов, Л.В. Метание макрочастиц с помощью гигантских импульсов ОКГ [Текст] / Л.В. Обухов, В.А Янушкевич // ЖТФ. – 1978. – Т. 48. – № 12. – С. 2559-2565.
35. Rumsby, P.T. Laser induced acceleration of metal foils [Text] / P.T. Rumsby, M.M. Michaelis, M. Burgess // Opt. Commun., 1975. – V. 15. – No 3. – P. 422-423.
36. Космическое оружие: дилемма безопасности [Текст] / под ред. Е.П. Велихова, Р.З. Сагдеева, А.А. Кокошина. – М.: Мир, 1986. – 182 с.
37. Новиков, Л.С. Высокоскоростные соударения в космосе [Текст] / Л.С. Новиков. – М.: Изд-во МГУ, 2003. – 72 с.
38. Акишин, А.И., Новиков Л.С. Методика и оборудование имитационных испытаний материалов космических аппаратов [Текст] / А.И. Акишин, Л.С. Новиков. – М.: Изд-во МГУ, 1989. – 89 с.
39. Attempt of measurement of space debris microparticle flux in geosynchronous orbit [Text] / L.S. Novikov, K.E. Voronov, N.D. Semkin [et al.] // Proc. of the 2nd Europ. Conf. on Space Debris, ESOC, Darmstadt, Germany, 17-19 March 1997 (ESA SP-393) – P. 135-138.
40. Акишин, А.И. Устройство для имитации потоков космической пыли [Текст] / А.И. Акишин, В.П. Кирюхин, Л.С. Новиков // Новые приборы, методики, материалы и технологические процессы, разработанные учеными МГУ. – М.: Изд-во МГУ, 1981. – С. 31.
41. Electrostatic liquid microparticle accelerator for simulation of high velocity shock impacts in space [Text] / L.S. Novikov, G.G. Soloviev, S.A. Bednyakov, O.B. Dzagurov, A.F. Shtyrilin, A.B. Nadiradze // Proc. of the 9th Int. Symp. on Materials in a Space Environment, Noordwijk, The NL, 16-20 June 2003 (ESA SP-540). – P. 543-545.
42. Пилюгин, Н.Н. О моделировании разрушения космических тел при высокоскоростном ударе [Текст] / Н.Н. Пилюгин, Ю.А. Виноградов, И.К. Ермолаев // Астроном. вестн., 2001. – Т. 35. № 2. – С. 156-166.
43. Аскарьян, Г.А. Давление при испарении вещества в луче радиации [Текст] / Г.А. Аскарьян, Е.М. Мороз // ЖЭТФ. – 1962. – Т. 43. – Вып. 6(12). – С. 2319-2320.
44. Светореактивное ускорение макрочастиц вещества [Текст] / Г.А. Аскарьян, М.С. Рабинович, М.М. Савченко [и др.] // Письма ЖЭТФ. – 1967. – Т. 5. – Вып.8. – С. 258-260.

## 2 ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ УДАРЕ

Физические закономерности процессов, возникающих при высокоскоростном соударении твердых тел, и методы их математического описания достаточно полно изложены в [1–3].

Частицы космического мусора либо метеорные частицы при указанных выше характерных скоростях относительно КА  $\sim 10\text{--}20$  км·с<sup>-1</sup> обладают удельной кинетической энергией  $\sim 10^7\text{--}10^8$  Дж·кг<sup>-1</sup> или  $\sim 10\text{--}300$  эВ·атом<sup>-1</sup>. При ударах таких частиц о твердую мишень энерговыделение в области соударения происходит очень быстро – за время  $\sim 10^{-8}\text{--}10^{-10}$  с, что позволяет считать процесс адиабатическим. В области соударения, линейные размеры которой близки к размерам бомбардирующей частицы, происходит сжатие вещества до давления  $\sim 10^{11}\text{--}10^{12}$  Па, порождающее ударные волны как в мишени, так и в самой частице.

Ударная волна распространяется в веществе со скоростью, превышающей скорость звука. При этом на фронте ударной волны происходит скачкообразное изменение параметров вещества, подчиняющееся законам сохранения массы, импульса и энергии.

Будем характеризовать исходное состояние вещества перед фронтом ударной волны значениями давления  $P_0$ , плотности  $\rho_0$  и удельной внутренней энергии  $\varepsilon_0$ , а состояние сжатого вещества за фронтом ударной волны – соответственно параметрами  $P_1$ ,  $\rho_1$ ,  $\varepsilon_1$ . При распространении в веществе ударной волны со скоростью  $U$  перемещение вещества за фронтом ударной волны характеризуется массовой скоростью  $u_1$ , а для вещества перед фронтом ударной волны массовая скорость  $u_0 = 0$ .

С использованием указанных параметров законы сохранения описываются с помощью известных уравнений Ренкина–Гюгонио:

$$\begin{aligned}\rho_0 U &= \rho_1 (U - u_1), \\ P_1 - P_0 &= \rho_0 U u_1, \\ P_0 u_1 &= \rho_0 U ((\varepsilon_1 - \varepsilon_0) - u_1^2 / 2).\end{aligned}\tag{2.1}$$

Используя понятия удельного объема вещества  $V_0 = 1/\rho_0$  и  $V_1 = 1/\rho_1$ , из приведенных уравнений нетрудно получить уравнение ударной адиабаты, называемой также адиабатой Гюгонио:

$$\varepsilon_1 - \varepsilon_0 = \frac{1}{2} (P_1 - P_0) \cdot (V_0 - V_1).\tag{2.2}$$



Ударная адиабата позволяет определить параметры вещества за фронтом ударной волны при известных исходных параметрах и термодинамических характеристиках вещества.

Параметры ударной адиабаты для различных материалов измеряются экспериментально, при этом наиболее надежно измеряемыми величинами обычно является скорость ударной волны  $U$  и массовая скорость за фронтом ударной волны  $u_1$ . В этой связи часто используется линейная аппроксимация ударной адиабаты вида:

$$U = c_0 + su_1, \quad (2.3)$$

где  $c_0$  – скорость распространения упругих волн в материале;  $s$  – константа материала.

При такой аппроксимации по изменениям угла наклона адиабаты удобно определять фазовые переходы вещества. Параметры ударной адиабаты для ряда материалов приведены в табл. 2.1.

Таблица 2.1 – Параметры ударной адиабаты для некоторых материалов

Материал	$\rho_0$ , кг·м <sup>-3</sup>	$C_0$ , м·с <sup>-1</sup>	$s$
Fe	8870	4330	1,55
Ti	4540	4810	1,10
Al	2780	5320	1,34
Si	2330	4800	1,25

Следовательно, при ударном сжатии вещества происходит его необратимый нагрев за фронтом ударной волны, т. е. энтропия системы возрастает. Этим ударная адиабата отличается от обычной (адиабаты Пуассона), классическим примером условий реализации которой является медленное расширение и сжатие идеального газа в термически изолированном объеме.

При достижении ударной волной поверхности мишени, противоположной точке удара, или, как говорят, при выходе ударной волны на свободную поверхность в мишени начинает распространяться обратная волна разрежения (разгрузки), являющаяся обычной упругой волной. Процесс разгрузки сжатого вещества носит изоэнтропический характер. Совместный анализ ударной адиабаты и изоэнтропы, характеризующей процесс разгрузки ударно сжатого вещества, позволяет найти полную и внутреннюю энергию, передаваемую веществу ударной волной. Интенсивность ударной волны обычно характеризуется отношением  $(P_1 - P_0)/P_0$ . Из уравнения ударной адиабаты следует, что для интенсивных ударных волн при  $P_1 \gg P_0$  полная переданная веществ-

ву энергия распределяется поровну между кинетической энергией и внутренней энергией, определяемой в этом случае выражением:

$$\varepsilon_1 - \varepsilon_0 = \frac{1}{2} P_1 (V_0 - V_1) . \quad (2.4)$$

Внутренняя энергия твердого вещества разделяется на две существенно различные составляющие: упругую и тепловую. Первая составляющая, определяемая силами взаимодействия между атомами вещества, зависит только от параметра  $p$  (или  $V = 1/p$ ). Вторая составляющая непосредственно связана с энергией теплового движения атомов (ядер) и электронов. В соответствии с этим она, в свою очередь, может быть разделена на две части. Энергию теплового движения электронов обычно принимают во внимание только при температуре  $T > 10^4$  К.

Приведенные выше соотношения справедливы как для вещества мишени, так и для вещества бомбардирующей частицы. Параметры этих веществ в общем случае различны. Соответственно, будут отличаться величины внутренней энергии, переданной мишени и частице. Результаты выполненных расчетов показывают, что отличия переданной энергии, обусловленные свойствами материалов, обычно не превышают одного порядка величины. Абсолютное же значение переданной энергии зависит, прежде всего, от скорости соударения, т.е. от исходной кинетической энергии, выделяющейся в области соударения.

На рис. 2.1 показаны рассчитанные для частицы железа зависимости доли исходной кинетической энергии частицы  $\varepsilon_{\text{кин}}$ , переходящей в ее внутреннюю энергию  $\varepsilon$  (а), и внутренней тепловой энергии  $\varepsilon_{\text{тепл}}$  (б) от скорости соударения с мишенями, изготовленными из разных материалов [4]. На рис. 2.1б на оси ординат отмечены значения удельной теплоты плавления  $r_{\text{пл}}$  и удельной теплоты парообразования  $r_{\text{к}}$ , что позволяет судить о скоростях удара, при которых начинаются указанные процессы.

Таким образом, можно констатировать, что плавление вещества начинается при скоростях удара более  $2-3 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$ . При меньших скоростях возможны лишь процессы деформации и механического разрушения частицы и мишени. Испарение вещества, сопровождающееся частичной термической ионизацией образующегося пара, начинается при скоростях удара выше  $10-15 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$ , а при скоростях выше  $20-25 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$  процесс термической ионизации идет очень интенсивно, в результате чего из области соударения выбрасывается облако плазмы, имеющей температуру  $\sim 10^4$  К.

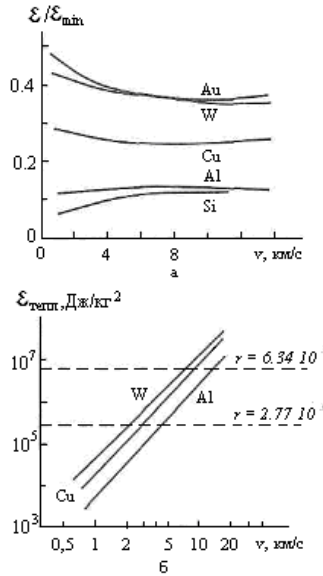


Рисунок 2.1 – Зависимость  $\varepsilon/\varepsilon_{\text{кин}}$  (а) и  $\varepsilon_{\text{тепл}}$  (б) от скорости частицы  $v$  при ударах о различные мишени

Представление об энергетических затратах на процессы, происходящие в области удара, дает табл. 2.2, где приведены усредненные расчетно-экспериментальные данные, полученные при скоростях удара  $\sim 10 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ .

Таблица 2.2 – Относительные затраты энергии на различные процессы

Процесс	$\varepsilon/\varepsilon_{\text{кин}}$ , %
Нагрев, включая плавление и испарение: частицы мишени	5 – 10
Дробление	20 – 25
Выброс осколков	10 – 25
Ударная ионизация	40 – 50
Световая вспышка	< 1

К настоящему времени разработаны эффективные численные методы решения уравнения состояния вещества в области удара, позволяющие рассчитывать для разных моментов после соприкосновения тел трехмерные картины распределения вещества, находящегося в различных фазовых состояниях [5]. Результаты таких расчетов дают информацию о процессах образования кратеров в мишенях, процессах выброса осколков, расплава и плазмы из области удара и т. п. В числе

первых работ такого рода следует особо отметить расчеты, выполненные российскими учеными в начале 1980-х гг. при подготовке упоминавшегося выше космического эксперимента по изучению кометы Галлея с помощью КА «Вега-1» и «Вега-2» [6]. Сейчас, при резко возросшей производительности компьютеров, подобные расчеты проводятся достаточно широко.

## 2.1 Ударные адиабаты

Ударные адиабаты твердых сред определяются экспериментально, а по известной адиабате удастся построить уравнение состояния [7]. Для этого давление и полную энергию вещества необходимо представить в виде сумм

$$p = p_x + p_T + p_e,$$

$$E = E_x + E_T + E_e,$$

где  $p_x$  и  $E_x$  – упругие («холодные») компоненты давления, обусловленные взаимодействием частиц (атомов, молекул) при  $T = 0$  К;  $p_T$  и  $E_T$  – тепловые составляющие давления и энергии, обусловленные тепловым движением частиц;  $p_e$  и  $E_e$  – электронные составляющие давления и энергии, обусловленные тепловым возбуждением электронов при температурах порядка  $10^4$  К и давлениях порядка  $10^2$  ГПа. При температурах  $T < 10^4$  К получается:

$$p = p_x + p_T,$$

$$E = E_x + E_T.$$

Так как составляющие  $p_x$  и  $E_x$  связаны только с силами взаимодействия между частицами и не зависят от температуры, то они представляют собой изотермы при  $T = 0$  К:  $p_x = -dE_x / dV$  и

$$E_x = \int_0^0 p_x(V) dV,$$

где  $V_{0к}$  – удельный объем вещества при  $T = 0$  К.

Для твердого тела:

$$p_T = \Gamma \cdot E_T / V,$$

где  $\Gamma$  – коэффициент Грюнайзена.

Теоретически не удастся построить функцию  $E(p/\rho)$  в широком диапазоне изменения термодинамических параметров твердых сред, поэтому их ударные адиабаты определяются полуэмпирическим пу-

тем либо исходя целиком из экспериментальных исследований. Для типичных ударных волн с фронтальным давлением порядка (1...10) ГПа, которые развиваются при детонации, взрыве и ударе, повышение энтропии на фронте невелико и можно воспользоваться аппроксимацией для ударных адиабат в виде:

$$D = a + bu; \quad p = A[(\rho/\rho_0)^n - 1];$$

$$p = A(\rho/\rho_0)^n + B; \quad p = \sum_1^i a_i[\rho/\rho_0 - 1],$$

где  $a_i = \text{const}$  для разных материалов;  $a, b, A, n$  – константы, определяемые для каждого материала экспериментально и, вообще говоря, зависящие от изменения энтропии,  $D$  – скорость ударной волны,  $u$  – скорость движения частиц среды.

Ударная адиабата для полиметилметакрилата имеет вид [8]:

$$D = 2,572 + 1,5636u \text{ км/с.}$$

В табл. 2.3 приведены физические параметры некоторых металлов, которые могут быть использованы в качестве материалов ударника и обкладок конденсатора [8].

Таблица 2.3 – Физические параметры некоторых металлов

Металл	$\rho_0$ , кг/м <sup>3</sup>	$Hv$ , кг/мм <sup>3</sup>	$\rho_{0э}$ , Ом·м	$A$ , ГПа	$m$ , г
Алюминий	2700	22	$2,5 \cdot 10^{-8}$	19,7	4,2
Медь	8900	44	$1,6 \cdot 10^{-8}$	30,2	4,8
Титан	4510	50	$42 \cdot 10^{-8}$	26	3,8
Свинец	11340	8	$19 \cdot 10^{-8}$	0,86	5,3
Тантал	16800	35	$15,5 \cdot 10^{-8}$	45,8	4,0
Молибден	10200	64	$4,8 \cdot 10^{-8}$	72,9	3,8

В табл. 2.3  $\rho_{0э}$  – удельное сопротивление материала, константы  $A, m$  приведены для уравнения адиабаты в форме Тэта

$$p = A \cdot \left[ \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^m - 1 \right].$$

## 2.2 Методы исследования в физике высоких давлений

Для создания и измерения высокого давления используются различные методы, представленные в работах [7, 9–17].

Условно можно разделить эти методы на экспериментальные и численные. Экспериментальные методы, в свою очередь, проводят на специальном дорогостоящем оборудовании: ускорителях частиц, мощных лазерах, в космическом пространстве.

Наиболее адекватным, по мнению ученых, для моделирования высокоскоростного соударения твердых тел является использование ускорителей частиц, так как они позволяют создать высокие динамические давления [14].

Кроме ускорителей частиц, также используют лазерное излучение. Идея [18–21] использования энергии лазерного импульса для моделирования высокоскоростного удара базируется на предположении, что действие лазерного импульса аналогично действию высокоскоростного ударника. При этом связь между кинетической энергией высокоскоростного ударника и лазерного излучения выражается формулой:

$$\frac{mW^2}{2} = \alpha \cdot I \cdot \tau \cdot S,$$

где  $m$  – скорость ударника,  $W$  – скорость ударника,  $\alpha$  – коэффициент поглощения лазерного излучения,  $I$  – плотность мощности на облучаемой поверхности,  $\tau$  – длительность лазерного импульса,  $S$  – площадь пятна облучения.

Однако данный метод для материалов с низкими прочностными характеристиками (типа полиметилметакрилата (ПММА)) не является корректным, по мнению авторов работы [18], поскольку развитие ударноволновых процессов в этом случае имеет принципиально другой характер.

При расчетно-теоретическом исследовании составляемые на этапе постановки задачи системы уравнений довольно сложны и редко поддаются аналитическому решению. Между тем конечной целью теоретического исследования является получение решения задачи, т.е. информации об изменении во времени и в пространстве параметров движения и состояния деформируемых сред.

В настоящее время наиболее эффективным средством решения прикладных задач взаимодействия деформируемых тел и сред являются специальные методы вычислительной математики – численные методы механики сплошных сред. В сочетании с методами программирования и огромными вычислительными возможностями современных компьютеров численные методы механики сплошных сред позволяют создавать расчетные методики (компьютерные коды), яв-

ляющиеся мощным инструментом в руках инженера-исследователя. Физика взрыва и удара является составной частью механики сплошных сред [22]. Подобные расчетные методики дают возможность получать априорную экспертную оценку того или иного технического объекта с точки зрения его работоспособности и эффективности, исследовать влияние параметров конструкции и физико-механических характеристик ее элементов на параметры функционирования конструкции в целом, определять закономерности того или иного процесса, лежащего в основе работы конкретного инженерного объекта [23–28].

Широко распространена программа для расчета поведения конденсированных тел при ударном нагружении LSDYNA [29]. Также существует on-line программа по изучению теплофизических свойств веществ при высоких плотностях энергии <http://teos.ficp.ac.ru/rusbank/> [30]. Но для каждой узкоспециализированной задачи необходимо разрабатывать свою программу либо комбинировать несколько программ. Примером могут служить задачи по изучению ионизации, вспышки, химического состава веществ и изменения электропроводности материалов при высокоскоростном соударении твердых тел [16, 31, 32].

## 2.3 Исследования физических явлений при ударе

### 2.3.1 Электростатическая и электромагнитная индукция

В основе явления электростатической индукции лежит наличие в незаряженных проводниках положительных и отрицательных свободных зарядов, которые могут перемещаться по проводнику. При движении заряженного тела относительно неподвижной системы электродов величины наведенных на электродах зарядов изменяются и во внешних цепях протекает ток, обусловленный перераспределением зарядов. Математической моделью, удобной для описания явления электростатической индукции, является известная теорема Шокли–Рамо [33], согласно которой заряд, наведенный на  $n$ -м электроде, равен произведению собственного заряда влияющего заряженного тела на потенциал фиктивного лапласовского поля системы в точке нахождения заряда, которое возникло бы, если на электрод был бы задан безразмерный единичный потенциал, остальные же электроды были заземлены, а сам заряд удален из системы на бесконечность, то есть

$$q_{нав.} = q\varphi(x, y, z).$$

Метод регистрации, основанный на явлении электростатической индукции, предполагает наличие заряда на частице по величине не менее  $\sim 10^{-14}$  Кл и в этом случае может использоваться для регистрации микрометеороидов, техногенных частиц [34].

Явление взаимодействия проводящего контура, движущегося по осевой катушке с током, используется в лабораторных условиях при проведении ударных экспериментов [21, 35].

### *2.3.2 Эмиссия заряженных частиц и электромагнитное излучение из области высокоскоростного удара*

Явление эмиссии электронов и ионов при соударении твердых частиц с мишенью положено в основу работы различных приборов, используемых на КА для регистрации и измерения параметров метеорных частиц и частиц космического мусора, а также в лабораторных экспериментах с ускоренными твердыми частицами [36]. По величине суммарного электронного или ионного заряда, эмитируемого при соударении, можно судить о скорости и массе регистрируемой частицы, а спектр масс эмитируемых ионов дает, кроме того, информацию о химическом составе частицы и физико-химических процессах, протекающих при ударном сжатии и нагревании вещества в области соударения частицы с мишенью. В то же время возникающая при ударе импульсная эмиссия заряженных частиц может создавать помехи работе различных бортовых устройств КА.

Основным механизмом образования электронов и ионов, эмитируемых из области удара, является термическая ионизация паров вещества, интенсивность которой растет с увеличением скорости соударения. Для описания зависимости суммарного эмитируемого заряда  $Q$  от массы и скорости бомбардирующей частицы  $v$  получают эмпирические выражения. На рис. 2.2 показана полученная в лабораторных экспериментах зависимость величины удельного (на единицу массы бомбардирующей частицы) эмитируемого ионного заряда от скорости соударения при бомбардировке частицами  $Al$  и  $Cr$  серебряной мишени.

Видно, что регистрируемый заряд претерпевает значительные вариации, которые обусловлены вероятностным характером наблюдаемых процессов, а также несферичностью использованных в экспериментах частиц и несовершенством поверхности мишени. Помимо механизма термической ионизации паров вещества, некоторый вклад в величину эмитируемого заряда могут давать и другие механизмы: поверхностная ионизация, механоэмиссия и т. п. За счет этого регистрируемый отрицательный (электронный) заряд обычно несколько больше ионного [36].



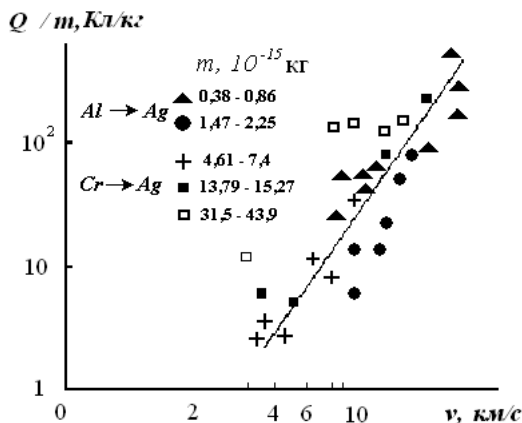


Рисунок 2.2 – Зависимость удельного эмитируемого ионного заряда от скорости бомбардирующих частиц

При использовании электростатического метода ускорения частиц действует специфический дополнительный механизм возникновения эмиссии, связанный с наличием у ускоренной твердой частицы собственного электрического заряда. В этом случае при сближении налетающей частицы с мишенью на расстояние, меньшее диаметра частицы  $d$ , между частицей и мишенью происходит электрический разряд. Ток разряда вызывает сильный локальный разогрев вещества частицы и мишени до температуры  $T \sim 10^3 - 10^4 \text{ К}$ , что обеспечивает эмиссию электронов и ионов даже при скоростях удара ниже  $2 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ , т. е. ниже пороговой скорости начала плавления вещества при ударе.

Проведенные в НИИЯФ МГУ исследования позволили установить, что указанный электроразрядный механизм эмиссии достаточно эффективен [37].

На рис. 2.3 представлена зависимость от скорости частицы удельного электронного заряда  $Q/m$ , полученная в диапазоне скоростей бомбардирующих частиц  $v \sim 0,03 - 10 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ . На этом рисунке цифрами 1–3 указаны характерные интервалы скоростей, в которых действуют различные механизмы эмиссии:

- при скоростях удара  $v < 1 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$  (интервал 1) эмиссия обусловлена наличием у бомбардирующей частицы собственного электрического заряда;

- в интервале скоростей 2 действует как механизм эмиссии, связанный с собственным зарядом частицы, так и механизм, обусловленный преобразованием кинетической энергии частицы;
- в интервале 3 механизм, обусловленный преобразованием кинетической энергии частицы, становится преобладающим.

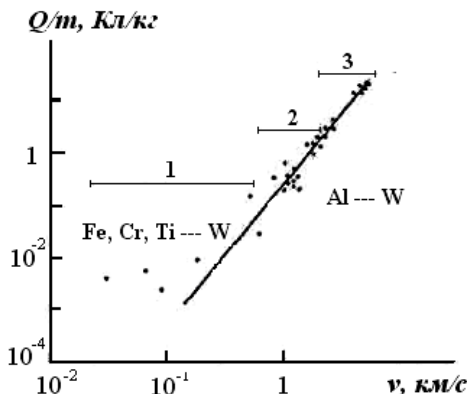


Рисунок 2.3 – Зависимость удельного эмитируемого электронного заряда от скорости бомбардирующих частиц при  $v < 10 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$

Подтверждение эффективности механизма эмиссии, связанного с возникновением электрического разряда между подлетающей частицей и мишенью, получено и при изучении масс-спектров эмитируемых ионов.

На рис. 2.4 приведены две масс-спектрограммы, полученные при бомбардировке мишени из Nb частицами Cr. Верхние кривые на обеих масс-спектрограммах являются записью сигнала, снимаемого с мишени, который отражает процесс разряда на мишени подлетающей микрочастицей. Спектры получены для частиц с близкими скоростями 265 и 250  $\text{м}\cdot\text{с}^{-1}$  соответственно, а заряд частицы для нижней спектрограммы был в 2 раза больше ( $3,5 \cdot 10^{-13}$  и  $7,0 \cdot 10^{-13}$  Кл). Однако, несмотря на большую величину заряда второй частицы, нижняя масс-спектрограмма содержит меньшее число линий, нежели верхняя масс-спектрограмма. Это обусловлено более высокой в первом случае интенсивностью электрического разряда, возникающего при сближении заряженной частицы с мишенью.

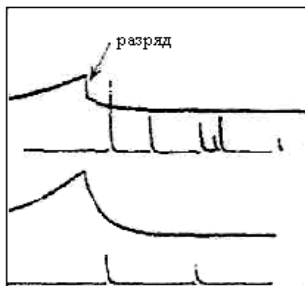


Рисунок 2.4 – Масс-спектры ионов при возникновении эмиссии за счет электрического разряда с частицы на мишень

Следует отметить, что космические частицы естественного и искусственного происхождения также могут иметь достаточно значительный электрический заряд, образующийся за счет воздействия на них окружающей плазмы и солнечного ультрафиолетового излучения. Поэтому при создании приборов для проведения измерений в космосе и при обработке результатов космических экспериментов нужно учитывать возможность протекания эмиссионных процессов как за счет кинетической энергии регистрируемых частиц, так и за счет их потенциальной энергии, обусловленной наличием электрического заряда.

Нагретое до высокой температуры вещество в области удара является также источником электромагнитного излучения в широком диапазоне длин волн. Неоднократно проводились лабораторные эксперименты по регистрации световых вспышек при высокоскоростном ударе. Было установлено, что зависимость интенсивности вспышки от массы и скорости частицы аналогична приведенной выше зависимости эмитируемого заряда  $Q$  от указанных параметров. Это также объясняется общими закономерностями преобразования энергии в области удара.

Известны эксперименты и по регистрации в радиодиапазоне излучения, сопровождающего высокоскоростной удар. Так, японскими учеными с помощью высокочувствительного приемника были выполнены измерения радиоизлучения на частотах 2–20 ГГц, возникавшего при ударах нейлоновых шариков с массой около 0,2 г и скоростью  $4 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$  о металлические мишени [71]. Оказалось, что энергия регистрируемого излучения составляет ничтожную долю ( $\sim 3 \cdot 10^{-18}$ ) от кинетической энергии бомбардирующей частицы. Тем не менее, предполагается использовать подобные приемники в космических условиях для регистрации ударов твердых частиц о поверхность КА.

Таким образом, при ударе высокоскоростной частицы о твердотельную мишень наблюдается излучение электромагнитных волн в рентгеновском диапазоне частот [38] и в радиодиапазоне частот [38, 39]. Излучение электромагнитных волн также несет информацию о параметрах пылевой частицы. Однако в настоящее время отсутствует соответствующая математическая модель [23].

Та часть кинетической энергии частицы, которая переходит в энергию излучения электромагнитных волн, очень мала, что скажется на достаточно высоких требованиях к аппаратуре, принимающей данный сигнал.

В лабораторных экспериментах с частицами большой массы ( $m > 0,1$  грамм) возникающее при ударе излучение используется для определения её параметров. Эффект электромагнитного излучения при высокоскоростном соударении крупных частиц с полубесконечной и тонкой преградой изучался в [39]. Масса частиц и их скорости составляли соответственно 0,21 грамма и 4 км/с. Использовались рупорные антенны и супергетеродинный приемник. Диапазон частот излучения составлял 2...22 ГГц. Таким образом, для больших частиц (сотни микрон и более) возникающее при ударе излучение используется для регистрации момента соударения, а также для измерения скорости и оценки конечного размера частиц.

### 2.3.3 Вакуумный пробой промежутка «частица – преграда»

Для заряженных пылевых частиц с зарядом  $10^{-12}$ – $5 \cdot 10^{-14}$  Кл при взаимодействии их в вакууме с металлической преградой на расстоянии друг от друга, равном одному или нескольким диаметрам частицы, наблюдается электрический пробой, в результате которого часть вещества частицы и преграды превращается в ионизированный газ. Если в области пробойного участка создать электрическое поле, то с преграды (мишени) можно снять заряд электронов или ионов. Величина заряда, образованного в результате пробоя, определенным образом связана с потенциалом на частице, определяется структурными дефектами поверхности частицы и мишени и рядом других факторов. Параметры плазмы, полученной в результате пробоя вакуумного промежутка, характеризуются температурой, которая оценивается через потенциальную энергию заряженной частицы [40].

$$T = \frac{kM_a Q_r^2}{2CQ_r \mu} = \xi U_r,$$

где  $\xi$  – коэффициент пропорциональности;  $U_r$  – потенциал заряженной

частицы;  $M_a$  – масса анодного пара;  $C$  – емкость частицы;  $Q_r$  – заряд частицы;  $\mu$  – коэффициент электропереноса.

Температура катодного факела находится в пределах 5–10 эВ. Таким образом, высокотемпературная катодная плазма может оказаться достаточно мощным источником ионов, образованных при взаимодействии заряженной пылевой частицы с металлической мишенью. Причем основными параметрами процесса являются заряд частицы и её размер [38].

### 2.3.4 Внесение вещества частицы в преграду

При взаимодействии высокоскоростной пылевой частицы с мишенью часть вещества пылевой частицы остается на дне кратера и внедряется в вещество мишени за счет процессов диффузии [41]. Воздействуя на дно кратера рентгеновским (или лазерным) излучением, можно получать спектры рентгеновского излучения и тем самым определять химический состав высокоскоростной частицы. Внедренные атомы высокоскоростной частицы создают в заряженной зоне полупроводника локальные уровни. Анализ вольтамперных характеристик позволяет в некоторых случаях определить концентрацию и возможную природу примесных центров [37, 42].

### 2.3.5 Пьезоэффект при ударном взаимодействии частиц с преградой

Рассмотрим пьезоэффект в ударносжатых материалах [43].

Уравнение, описывающее пьезоэффект, запишется в виде

$$\frac{\partial D(x,t)}{\partial t} = \frac{I(t)}{S}, \quad (2.5)$$

где  $S$  – площадь пьезодатчика;  $I(t)$  – ток пьезодатчика;  $D$  – электрическая индукция. Поляризация диэлектрика вызывается воздействием ударной волны.

Уравнение поляризации:

$$D = \varepsilon\varepsilon_0 E + \tilde{\varepsilon} P,$$

где  $E$  – напряженность электрического поля;  $\tilde{\varepsilon}$  – пьезоэлектрический модуль;  $P$  – давление.

Учитывая, что  $I(t) = C \frac{du}{dt}$  и  $\int_0^h E dV = -u$ , после интегрирования выражения (2.5) по толщине  $h$  пьезоэлектрика получим уравнение:

$$(C + C_0) \frac{du}{dt} + \frac{u}{R} = -S\tilde{\epsilon} \int_0^h \frac{\partial P(x,t)}{\partial t} dx.$$

Закон распространения ударной волны примет следующий вид [23]:

$$P(x,t) = P_0 \left( \frac{R_0}{Ct} \right)^3 \left( \frac{x}{Ct} \right),$$

где  $P_0$  – начальное давление на фронте ударной волны.

Применение пленочных сегнетоэлектриков, электретов в ударных экспериментах в информационном отношении идентично применению пьезоэлементов. Выходной сигнал также зависит от произведения  $mW^\alpha$  частицы ( $m$  – масса частицы,  $W$  – скорость,  $1 < \alpha < 2$ ).

### 2.3.6 Свечение ударносжатого люминофора в условиях высокого давления, инициируемого высокоскоростным взаимодействием частицы с веществом люминофора

Под действием ударной волны, образованной соударением высокоскоростной частицы с защитной пленкой люминофора, наблюдается свечение люминофора [44–49].

Амплитуда сигнала с люминесцентного преобразователя пропорциональна кинетической энергии  $E_k$  частицы [37]:

$$J_{\Phi\max} = G' \frac{a^3 E_k}{(1+a)^2},$$

где  $G' = \frac{3KS\Omega}{4\pi(1-x_y)L^3}$  – коэффициент пропорциональности;  $E_k = \frac{mW^2}{2}$  –

кинетическая энергия;  $m = \frac{4}{3}\pi\rho_y R_y^3$  – масса частицы,  $K$  – переводной коэффициент,  $L$  – толщина люминофора,  $S$  – площадь люминофора. В соответствии с теорией ударных волн, возникающих при высокоскоростном соударении твердых тел,  $x_y$  – сжимаемость веществ ударника,  $\Omega$  – телесный угол, под которым видна поверхность фотоприемника из точки на поверхности возбужденного люминофора,  $a$  – коэффициент пропорциональности.

### 2.3.7 Фотозмиссия при высокоскоростном ударе

Явление фотозмиссии при высокоскоростном соударении твердых тел является объектом исследований в связи с тем, что оно нашло применение при построении преобразователей пылевых частиц [50].

В настоящее время достаточно слабо изучено.

### 2.3.8 Образование кратера и пробивание тонких преград при высокоскоростном ударе

К настоящему времени накоплен огромный экспериментальный материал по высокоскоростному взаимодействию твердых тел с различными материалами, а также на основе уравнений гидродинамики получены сведения о характеристиках кратеров во взаимосвязи с параметрами частиц.

Как известно, при высокоскоростном соударении частицы с полубесконечной средой образуется кратер, параметры которого являются функциями массы, скорости, плотности частицы [51, 52, 53].

Существующие полуэмпирические выражения, связывающие диаметр, глубину кратера, образованного в полубесконечной преграде, справедливы лишь в какой-либо части диапазона скоростей частиц. Например, для частиц размером более 50 мкм и в диапазоне скоростей 1–15 км/с для полубесконечной преграды справедливы следующие выражения:

$$\frac{h}{d_0} = 1,565 \left( \frac{\rho_0}{\rho_1} \right)^{3/5} \left( \frac{H_{B1}}{H_{B0}} \right)^{1/3} \left( \frac{W}{a} \right)^{3/4},$$
$$m_0 = \frac{\pi}{6} \frac{\rho_1^2}{\rho_0} \left[ \frac{D}{1,565} \left( \frac{\rho_0}{\rho_1} \right)^{1/2} - \frac{h}{0,785} \right]^3,$$

где  $m_0, W, \rho_0$  – соответственно масса, скорость, плотность частицы;  $D, h, d_0$  – соответственно диаметр, глубина кратера, диаметр частицы;  $\rho_1$  – плотность преграды;  $H_{B0}, H_{B1}$  – соответственно твердость материалов частицы и преграды.

Для тонких преград также существуют полуэмпирические выражения, связывающие параметры отверстия с параметрами частицы.

Метод измерения, использующий явление кратерообразования, основан на определении глубины и диаметра кратера (или диаметра отверстия в тонкой преграде) путем нанесения на поверхности пре-

грады диэлектрических, резистивных, металлических тонких пленок или их различных композиций, причем их толщины могут быть меньше диаметра частицы. Определяя с помощью таких тонкопленочных структур глубину и диаметр кратера, можно перейти к параметрам частицы согласно имеющимся полуэмпирическим соотношениям. Использование тонких пленок позволяет определить глубину кратера, полученного частицами микронных размеров.

Существуют полуэмпирические выражения, связывающие диаметр отверстия в преграде с параметрами частицы [51]:

$$\frac{D_H}{D_S} = 0,45V_0 \left( \frac{h_1}{D_S} \right)^{\frac{2}{3}} + 0,90,$$

где  $D_H$ ,  $D_S$  – диаметр частицы и отверстия соответственно;  $V_0$  – скорость частицы;  $h_1$  – толщина преграды.

С появлением международной космической станции и увеличением длительности её эксплуатации возросла необходимость разработки эффективных мер её защиты от высокоскоростных частиц. Появляются различные методики расчета многослойных экранов [54, 55, 56], и приводятся результаты ударных экспериментов с помощью различных ускорителей частицы [37].

Рассмотренные выше энергетические соотношения показывают, что параметры кратера, образуемого в мишени ударом частицы, зависят в первую очередь от скорости частицы и, соответственно, от совокупности процессов, протекающих при заданной скорости.

Кинетическая энергия бомбардирующей частицы становится достаточной для преодоления предела упругости материалов при скоростях  $\sim 0,1-0,3 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$ . В этом случае при ударе частица заметно деформируется, а на поверхности мишени из пластичного материала (металла) образуется вмятина с отношением глубины к диаметру  $H/D \leq 0,1$ .

По мере увеличения скорости частицы последовательно достигаются указанные выше пороговые скорости для процессов плавления ( $2-3 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$ ), парообразования ( $10-15 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$ ) и интенсивной термической ионизации паров ( $20-25 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$ ). В соответствии с этим изменяется конфигурация кратера. Расплавленный материал выдавливается из кратера и при застывании образует вокруг него валик (бруствер). Глубина кратера увеличивается до  $H/D \sim 1$ , а дно кратера приобретает полусферическую форму. Испарение вещества из области удара носит взрывной характер, при котором растет диаметр кратера  $D$ , а глубина  $H$  изменяется незначительно.



В общем случае при достаточно высокой скорости бомбардирующей частицы в области удара вещество присутствует одновременно в твердом, жидком и газообразном состояниях, причем пар может быть сильно ионизован. Схематически образование кратера в пластичной мишени изображено на рис. 2.5. На этом рисунке обозначены процессы выброса фрагментов вещества, эмиссии заряженных частиц и квантов электромагнитного излучения, а также показаны остатки бомбардирующей частицы на дне кратера.

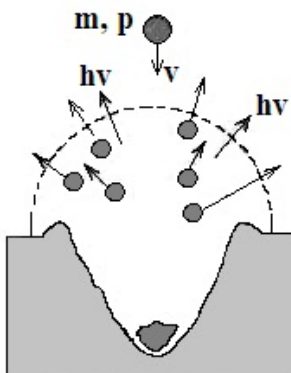


Рисунок 2.5 – Схема образования кратера в пластичной мишени

На рис. 2.6 показан кратер диаметром  $\sim 50$  мкм в металлическом образце, экспонированном на внешней поверхности станции «Мир» [57]. Видно, что конфигурация реального кратера может быть существенно более сложной. Часто вокруг основного кратера могут образовываться вторичные кратеры за счет диссипации возникающих при высокоскоростном соударении ударных волн на структурно-фазовых неоднородностях материала [58].

Получено много эмпирических и теоретических соотношений для описания связи параметров, характеризующих повреждение мишени, с параметрами бомбардирующей частицы [59, 60, 61]. Здесь приведем лишь наиболее простые и часто используемые выражения. Отношение глубины кратера  $H$  к диаметру частицы  $d$ , плотность материала которой  $\rho_{\text{ч}}$ , а скорость  $v$  определяется следующим образом:

$$\frac{H}{d} = k\rho_{\text{ч}}^{\alpha}v^{\beta},$$

где  $k = 0,3 - 0,6$ ;  $\alpha = 1/3 - 1/2$ ;  $\beta = 2/3$ . Значения параметров  $k$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  зависят от свойств материала мишени и рассматриваемого диапазона скоростей удара.

Подобное выражение может быть использовано и для определения отношения  $D/d$ .

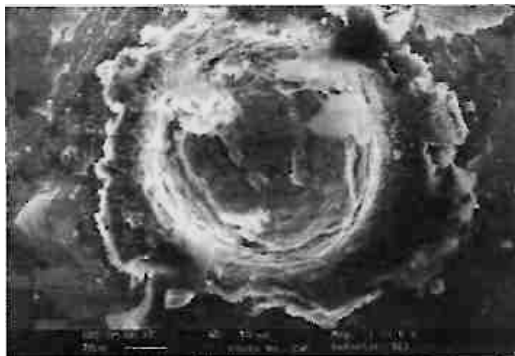


Рисунок 2.6 – Кратер в металлическом образце от удара космической частицы

На рис. 2.7 показана область значений  $D/d$  для разных скоростей удара  $v$ , полученная при варьировании параметров в расчетном выражении [60].

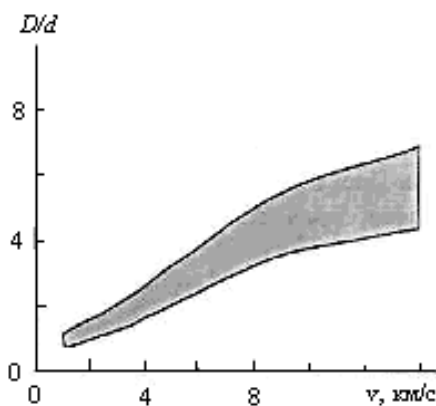


Рисунок 2.7 – Зависимость отношения диаметра кратера  $D$  к диаметру частицы  $d$  от скорости частицы  $v$

Диаметр отверстия в тонкой ( $L/d < 0,5$ ) мишени определяется с помощью выражения:

$$\frac{D_0}{d} = 2,4 \frac{v}{a} \left( \frac{L}{d} \right)^{2/3} + 0,9,$$

где  $a$  – скорость звука в материале мишени.

Откольную пластину, отделяющуюся от задней поверхности мишени, принято характеризовать диаметром, который обычно составляет  $(2-3)L$ , и толщиной, лежащей в интервале  $(0,1-0,5)L$ .

Процесс образования кратеров в хрупких материалах, в значительном количестве присутствующих на поверхности КА (защитные стекла СБ, линзы оптических устройств, иллюминаторы и т. п.), более сложен. Для описания кратера, образованного паром быстрой частицы о хрупкую мишень, обычно используются два значения диаметра кратера:

- диаметр центральной впадины  $D_p$ ;
- диаметр  $D_c$ , определяемый по максимальному размеру кольцевых трещин, которые образуются в хрупкой мишени вокруг центральной впадины.

В некоторых случаях для описания поперечных размеров кратера используются и другие параметры, например, диаметр  $D_s$ , определяемый по максимальному разлету осколков, выброшенных из кратера.

Однако этот параметр обычно мало отличается от значения  $D_c$ , измерение которого, как правило, производится более надежно.

Для определения диаметров кратера  $D_p$  и  $D_c$  используются следующие эмпирические выражения:

$$D_p = 0,1d\rho_{\text{ч}}^{2/3}\rho_{\text{м}}^{-1/2}v^{2/3};$$

$$D_c = (2-5)D_p,$$

а для определения глубины кратера  $H$  – выражение:

$$H = 0,6d \left( \frac{\rho_{\text{ч}}}{\rho_{\text{м}}} \right)^{1/2} v^{2/3},$$

где  $d$  – диаметр бомбардирующей частицы;  $\rho_{\text{ч}} > \rho_{\text{м}}$  – плотность вещества частицы и мишени;  $v$  – скорость соударения.

На рис. 2.8 представлены изображения кратеров, полученных в лабораторных экспериментах при бомбардировке кварцевых стекол металлическими микрочастицами. Эти рисунки наглядно иллюстрируют справедливость описания диаметра кратера в хрупкой мишени приведенными выше параметрами.

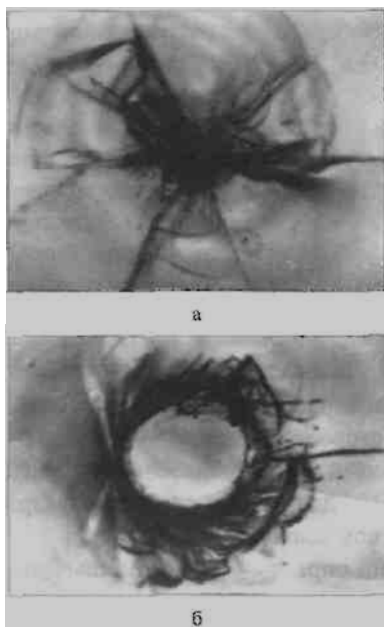


Рисунок 2.8 – Кратеры в кварцевом стекле, образованные ударами металлических микрочастиц со скоростью  $\sim 8 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$

На рис. 2.8а отчетливо видна центральная область кратера, по которой определяется его диаметр  $D_p$ . От центральной области расходятся радиальные трещины, окруженные кольцевыми трещинами, по которым, как указывалось выше, определяется диаметр кратера  $D_c$ . На рис. 2.8б также хорошо видна центральная область, которая здесь выглядит светлой вследствие иных условий освещения при фотографировании мишени. Радиальные трещины в данном случае выражены менее отчетливо. Однако здесь хорошо видны выброшенные из кратера осколки, по внешней границе зоны выброса которых определяется диаметр кратера  $D_s$ .

На рис. 2.9 показана микрофотография кратера на поверхности защитного стекла фотоэлектрического преобразователя (ФЭП), возвращенного со станции «Мир». Общая структура кратера подобна наблюдавшейся в лабораторных экспериментах.

Некоторые экспериментальные данные, характеризующие зависимость параметров кратеров в хрупких мишенях (в качестве основного материала мишени рассматриваются кварцевые стекла) от параметров бомбардирующих частиц, приведены в табл. 2.4 [62].



Рисунок 2.9 – Кратер в защитном стекле ФЭП

На рис. 2.10 показана полученная с помощью электронного микроскопа фотография нескольких кратеров, образованных ударами частиц  $Ti$  разных размеров о  $Ge$ -мишень.

Хорошо видно, что при ударах мелких частиц образования сколов и кольцевых трещин, по которым определяются размеры кратера  $D_s$  и  $D_c$ , не происходит. В то же время можно отметить, что процесс образования сколов носит вероятностный характер. Таким образом, параметры кратеров, образующихся в хрупких мишенях, имеют значительный разброс даже при весьма близких условиях взаимодействия бомбардирующих частиц с мишенью.

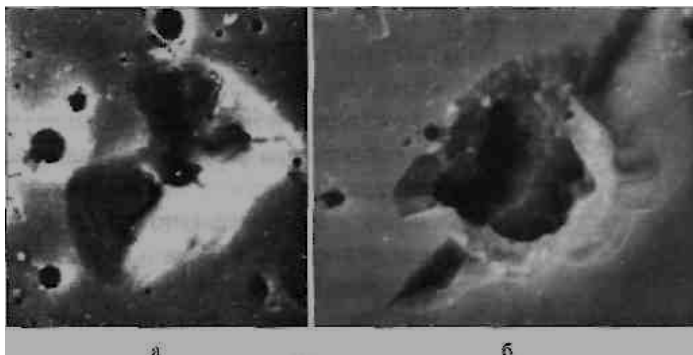


Рисунок 2.10 – Кратеры, образованные в пластине  $Ge$  ударами  $Ti$  – частиц с поперечными размерами  $d \sim 0,5-1,5$  мкм и скоростями  $v$   $4-6$  км  $\cdot$  с $^{-1}$

Таблица 2.4 – Зависимость параметров кратеров в хрупких мишенях от параметров бомбардирующих частиц

Скорость частиц $v$ , км·с <sup>-1</sup>	Диаметр частиц $d$ , см	Глубин кратера $H$ , см	$H/d$	$D_c/d$	$D_p/d$
6	$4,0 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$	0,3	3,3	1,4
6	$3,4 \cdot 10^{-4}$	$5,0 \cdot 10^{-5}$	0,1	2,9	1,4
7	$3,3 \cdot 10^{-4}$	$9,0 \cdot 10^{-5}$	0,3	3,0	1,5
9	$2,0 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$	0,5	3,0	1,4
10	$1,8 \cdot 10^{-4}$	$9,0 \cdot 10^{-5}$	0,5	3,5	1,6
13	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$	0,7	3,4	1,7
14	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$7,0 \cdot 10^{-5}$	0,6	3,2	1,7
7	$6,0 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$	1,7	41,0	-
7	$6,0 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$	1,8	44,8	-
5	$4,0 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	3,1	38,8	-
7	$6,0 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$	2,2	52,0	-
7	$4,0 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$	3,3	40,0	-
6	$8,0 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	1,8	47,5	-
6	$4,0 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$	3,8	47,0	-
7	$1,0 \cdot 10^{-1}$	$1,8 \cdot 10^{-1}$	1,8	44,9	-

### 2.3.9 Разрушение заряженных твердых объемных диэлектриков при высокоскоростном ударе микронных частиц

При облучении диэлектрических материалов электронами с энергией  $\sim 30$  кэВ в приповерхностном слое создается избыточный заряд и высокая напряженность электрического поля. При этом изменяются характеристики материалов: электропроводность, электрическая прочность, оптические и механические свойства.

При напряженности электрического поля, превышающей  $10^8$  В/м, могут возникать электрические пробои из области внедренного заряда к поверхности диэлектрика. При пробое в диэлектрике образуется древовидный разветвленный разрядный канал – так называемая фигура Лихтенберга [63].

Удар высокоскоростных частиц может служить пробоем в конденсаторных структурах, что связано с накоплением нескомпенсированного электрического заряда в объеме диэлектрика от корпускулярных излучений с энергией в несколько МэВ, имеющих пробег в веществе диэлектрика выше 1 мм. В момент пробоя на подложку происходит разрушение диэлектрика вдоль разрядных каналов, одновременно возникает световая вспышка, генерируются электромагнитные помехи [21]. Такие явления неоднократно наблюдались в лаборатор-

ных экспериментах. В окрестности удара происходит резкое увеличение проводимости материала за счет образования ударной волны и концентрации электрического поля, что создает условия для возникновения пробоя.

В целом физическую модель пробоя можно представить как разряды конденсаторов на соответствующие проводящие каналы, которые могут иметь сложную конфигурацию. Чем больше заряжен такой конденсатор, тем больше разрушений происходит в объеме диэлектрика.

На внешней поверхности современных КА располагается значительное количество оборудования, работающего при напряжениях от единиц до десятков киловольт: детекторы и спектрометры заряженных частиц, ионные и плазменные двигатели, преобразователи энергии СБ, антенны телевизионного и связного оборудования и т. д. Для таких устройств космический вакуум является естественной изолирующей средой. В связи с наметившейся в последние годы тенденцией создания негерметизированных КА, что выгодно как с точки зрения минимизации их габаритно-весовых характеристик, так и с экономической точки зрения, количество бортового оборудования, работающего в открытом космосе, будет возрастать. Это повлечет за собой дальнейшее обострение проблемы возникновения электрических разрядов на КА.

В оборудовании, находящемся на поверхности КА, могут возникать электрические разряды двух основных форм: газовый разряд и вакуумный разряд. При сравнительно низком вакууме вероятность возникновения самостоятельного газового разряда между электродами определяется процессами в самом газе. Применительно к анализу электрического разряда вакуум принято характеризовать произведением давления газа  $p$  на длину разрядного промежутка  $l$ . Область наиболее низких напряжений зажигания самостоятельного газового разряда (минимум кривой Пашена) соответствует значениям  $pl \sim 1-10$  Па·м. Такие вакуумные условия вблизи поверхности КА могут существовать в первые дни и даже недели после вывода КА на орбиту, в течение которых идет процесс интенсивного обезгаживания КА.

При давлениях, соответствующих значениям  $pl \leq (3-5) \cdot 10^{-2}$  Па·м (граница левой ветви кривой Пашена со стороны низких давлений), происходит переход от газового разряда к разряду в вакууме, когда определяющими в возникновении разряда становятся процессы на электродах, а давление и состав остаточного газа играют роль лишь в той мере, в какой от них зависит состояние поверхности электродов.

При ударах твердых микрочастиц об электроды или изоляторы высоковольтного оборудования, функционирующего вне герметичных отсеков КА, эмитируемые из области соударения электроны и ионы ускоряются электрическими полями в межэлектродных промежутках оборудования и при попадании на электроды дают начало новым вторично-эмиссионным процессам, что и приводит в конечном итоге к возникновению электрического разряда (пробоя) в межэлектродном промежутке.

Физический механизм инициирования электрического разряда в вакууме ударом твердой микрочастицы об электрод первоначально изучался в связи с конструированием электростатических ускорителей электронов и ионов [72]. При этом в качестве инициирующей частицы рассматривалась металлическая частица, отрывающаяся от одного из электродов и ускоряемая существующим в межэлектродном промежутке электрическим полем.

Предполагалось, что удар частицы приводит к электрическому пробую при следующих условиях:

- кинетическая энергия частицы перед соударением с электродом достигает величины, достаточной для испарения частицы;
- количество образовавшихся паров в еще не расширившемся облаке должно быть достаточным для зажигания в нем газового разряда, соответствующего минимуму кривой Пашена;
- возникший слабый разряд перерастает в пробой только в том случае, если продукты этого разряда, воздействуя на катод, создадут там условия для образования достаточно интенсивного источника электронов, например, нагреют какой-то участок катода до появления заметной термоэмиссии.

Очевидно, что в условиях космического пространства при высоких скоростях ударов твердых частиц об электроды указанные условия будут выполняться с большей вероятностью по сравнению с рассматривавшимся случаем инициирования пробоев в электростатических ускорителях. Проведенные лабораторные исследования механизма инициирования электрических пробоев ударами твердых частиц подтвердили его высокую эффективность [64].

На рис. 2.11 представлены результаты измерения в лабораторных экспериментах вероятности инициирования электрического пробоя ударами ускоренных микрочастиц. В эксперименте использовался плоский конденсатор с сетчатым верхним электродом, сквозь который бомбардирующие частицы проникали к нижнему сплошному электроду. Исследования проводились с использованием частиц алюминия диаметром около 1 мкм при скоростях частиц  $v \sim 10 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ .



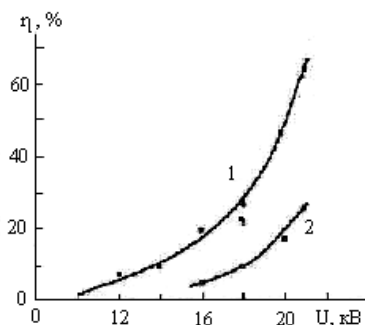


Рисунок 2.11 – Вероятность инициирования электрического пробоя в вакуумном промежутке при бомбардировке сплошного электрода микрочастицами: 1 – при отрицательном напряжении на сплошном электроде; 2 – при положительном напряжении

На рис. 2.11 по оси абсцисс отложено напряжение на вакуумном промежутке, а по оси ординат – вероятность возникновения пробоя при ударе. Видно, что вероятность инициирования пробоя достаточно велика, причем она зависит от полярности напряжения, приложенного к вакуумному высоковольтному промежутку: при ударах частиц о катод вероятность пробоев выше по сравнению со случаем ударов частиц об анод. Такая зависимость хорошо согласуется с рассмотренной выше физической картиной развития пробоя.

В случае бомбардировки твердыми частицами диэлектриков, подвергшихся облучению электронами с энергией 1–5 МэВ, которая характерна для электронов радиационных поясов Земли (РПЗ), удары частиц могут инициировать электрические разряды в объеме диэлектрика, сопровождающиеся образованием характерных разрядных фигур. В облученном диэлектрике образуется внедренный электронный заряд, создающий электрическое поле между поверхностью диэлектрика и областью залегания заряда. Инициирование разряда происходит за счет локального повышения проводимости диэлектрика в области распространения ударной волны.

На рис. 2.12 показаны результаты лабораторного моделирования описанного явления [65]. В этом эксперименте образец оптического стекла заряжался электронами с энергией  $\sim 1$  МэВ при флюенсе  $\sim 5\text{--}10^{12}$  см<sup>-2</sup> и затем подвергался бомбардировке частицами алюминия с поперечными размерами  $\sim 1$  мкм и скоростями около  $3,0$  км·с<sup>-1</sup>. В результате такого воздействия в образце возникли разрядные фигуры с выходом канала на поверхность в точку удара микрочастицы.

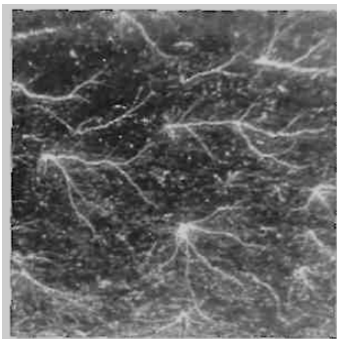


Рисунок 2.12 – Электрические пробои в радиационно-заряженном стекле, вызываемые ударами микрочастиц

Такое совместное, причем не обязательно одновременное, воздействие на диэлектрики электронов РПЗ и твердых микрочастиц может являться причиной значительного ускорения ухудшения их механических и оптических характеристик, что чрезвычайно важно для анализа повреждений защитных стекол СБ, линз оптических приборов, иллюминаторов и т.п.

### *2.3.10 Ионизация вещества частицы и преграды при высокоскоростном ударе*

В экспериментах по эмиссии электронов и ионов при ударе высокоскоростных пылинок о твердотельную мишень получена зависимость между величиной заряда электронов или равного ему суммарного заряда ионов от скорости и массы частиц в виде [66, 67]:

$$Q = Ct^\alpha W^\beta,$$

где  $Q$  – эмитируемый заряд;  $t$  – масса частицы;  $W$  – скорость частицы;  $C$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  – эмпирические константы.

### *2.3.11 Групповое высокоскоростное взаимодействие потоков частиц с твердым веществом*

Физические процессы при взаимодействии интенсивных потоков на твердые тела в отличие от одиночных ударов имеют качественно другой уровень. Так, при воздействии на мишень потока частиц значительной величины наблюдается их так называемое сверхглубокое проникание. В процессе взаимодействия возникает сложная волновая картина, заключающаяся в наложении ударных волн друг на

друга в пространстве и времени, в результате чего в мишени образуются определенные условия, облегчающие проникание частиц на большую глубину [68].

Для получения интенсивных потоков необходимо, чтобы плотность потока составляла  $10^5 \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Для моделирования таких потоков необходимо создание специальных средств разгона частиц. Для потоков, получаемых с помощью взрывных устройств, плотность потока составляет  $10^5 \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Для таких потоков справедливо рассмотрение их воздействия как суперпозиции воздействия одиночных частиц. В этом случае те методы, которые используются для измерения одиночных частиц, можно применять при исследовании характеристик потоков частиц.

### 2.3.12 Проводимость диэлектриков и полупроводников под высоким давлением

В работе [69] проводилось измерение электропроводности серы при сверхвысоких динамических давлениях электроконтактным методом по четырехточечной схеме. Ударные волны получали с помощью ударника, разогнанного на ускорителе взрывного типа.

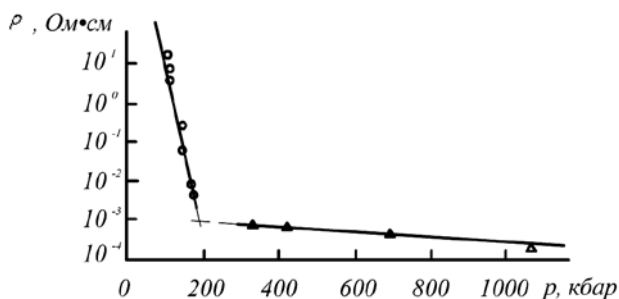


Рисунок 2.13 – Зависимость удельного сопротивления серы от давления [69]

Согласно экспериментам было найдено, что сера переходит в металлическое состояние при 200–240 кБар.

В работе [70] измерялась электропроводность полиамидимидных (PAI) пленок при давлении от 1 до 400 бар, при температуре от 35°C до 70°C и при постоянном электрическом поле от 0,5 до 4 МВ/см. При этом происходило увеличение проводимости с давлением, которое авторы объясняли присутствием ионов в полимере.

В работе исследовалось пленка толщиной 50 мкм, для описания модели использовалась теоретическая модель на основе эффекта Пуля–Френкеля. Связь плотности тока с внешним давлением описывалась формулой [70]:

$$J = J_0(P) \cdot A(F, P, T) \cdot B(F, P, T),$$

$$A(F, P, T) = \exp\left(-\frac{\Phi_0 - 2 \cdot (1,25a)^{1/2} \cdot (2,43a\lambda^2 + qF)^{1/2}}{2kT}\right),$$

$$B(F, P, T) = 1 - \exp(-\lambda qF / 2kT),$$

где  $a = q^2 / 4\pi\epsilon\epsilon_0$ ,  $\epsilon_0$  – диэлектрическая постоянная,  $\lambda$  – расстояние активации между положением равновесия и энергией  $\Phi_0$ , необходимой для их движения,  $q$  – заряд ионов.

Измеренная проводимость  $PAI$  (рис. 2.14) под давлением подтверждает, по мнению авторов [62], преобладание ионных носителей в данном материале.

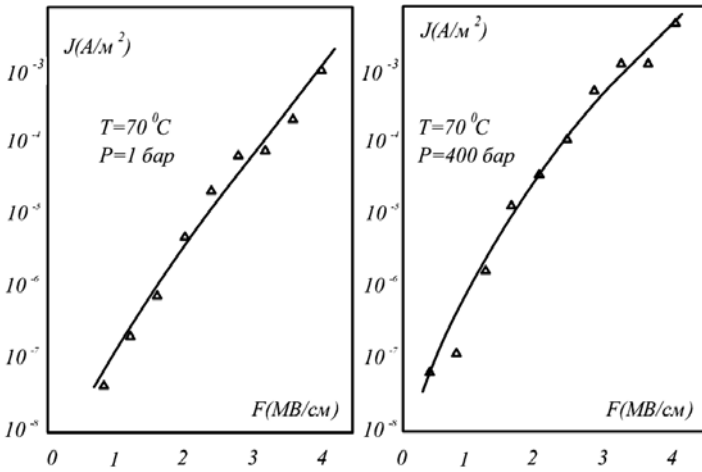


Рисунок 2.14 – Изменение плотности тока через диэлектрик от приложенного напряжения при различных давлениях [70]

В [71] измерялись проводимости нелегированного полиацетилена (РА) и йод-легированного полиацетилена в области гидростатического давления от 1 бара до 3,5 кбар. Экспериментальные результаты позволяют подтвердить, что проводимость в нелегированном РА регулируется только электронным механизмом проводимости, а в йод-

легированном  $PA$  – двумя типами носителей (электронами и ионами). Было найдено существование критической ПК давления  $P_c$ , которое может быть определено следующим образом: для  $P < P_c$  преобладает ионная проводимость (проводимость уменьшается с  $P$ ) и для  $P > P_c$  – электронные процессы проводимости становятся более важными (проводимость увеличивается с  $P$ ) (рис. 2.15, 2.16).

В работе [72] исследовалась электропроводность порошка  $SiO_2$  при статическом давлении. Авторы отмечают, что они получили переход  $SiO_2$  в металлическое состояние. При этом после снятия давления сопротивление остается меньше исходного. Это свидетельствует о наличии необратимых процессов, приводящих к остаточной проводимости.

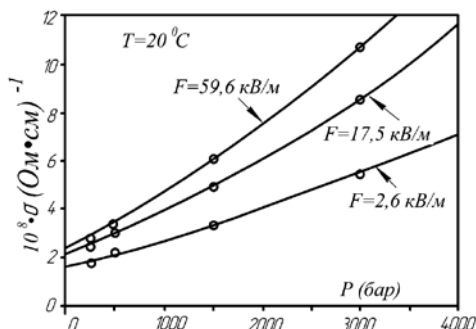


Рисунок 2.15 – Проводимость нелегированного полиацетилена при приложенном внешнем электрическом поле [71]

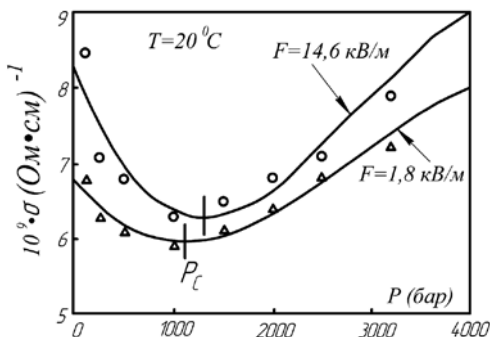


Рисунок 2.16 – Проводимость легированного йодом полиацетилена (1,5 % йода) при приложенном внешнем электрическом поле [71]

Нельзя не отметить также работу [73] по ударному сжатию полупроводника селена (рис. 2.17).

С целью исследования фазовых переходов в селене поставлены разрешенные во времени измерения электропроводности при ударном сжатии до 32 ГПа. Найденная зависимость электропроводности от давления, которая включает два участка: резкий рост ( $P < 21$  ГПа) и «плато» ( $P > 21$  ГПа). Полученные экспериментальные данные вместе с оценками температуры показывают, что при  $P < 21$  ГПа селен находится в полупроводниковом состоянии. В полупроводниковом селене ширина энергетической щели существенно уменьшается при сжатии. При давлении  $P > 21$  ГПа электропроводность демонстрирует насыщение на уровне  $\sim 10^4 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ . Столь высокая электропроводность свидетельствует об эффективной металлизации ударносжатого селена. Эксперименты с образцами различной начальной плотности выявляют влияние температуры на фазовый переход.

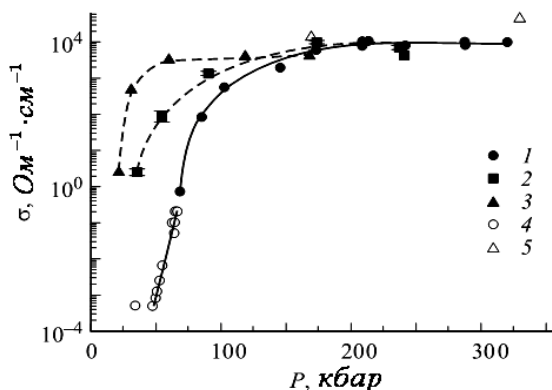


Рисунок 2.17 – Зависимость электропроводности селена от давления ударной волны: 1 – сплошной селен [73], 2 – порошковый селен (плотность  $3,1 \text{ г/см}^3$ ) [73], 3 – порошковый селен (плотность  $1,7 \text{ г/см}^3$ ) [73], 4 – данные ударно-волновых экспериментов [78], 5 – результаты опытов при статическом сжатии [79]

Технология измерений при переходе системы диэлектрик (полупроводник)–металл в ударных волнах зависит от величины электропроводности исследуемого вещества [74, 75]. Для относительно невысокой электропроводности  $\sigma < 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  применимо электротехническое приближение. В этом случае средняя электропроводность вещества  $\sigma$  может быть найдена по формуле [76]:

$$\sigma = \frac{\delta_s}{\rho_s(D-u)t} \left( \frac{V_0}{V} - 1 \right),$$

где  $\delta_s$  – толщина фольги,  $\rho_s$  – удельное сопротивление фольги,  $V_0$  – начальное напряжение,  $D$  – волновая скорость,  $u$  – массовая скорость.

Для высокой электропроводности  $\sigma > 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  необходимо учитывать скин-эффект в проводящем слое, формируемом ударной волной. В этом случае технология измерений основывается на анализе электромагнитных процессов в системе шунт – образец [77] и сводится к решению обратной краевой задачи для уравнения диффузии магнитного поля [74, 75].

Погрешность измерения электропроводности существенно зависит от величины последней и составляет в последней работе до 20 %.

При малых ударных давлениях электропроводность селена невелика. В этом случае использовалась модифицированная измерительная ячейка. В образце параллельно направлению распространения ударного фронта располагались плоские контакты из медной фольги (толщина – 50 мкм, ширина – 10, расстояние – 20–30 мм). Шунтом служило сопротивление 1–20 Ом, которое располагалось вне зоны действия ударной волны.

Для записи электрических сигналов использовались осциллографы С1-75, С9-27, Тектроникс 7633 и TDS 1012 [73].

Авторы отмечают, что металлический переход происходит за время, которое на девять порядков меньше, чем при статическом сжатии (найденное из осциллограмм время «включения» проводимости составляет  $< 10$  нс). При этом полный рост электропроводности образца во время сжатия составляет более двенадцати порядков величины.

При разгрузке электросопротивление селена изменяется относительно слабо, что указывает на временное сохранение металлической фазы и задержку обратного перехода. Таким образом, полученные данные свидетельствуют о гистерезисе проводимости ударно-сжатого селена и существенной асимметрии прямого и обратного переходов.

Полученные данные говорят о протекании в селене фазового перехода, сопровождающегося металлизацией. При давлении  $P < 21$  ГПа сплошной селен является полупроводником, при  $P > 21$  ГПа – металлом. Давление металлического перехода при ударном сжатии отличается от условий статического сжатия. Металлизация сплошного

селена при ударном сжатии обусловлена плавлением или твердофазным переходом. Более ранняя металлизация порошка обусловлена тепловым механизмом.

Представленные в работе [73] результаты экспериментального исследования селена имеют очевидную качественную общность с поведением другого элементарного полупроводника – кремния [76], что позволяет рассматривать полученные данные, по мнению авторов работы, как типичные для ударной металлизации полупроводников.

В работе [80] исследовалось электрическое сопротивление политетрафторэтилена (PTFE) при ударном сжатии.

Сопротивление после ударного сжатия политетрафторэтилена определялось в диапазоне давлений от 35 до 63 ГПа. Измерения проводились с использованием ячейки толщиной 0,2 мм с равномерным распределением сопротивления по толщине. При давлении выше 35 ГПа сопротивление монотонно уменьшается, достигая равновесного значения за характерное время около 0,5 мкс на расстоянии нескольких миллиметров от плоскости распада разрыва. Результаты показывают на разрушение полимера в диапазоне давлений от 35 до 63 ГПа. Во всем диапазоне среднее значение эмпирической энергии диссоциации составляет 3,3–0,7 эВ, что совпадает в пределах ошибки с энергией связи C - C, равной 3,6 эВ. Полученные результаты указывают на ионный механизм проводимости при ударном давлении выше 35 ГПа. В рассматриваемом диапазоне давлений средняя эмпирическая энергии диссоциации  $E_{duc} = 3,3 \pm 0,7 \text{ эВ}$ , что совпадает в пределах ошибки с энергией одной связи C-C:  $E = 3,6 \text{ эВ}$ .

Важным объектом современного исследования являются наноматериалы, типичным представителем которых является полупроводник  $C_{60}$  [81].

В работе [81] была измерена удельная электропроводность  $\sigma$  кристаллов фуллерена  $C_{60}$  в условиях квазиизэнтропического нагружения размытой ударной волной до давления 200 кбар при начальных температурах  $T = 293 \text{ К}$  и  $77 \text{ К}$ . В результате зарегистрировано резкое увеличение значения  $\sigma$  на 7-8 порядков с  $10^{-6} - 10^{-7} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  при нормальных условиях до  $5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  в диапазоне давлений 100–200 кбар. Электропроводность образцов под давлением падает с понижением температуры, что характерно для полупроводников. При снятии давления значение  $\sigma$  возвращается к исходной величине.



На рис. 2.18 представлена зависимость давления (кривая 1) и электропроводности (кривая 2) образца  $C_{60}$  от времени при сжатии размытой ударной волной.

Полученные результаты, по мнению авторов [81], позволяют говорить о резком уменьшении запрещенной зоны кристаллов  $C_{60}$  при приложении давления. Однако наблюдающаяся зависимость электропроводности под нагрузкой от температуры свидетельствует о том, что ширина запрещенной зоны уменьшается не до нуля и образец при 200 кбар остается полупроводниковым. Это качественно согласуется с данными по воздействию статического давления на кристаллический  $C_{60}$ .

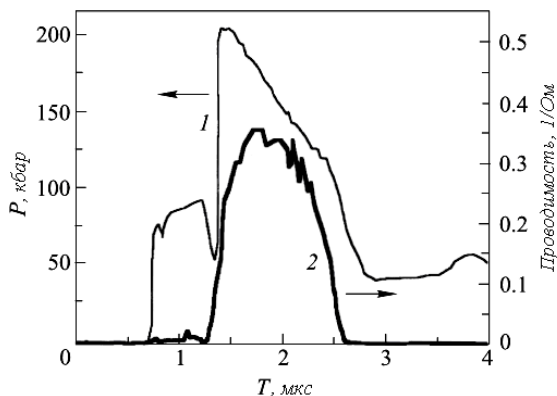


Рисунок 2.18 – Зависимость давления (кривая 1) и электропроводности (кривая 2) образца  $C_{60}$  от времени при сжатии размытой ударной волной [81]:

1 – давление; 2 – электропроводность

В работе [82] были уточнены процессы полимеризации.

Измерение электрической проводимости образца и манганинового датчика давления при ударном воздействии производилось путем регистрации электрических сигналов с них цифровым осциллографом Tektronix TDS-744A, данные с которого затем обрабатывались компьютером. Результат типичного эксперимента по измерению электропроводности  $C_{60}$  при ступенчатом квазиизэнтропическом сжатии до конечного давления  $\sim 30$  ГПа представлен на рис. 2.19 в виде зависимостей от времени электропроводности образца  $a$  и давления  $P$ , измеренного при помощи манганинового датчика. Видно, что электропроводность образца сначала резко увеличивается с ростом давле-

ния, а затем начинает плавно уменьшаться. Важным обстоятельством является то, что рост проводимости можно связать именно с ростом давления, тогда как падение проводимости происходит и в области практически постоянного давления. На рис. 2.20 представлена зависимость проводимости  $\sigma$  от давления  $P$  для кристаллов  $C_{60}$  при импульсном нагружении.

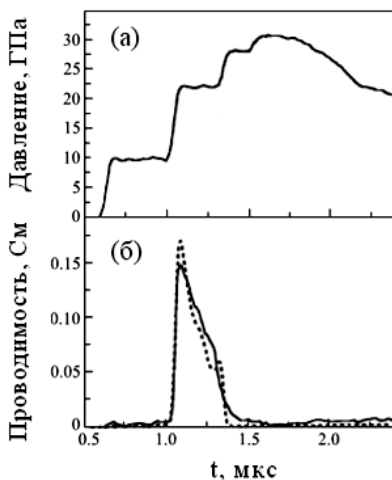


Рисунок 2.19 – Зависимость от времени давления  $P$  (а) и электропроводности кристалла  $C_{60}$  при начальной температуре  $T = 300$  К (б). Пунктир – теоретическая кривая, рассчитанная при  $\beta = 2,1$  мэВ/ГПа,  $\beta = 2,24$  мэВ/ГПа [82]

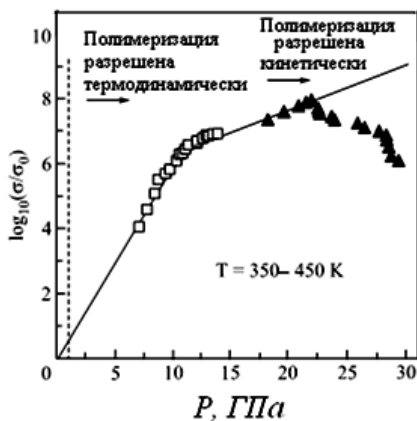


Рисунок 2.20 – Зависимость проводимости  $\sigma$  от давления  $P$  для кристаллов  $C_{60}$  при импульсном нагружении: светлые квадраты – данные из работы [83], тёмные треугольники – данные работы [82]

По мнению авторов [82], в условиях динамических нагрузок характерные пространственный и временной масштабы приводят к практическому отсутствию диффузионного и химического взаимодействий исследуемых образцов и среды, что исключает возможность объяснения полученных результатов такого сорта эффектами.

Анализ многочисленных данных по изменению спектров оптического поглощения кристаллов  $C_{60}$  при приложении гидростатического давления показывает, что ширина запрещенной зоны падает с увеличением давления с коэффициентом  $\beta = dE_G/dP$  порядка 70–100 мэВ/ГПа. Полагая, что в используемых чистых кристаллах уровень Ферми находится примерно в середине запрещенной зоны, можно оценить зависимость электропроводности  $a$  от давления при постоянной температуре  $T$ :

$$\sigma / \sigma_0 = \exp(-\beta \cdot t \cdot k^{-1} \cdot T^{-1}), \quad (2.6)$$

где  $\sigma_0$  – электропроводность при нулевом давлении.

Видно, что при  $P < 11$  ГПа экспериментальные данные хорошо описываются формулой (2.6), причем величина  $\beta$  порядка 84 мэВ/ГПа. При большем давлении величина  $\beta$ , формально вычисленная как  $\beta = -2kTd(\log(\sigma / \sigma_0)) / dP$  из наклона зависимости, показанной на рис. 2.20, заметно падает, что до некоторой степени может быть следствием уменьшения сжимаемости (увеличения модуля Юнга) кристалла в силу сильной непараболичности потенциала взаимодействия между молекулами  $C_{60}$ .

## **2.4 Ударные воздействия на тонкие пленки и конденсаторные датчики**

Тонкопленочные конструкции различного назначения широко применяются на современных КА, а конденсаторные датчики на основе тонких пленок используются для регистрации и измерения параметров твердых микрочастиц естественного и искусственного происхождения [84]. Ниже представлены результаты лабораторных исследований ударных воздействий на тонкопленочные структуры «металл-диэлектрик-металл» (МДМ), используемые в качестве детекторов микрочастиц.

Образцы, представлявшие собой полимерные пленки толщиной 2–20 мкм с напыленными с обеих сторон металлическими электродами, толщина которых составляла 20–50 нм, бомбардировались на электро-

статическом ускорителе НИИЯФ МГУ частицами  $Al$ ,  $Fe$ ,  $W$  диаметром 1–5 мкм со скоростями 0,1–10 км·с<sup>-1</sup>. Сквозной пробой таких структур наблюдался с помощью микроскопа.

На рис. 2.21 показан фрагмент МДМ-структуры со сквозными отверстиями, образованными множественными ударами ускоренных микрочастиц.



Рисунок 2.21 – Фрагмент лавсановой пленки после бомбардировки частицами  $Al$  на электростатическом ускорителе

Для оценки условий сквозного пробивания пленки получено много эмпирических соотношений при некотором варьировании параметров бомбардирующих частиц и мишеней (см., например, [60, 85, 86]). С этой целью можно использовать также баллистическое уравнение.

В проведенных экспериментах были получены зависимости амплитуды сигнала МДМ-детекторов от скорости и массы бомбардирующих частиц для двух режимов работы: в отсутствие сквозного пробоа структуры (режим ударного сжатия диэлектрика) и при сквозном пробое. В общем случае зависимость амплитуды  $A$  сигнала МДМ-детектора от массы  $m$  и скорости  $v$  регистрируемой частицы описывается соотношением

$$A = Cm^{\alpha}v^{\beta},$$

где  $C$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  – константы, зависящие от свойств материалов частицы и мишени и скорости удара.

Для выявления отдельного влияния на амплитуду сигнала скорости и массы частицы проводилась нормировка амплитуды по этим параметрам. Полученные зависимости  $A/m = f(v)$  и  $A/v = f(m)$  приведены на рис. 2.22.

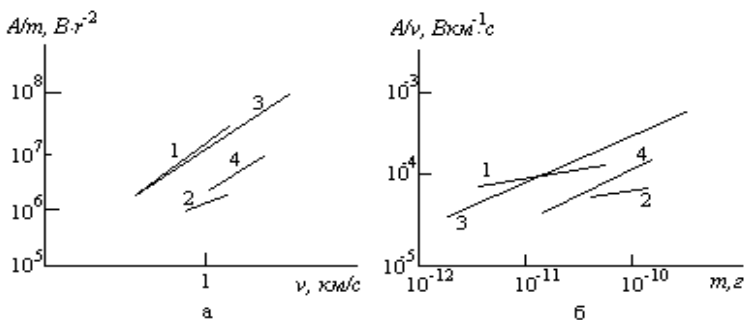


Рисунок 2.22 – Зависимости нормированной амплитуды сигнала МДМ-детектора от скорости (а) и массы (б) частицы без пробоя (1, 3) и при пробое (2, 4)

На основании экспериментальных данных получены значения параметров:

$\alpha = 0,28 \pm 0,1$ ;  $\beta = 1,8 \pm 0,1$  (для  $h = 2$  мкм, линии 1, 2)  
и  $\alpha = 0,65 \pm 0,1$ ;  $\beta = 1,56 \pm 0,1$  (для  $h = 4$  мкм, линии 3, 4) – в случае отсутствия сквозного пробоя, а при сквозном пробое  $\alpha = 0,25 \pm 0,1$ ;  $\beta = 0,92 \pm 0,1$  и  $\alpha = 0,65 \pm 0,1$ ;  $\beta = 1,31 \pm 0,1$  для тех же значений  $h$  соответственно. Отметим, что для обеспечения при измерениях одинаковой напряженности электрического поля в образцах МДМ-структур к ним прикладывались разные напряжения:

100 В при  $k = 2$  мкм и 200 В при  $k = 4$  мкм.

Характер зависимостей, представленных на рис. 2.22, указывает на одинаковый механизм возникновения проводимости диэлектрика – ударное сжатие и разогрев как в случае сквозного пробоя, так и в его отсутствие.

## 2.5 Исследование воздействия ударов микрочастиц на солнечные батареи КА

Традиционно рассматриваемым механизмом деградации СБ в результате бомбардировки их микрометеорными частицами и частицами космического мусора является снижение прозрачности защитных стекол за счет образования на их поверхности кратеров, трещин и царапин [87]. При этом предполагается, что степень снижения прозрачности пропорциональна суммарной площади поврежденных участков защитных стекол. На основании данных о флюенсах частиц и размерах образующихся кратеров можно показать, что суммарная площадь поврежденных участков в течение года составит  $\sim 0,1$  % от общей поверхности СБ. Если полагать, что снижение мощности СБ составит такую же

величину, то данный вид деградации СБ можно считать не представляющим серьезной опасности. Реально коэффициент пропускания поврежденных участков защитных стекол снижается всего лишь на 20–30 %, т. е. ухудшение характеристик СБ составит еще меньшую величину.

Вместе с тем анализ ухудшения характеристик СБ упоминавшихся выше отечественных КА «Вега-1» и «Вега-2» при прохождении ими газопылевой оболочки ядра кометы Галлея показал, что снижение мощности СБ составило значительно большую величину по сравнению с величиной, определяемой только на основании учета ухудшения прозрачности защитных стекол ФЭП [88]. Это дало основание предположить, что помимо ухудшения оптических характеристик защитных стекол существует дополнительный механизм деградации СБ, в результате действия которого происходит повреждение *n-p* переходов ФЭП. Таким механизмом является воздействие на *n-p* переход ударной волны, распространяющейся из области соударения частицы с поверхностью защитного стекла ФЭП. Именно действием этого механизма в [88] было объяснено наблюдавшееся различие между экспериментальными данными о снижении мощности СБ КА «Вега-1» и «Вега-2» и оценками, сделанными на основании представлений об ухудшении оптических характеристик защитных стекол.

Проведенные в [88] исследования механизма повреждения *n-p* перехода ФЭП ударной волной показали, что он достаточно эффективен и при более низких скоростях удара, соответствующих средним скоростям соударения с поверхностью СБ метеорных частиц ( $20 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ ) и техногенных частиц ( $10 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ ).

В основе рассматриваемого физического механизма лежат представления о процессах образования кратера непосредственно на поверхности кремниевой пластины ФЭП, протекание которых приводит к повреждению *n-p* перехода. Наиболее важным из этих процессов является плавление полупроводниковой пластины на глубинах залегания *n-p* перехода (доли микрометра), в результате чего может происходить шунтирование *n-p* перехода или даже его короткое замыкание.

При бомбардировке твердыми микрочастицами ФЭП с защитными стеклами имеет место более сложный случай взаимодействия, при котором ударная волна формируется в области соударения частицы с поверхностью защитного стекла и далее распространяется в глубь ФЭП, проходя границу раздела «внутренняя поверхность защитного стекла – поверхность кремниевой пластины ФЭП». На границе раздела происходит расщепление исходной ударной волны на две составляю-

щие, одна из которых отражается от этой границы, а другая распространяется через нее в глубь кремниевой пластины. Очевидно, что в этом случае энергия сформированной на поверхности защитного стекла ударной волны должна быть достаточной для протекания процесса плавления Si в приповерхностной области самого ФЭП, где располагается  $n-p$  переход.

При расчете многослойных структур удобно использовать понятие акустического сопротивления материала:  $C = \rho U$ , где  $\rho$  – плотность материала рассматриваемого слоя,  $U$  – скорость распространения ударной волны в слое. С помощью этого параметра записываются выражения, устанавливающие связь между давлением в импульсе сжатия в первом слое  $P_1$ , давлением в отраженном от границы слоев импульсе  $P_{отр}$  и давлением в импульсе, прошедшем во второй слой  $P_2$ :

$$\frac{P_{отр}}{P_1} = \frac{G_2 - G_1}{G_2 + G_1},$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2G_2}{G_2 + G_1},$$

где  $G_1$  и  $G_2$  – акустическое сопротивление материалов первого и второго слоев соответственно.

Из приведенных соотношений видно, что при  $G_2 \ll G_1$  происходит почти полное отражение импульса сжатия от границы раздела слоев, а при  $G_2 = G_1$  импульс полностью передается через границу раздела.

На основании таких представлений нетрудно сделать вывод о том, что для возникновения шунтирования  $n-p$  перехода ФЭП, снабженного защитным стеклом, значения размера и скорости бомбардирующих частиц должны быть выше некоторых пороговых величин, при достижении которых начинается плавление кремниевой пластины и образование кратера в ФЭП. В [88] выполнен расчет пороговых значений диаметра частиц и их скорости, соответствующих началу действия указанного физического механизма повреждения ФЭП, снабженных защитными стеклами. Результаты такого расчета приведены на рис. 2.23.

Лабораторные исследования данного механизма повреждения ФЭП, проведенные на электростатическом ускорителе НИИЯФ МГУ, и данные натурального эксперимента в целом подтвердили справедливость сделанных теоретических оценок [89].

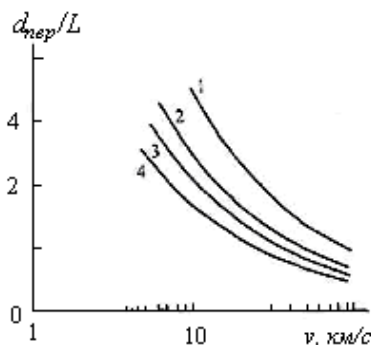


Рисунок 2.23 – Зависимость отношения порогового значения диаметра частиц  $d_{\text{под}}$  к толщине защитного стекла  $L$  от скорости частиц  $v$ :  
 1 – вещество с  $\rho = 1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ ; 2 – алюминий; 3 – титан; 4 – железо

На рис. 2.24 показаны изменения вольт-амперных характеристик ФЭП СБ в результате одиночных ударов твердых частиц, зарегистрированные в лабораторном эксперименте и в натуральных условиях. На рис. 2.24а приведены характеристики до (1) и после (2) удара. На рис. 2.24б показаны вольт-амперные характеристики нескольких ФЭП СБ, возвращенной со станции «Мир». Характеристики 1, 2 относятся к преобразователям, не получившим существенных повреждений, а характеристики 3, 4 свидетельствуют о шунтировании  $n$ - $p$  перехода преобразователей в результате ударов твердых частиц.

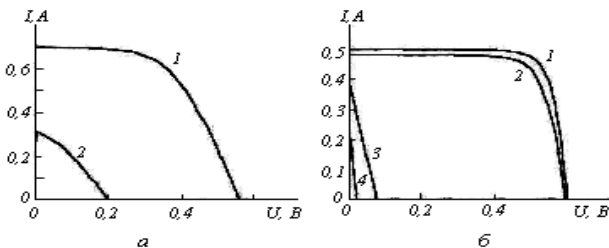


Рисунок 2.24 – Зарегистрированные изменения вольт-амперных характеристик ФЭП СБ: а – в лабораторном эксперименте; б – в натуральных условиях

Полученные данные позволяют сделать прогноз деградации характеристик СБ за счет рассмотренного физического механизма. Расчеты для фрагмента СБ с защитным стеклом толщиной 155 мкм показывают, что за счет воздействия частиц космического мусора в области низких околоземных орбит потери мощности могут достигать 1 % в год [89].



## 2.6 Список использованной литературы

1. Зельдович, Я.Б. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений [Текст] / Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер. – М.: Наука, 1966. – 686 с.
2. Высокоскоростные ударные явления [Текст] / под ред. В.И. Николаевского; пер. с англ. – М.: Мир, 1973. – 533 с.
3. Физика высоких плотностей энергии [Текст] / под ред. О.Н. Крохина; пер. с англ. – М.: Мир, 1974. – 484 с.
4. Dietzei, H. Micrometeoroid simulation studies on metal targets [Text] / H. Dietzei, G. Neukum, P.L. Rauser // Journ. Geophys. Res. – 1972. – V. 77. – No 8. – P. 1375-1395.
5. Numerical simulation of jet formation by shaped charge and its penetration into bumped target [Text] / M. Katayma, A. Takaba, S. Toda, S. Kibc // Proc. of the 2nd Europ. Conf. on Space Debris, ESOC, Darmstadt, Germany, 17-19 March 1997 (ESA SP-393). – P. 411-416.
6. Сверхскоростной удар и противометеорная защита в проекте Vega [Текст] / С.И. Анисимов, В.М. Ковтуненко, Р.С. Кремнев, Ю.А. Осиньян, Р.З. Сагдеев, В.Е. Фортов, А.Е. Шейндлин // Успехи механики. – 1986. – Т. 9. – № 3. – С. 3-50.
7. Ударные и детонационные волны. Методы исследования [Текст] / И.Ф. Кобылкин, В.В. Селиванов, В.С. Соловьев, Н.Н. Сысов. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. – 376 с.
8. Воскобойников, И.М. Описание состояния вещества за фронтом ударной волны [Текст] / И.М. Воскобойников, М.Ф. Гоголя // ФГВ. – 1978. – Т. 14. – С. 105-110.
9. Каннель Г.И. Ударные волны в физике конденсированного состояния [Текст] / Г.И. Каннель, В.Е. Фортов, С.В. Разоренов // УФН. – 2007. – Т.177. – №8. – С. 809-830.
10. Трунин, Р.Ф. Сжатие конденсированных веществ высокими давлениями ударных волн (лабораторные исследования) [Текст] / Р.Ф. Трунин // УФН. – 2001. – Т.1 71. – № 4. – С. 387-414.
11. Развитие в России динамических методов исследований высоких давлений [Текст] / Л.В. Альтшулер, Р.Ф. Трунин, В.Д. Урлин, В.Е. Фортов, А.И. Фунтиков // УФН. – 1999. – Т.169. – №3. – С. 323-343.
12. Фортов, В.Е. Мощные ударные волны и экстремальные состояния вещества [Текст] / В.Е. Фортов // УФН. – 2007. – Т.177. – №4. – С. 347-368.
13. Ударноволновые явления в конденсированных средах [Текст] / Г.И. Каннель, С.В. Разоренов, А.В. Уткин, В.Е. Фортов. – М.: Янус-К, 1996. – 408 с.

14. Линейный ускоритель для моделирования микрометеоритов [Текст] / Н.Д. Семкин, А.В. Пияков, К.Е. Воронов, Н.Л. Богоявленский, Д.В. Горюнов // ПТЭ. – 2007. – №1. – С. 1-8.

15. Attempt of measurment of space debris microparticles flux in Geosynchronous Orbit [Text] / J.S. Novikov, K.E. Voronov, N.D. Semkin [et al.] // Proc. Second European Conference on Space Debris, ESOC, Darmstadt, Germany 17–19 March 1997. – P. 135-138.

16. Семкин, Н.Д. Математическая модель проводимости ударноносжатых пленочных МДМ-структур в условиях воздействия высокоскоростных пылевых частиц [Текст] / Н.Д. Семкин, А.М.Телегин // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. – 2010. – Т. 13. – №4. – С. 75-79.

17. Семкин, Н.Д. Проводимость диэлектриков и полупроводников под высоким давлением [Текст] / Н.Д. Семкин, А.М. Телегин // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. – 2011. – Т.14. – №4. – С. 92-102.

18. Исследование ударноволновых и деструкционных процессов при высокоскоростном ударе и лазерном воздействии на мишень из органического материала [Текст] / В.В. Костин, В.Е. Фортов, И.К. Красюк, Б.И. Кунижев, А.И. Темроков // ТВТ. – 1997. – Т. 35. – №6. – С. 962-967.

19. Изучение теплофизических и механических свойств вещества в экстремальных условиях [Текст] / И.К. Красюк, П.П. Пашинин, А.Ю. Семенов, В.Е. Фортов // Квантовая электроника. – 2003. – №7. – С. 593-608.

20. Семкин, Н.Д. Исследование характеристик конденсаторного датчика для регистрации твердых частиц с помощью импульсного лазера [Текст] / Н.Д.Семкин // Известия высших учебных заведений, Приборостроение. Издание Ленинградского института точной механики и оптики. – 1986. – Т. XXIX. – №8. – С. 60-64.

21. Семкин, Н.Д. Регистрация пылевых и газовых частиц в лабораторных и космических условиях [Текст] / Н.Д. Семкин, К.Е. Воронов, Л.С. Новиков. – Самара, 2005. – 470 с.

22. Прикладная механика сплошных сред. Т. 3. Численные методы в задачах физики быстротекущих процессов: учеб. для втузов [Текст] / А.В. Бабкин, В.И. Колпаков, В.Н. Охитин, В.В. Селиванов. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2006. – 520 с.

23. Shintatea, K. Numerical simulation of hypervelocity impacts of a projectile on laminated composite plate targets by means of improved SPH method [Text] / K. Shintatea, H. Sekineb. – Composites: Part A 35. – 2004. – P. 683-692.

24. Потапов, А.П. Моделирование высокоскоростных соударений методом сглаженных частиц (SPH) [Текст] / А.П. Потапов, И.Б. Петров // Информационные технологии. – 2009. – С. 46-50.

25. Liu, M. B. Adaptive smoothed particle hydrodynamics for high strain hydrodynamics with material strength [Text] / M.B. Liu, G.R. Liu, K.Y. Lam // Shock Waves. – 2006. – 15(1). – P. 21–29.

26. Eric, Daniel. Numerical simulations of shock wave propagation in condensed multiphase materials [Text] / Eric Daniel, Jacques Massoni // Shock Waves. – 2007. – 17. – P. 241–253.

27. Моделирование высокоскоростного соударения методом гладких частиц [Текст] / Ю.В. Блажевич, В.Д. Иванов, И.Б. Петров, И.В. Петвиошвили // Математическое моделирование. – 1999. – Т.11. – №1. – С. 88-100.

28. Физика быстропротекающих процессов [Текст] / под ред. Н.А. Златина; пер. с англ. – М.: Мир, 1971. – Т. 2. – 373 с.

29. Experimental observations and computer simulations for metallic projectile fragmentation and impact crater development in thick metal targets [Text] / V.S. Hernandez [et al.] // International Journal of Impact Engineering. – 2006. – № 32. – P. 1981-1999.

30. Одномерное газодинамическое моделирование типичных постановок ударно-волновых экспериментов через интернет [Текст] / А.В. Шмачков, П.Р. Левашов, М.Е. Поварницын, К.В. Хищенко // Тезисы XXIII Международной конференции «Уравнения состояния вещества» Эльбрус-2008, 2008. – С.102.

31. Расчетно-теоретические исследования масс-спектрометрических измерений состава пылевых частиц кометы Галлея в экспериментах «ВЕГА» [Текст] / Н.Н. Анучина, В.И. Волков, Е.Н. Евланов, В.П. Елсуков, Н.С. Еськов, О.М. Козырев, В.Ю. Политов, А.В. Петровцев, О.Ф. Прилуцкий, А.Т. Сапожников, М.К. Шинкарев, А.Н. Шушлебин // Физика горения и взрыва. – 2004. – Т. 40. – №3. – С. 77-86.

32. Взаимодействие высокоскоростных пылевых частиц с пленочной МДМ-структурой [Текст] / Н.Д. Семкин, К.Е. Воронов, Н.Л. Богоявленский, А.М. Телегин, М.В. Изюмов // Метрология. – 2009. – № 1. – С. 28-47.

33. Герштейн, Г.Н. Моделирование полей методом электростатической индукции [Текст] / Г.Н. Герштейн. – М.: Наука, 1970. – 316 с.

34. Auer, S.D. Two high resolution velocity vector analyzers for Cosmic Dust Particles [Text] / S.D. Auer // Rev. Sci. Instrum. – 1975. – № 46. – P. 127-135.

35. Попов, А.А. Расчет Э.Д.С., наводимой в катушке с током при пролете через нее проводящего контура [Текст] / А.А. Попов,

Н.В. Корнеева // Изв. вузов. электромеханика. – 1980. – №7. – С. 683-689.

36. Семкин, Н.Д. Преобразователи информации в электронных устройствах бортовых систем [Текст]: учеб. пособие / Н.Д. Семкин, А.М. Телегин. – Самара, 2012. – 307 с.

37. Семкин, Н.Д. Регистрация пылевых и газовых частиц в лабораторных и космических условиях [Текст] / Н.Д. Семкин, К.Е. Воронов, Л.С. Новиков. – Самара, 2005. – 470 с.

38. Слабский, Л.И. О рентгеновском излучении, возникающем при соударении металлических тел [Текст] / Л.И. Слабский, Л.А. Одновол, В.П. Козенко // ДАН СССР. – 1973. – Т.210. – №2. – С. 319-321.

39. Microwave emission experiment with hypervelocity impacts and applications of its results [Text] / T. Takano, Y. Murotani [et al.] // Proc Third European Conference on Space Debris. European Space Operations Centre (ESOC), Darmstadt, Germany, 19-21 March 2001 (ESASP-473, October 2001).

40. Роль материала анода в заполнении плазмой межэлектродного промежутка при иницировании пробоя в вакууме [Текст] / В.И. Держиев, Ф. Либих, Г.И. Рамендик, Ю.В. Васюта // ЖТФ. – 1981. – Т. 51. – Вып.4. – С. 719-725.

41. Nencum, G. Untersuchungen des projektill materials in mikrokratern [Text] / G. Nencum // Diplomarbeit uni Heidelberg, 1969. English Translation, NASA TT-F-12327.

42. Ламперт, М. Инжекционные токи в твердых телах [Текст] / М. Ламперт, П. Марк. – М.: Мир, 1973 с.

43. Nazarova, T. N. Solid component of interplanetary matter from vehicle observations [Text] / T.N. Nazarova // Space Sci. Rev. – 1968. – № 8. – P. 455-466.

44. Назарова, Т.Н. Изучение метеоритных частиц с космических летательных аппаратов [Текст] / Т.Н. Назарова, А.К. Рыбаков. – КОСПАР, Ленинград, СССР, 1970.

45. К вопросу механического возбуждения люминисцентных панелей [Текст] / Н.Ф. Екимова, О.А. Мяздриков [и др.] // Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ. – 1966. – Вып.12. – С. 107-109.

46. А.С. 632264 (СССР). Детектор для измерения физических параметров микрометеоритов [Текст] / Н.Д. Семкин, А.К. Рыбаков [и др.]. – БИ, 1978. – № 41.

47. Физика взрыва [Текст] / Ф.А. Баум, Л.П. Орленко, К.П. Станюкович [и др.]. – М.: Наука, 1975. – 704 с.

48. Станюкович, К.П. Неустановившееся движение сплошной среды [Текст] / К.П. Станюкович. – М.: Наука, 1971. – 854 с.

49. Ракетные эксперименты по моделированию воздействия компонентов антропогенного загрязнения околоземного космического

пространства на материалы и системы космических аппаратов [Текст] / Ю.И. Портнягин, О.Ф. Ключев, Н.Д. Семкин [и др.] // Тр. Всесоюз. науч. практ. конференции (Ленинград, апрель 1990). – М.: Гидрометеоиздат. – 1992. – 263 с.

50. Eichhorn, G. Untersuchung der hichtemission bei Hochgeschwind-igkeits-einschlagen [Text]: dissertation / G.Eichhorn // University of Heidelberg, Germany.

51. Высокоскоростные ударные явления [Текст] / под ред. В.Н. Николаевского. – М.: Мир, 1973. – 533 с.

52. Леонтьев, Л.В. Некоторые особенности формы кратеров, образованных высокоскоростными частицами в полубесконечной преграде [Текст] / Л.В. Леонтьев, А.В. Тарасов, И.А. Терешкин // Космические исследования. – 1971. – Т. 5. – №9. – 796 с.

53. Сагомоян, А.Я. Проникание [Текст] / А.Я. Сагомоян. – М.: Изд-во МГУ, 1974. – 289 с.

54. Michael, J. Neish. Hypervelocity impact damage equations for kapton multilayered insulation and teflon second-surfase mirrors [Text] / J. Michael, Neish and Seishiro Kibe // Proc. Third European Conference on space Debris. European space operations Centre (ESOC), Darmstadt. Germany 19-21 March 2001 (ESASP-473, October 2001).

55. Hypervelocity impact and protection [Text] / K. Toma, W. Riedel, F. Schafer, S. Hiermaier // Proc. Third European Conference on Space Debris. European Space Operations Centre (ESOC). Darmstadt, Germany, 19-21 March 2001 (ESASP-473, October 2001).

56. Scafer, F. Impact damage on shielded Gas-Filled vessels [Text] / F. Scafer, E. Schneider, M. Zambert // Proc. Third European Conference on Space Dibris. European Space Operations Centre (ESOC)/ Darmstadt, Germany, 19-21 March 2001 (ESASP-473, October 2001).

57. Структура микрократеров на поверхности металлических образцов, экспонировавшихся в открытом космосе [Текст] / О.Н. Никитушкина, Л.И. Иванов, А.Н. Петров, Л.С. Новиков, В.Г. Коношенко, В.Г. Соколов // ФХОМ. – 2002. – № 2. – С. 21-25.

58. Изменение морфологии поверхности металлов при сверхзвуковых соударениях [Текст] / О.Н. Никитушкина, Л.И. Иванов, С.А. Бедняков, Л.С. Новиков // ФХОМ. – 2001. – № 1. – С. 48-51.

59. Титов, В.М. Сквозное пробивание при метеоритном ударе. Космические исследования [Текст] / В.М. Титов, Ю.И. Фадеенко. – 1972. – Т. X. – Вып. 4. – С. 589-595.

60. Berthoud, L. Empirical impact equations and marginal perforation [Text]/ L. Berthoud, J.C. Mandeville // Proc. of the 1st Europ. Conf. on Space Debris, Darmstadt, Germany, 5-7 April 1993 (ESA SD-01). – P. 459-464.

61. Drolshagen, G. Meteoroid. Debris impact analysis application to LDEF, EURECA and COLUMBUS [Text] / G. Drolshagen // Proc. of the 1st Europ. Conf. on Space Debris, Darmstadt, Germany, 5-7 April 1993 (ESA SD-01). – P. 515-522.

62. Berthoud, L. Micro-impacts on EURECA solar panels [Text] / L. Berthoud // Proc. of the 6th ESA Symp. Proc. on Materials in I Space Environment, ESTEC, Noordwijk, NL, 19-23 September 1994 (ESA SP-368). P. 239-248.

63. Акишин, А.И. Физические процессы на поверхности искусственных спутников Земли [Текст] / А.И. Акишин, Л.С. Новиков. – М.: Изд-во МГУ. – 1987. – 89 с.

64. К вопросу об иницировании пробоя в вакууме ударами быстролетающих микрочастиц [Текст] / А.И. Акишин, В.П. Кирюхин, Л.С. Новиков, И.Н. Сливков // ЖТФ. – 1984. – Т. 54. – № 1. – С. 179-181.

65. Emission and discharge phenomena induced by hard microparticle impact [Text] / L.S. Novikov, A.I. Akishin, N.D. Semkin, K.E. Voronov // Proc. of the 7th Int. Symp. on «Materials in Space Environment», Toulouse, France, 16-20 June 1997 (SP-399, August 1997). – P. 493-496.

66. Auer, S. Detection technique for micrometeoroids using impact ionization [Text] / S. Auer, K. Sitte // Earth and Planetary Science Letters. – 1968. – № 4. – P. 178-183.

67. Семкин, Н.Д. Исследование характеристик пылевых частиц с помощью электростатического ускорителя [Текст] / Н.Д. Семкин // ВИНТИ. – Деп. №6709. – 1987. – 48 с.

68. Семкин, Н.Д. Регистрация высокоскоростных потоков пылевых частиц [Текст] / Н.Д. Семкин // Моделирование влияния факторов антропогенного загрязнения околоземного космического пространства на элементы конструкций и систем космических аппаратов. Тр. Всесоюз. науч.-практ. конференции. – М.: Гидрометеиздат, 1992. – 263 с.

69. Измерение электропроводности серы при сверхвысоких динамических давлениях [Текст] / С.С. Набатов, А.Н. Дремин, В.И. Постнов, В.В. Якушев // ЖЭТФ. – 1979. – Т. 29. – Вып.7. – С. 407-410.

70. Hoang-the-giama, R. High electrical field conduction in polymers under pressure [Text] / R. Hoang-the-giama, A.El Hayani, A. Bui'ai, M. Saidi, M. Bendaoud // High Pressure Research. – 1990. – Vol. 3. – P. 174-176.

71. Kazan, V. Pressure effect on the electrical conductivity of conductor polymer [Text] / V. Kazan, T. Elallam, A. Antoniou, Hoang - the - giam // High Pressure Research. – 1992. – Vol. 9. – P. 363-365.

72. Переход  $SiO_2$  в проводящее состояние [Текст] / Л.Ф. Верещагин, Е.Н. Яковлев, Б.В. Виноградов, В.П. Сакун, Г.Н. Степанов // Письма в ЖЭТФ. – 1974. – Т. 20. – Вып.7. – С. 472-474.

73. Гилев, С.Д. Металлизация селена при ударном сжатии [Текст] / С.Д. Гилев // ЖТФ. – 2006. – Т. 76. – Вып. 7. – С. 41-47.

74. Gilev, S.D. The Development of a Method of Measuring a Condensed Matter Electroconductivity for Investigation of Dielectric-Metal Transitions in a Shock Wave [Text] / S.D. Gilev, T.Yu. Mihailova // J. de Physique IV 1997. Vol. 5. Colloque C3, Supplement au Journal de Physique III. N 7. 5<sup>th</sup> International Conference on Mechanical and Physical Behaviour of Materials under Dynamic Loading (EURODYMAT 97), 1997, Toledo, Spain. Les Editions de Physique. – P. C3-211-216.

75. Gilev, S.D. Metallurgical and Materials Applications of Shock-Wave and High-Strain-Rate Phenomena [Text] / S.D. Gilev // Proc. of the Int. Conf / Ed. by L.E. Murr, K.P. Staudhammer, M.A. Meyers. – Amsterdam: Elsevier, 1995. – P. 785-792.

76. Гилев, С.Д. Измерение высокой электропроводности кремния в ударных волнах [Текст] / С.Д. Гилев, А.М. Трубочев // ПМТФ. – 1988. – №6. – С. 61-67.

77. Гилев, С.Д. Электромагнитные процессы в системе проводников, формируемой ударной волной [Текст] / С.Д. Гилев, Т.Ю. Михайлова // ЖТФ. – 1996. – Т. 66. – Вып. 10. – С. 109-117.

78. Kani, K. Hugoniot and Electric Resistivity Measurements on Amorphous Se [Text] / K. Kani, T. Yamada, M. Abe // Shock Waves in Condensed Matter / Ed. by Y.M. Gupta. – 1986. – P. 477-482.

79. Dunn, K.J. Electrical conductivity of metallic selenium, tellurium, and silicon under high pressure [Text] / K.J. Dunn, F.P. Bundy // J. Appl. Phys. – 1980. – Vol. 51. – № 6. – P. 3246- 3249.

80. Bordzilovskii, S.A. Electric resistance of polytetrafluoroethylene under Shock Compression [Text] / S.A. Bordzilovskii, S.M. Karakhanov // Combustion, Explosion and Compression. – 2002. – Vol. 38. – №6. – P. 722-727.

81. Электропроводность кристаллов фуллерена  $C_{60}$  при динамическом сжатии до 200 кБар [Текст] / Ю.А. Осипьян, В.Е. Фортов, К.Л. Каган, В.В. Кведер, В.И. Кулаков, А.Н. Курьянчик, Р.К. Николаев, В.И. Постнов, Н.С. Сидоров // Письма в ЖЭТФ. – 2002. – Т.75. – Вып.11. – С. 680-683.

82. Немонотонное изменение электропроводности кристаллов фуллерена  $C_{60}$  при динамическом сжатии до 300 кбар как свидетельство аномально сильного понижения энергетического барьера для полиме-

ризации С60 при высоких давлениях [Текст] / Ю.А. Осипьян, Б.В. Авдонин, К.Л. Каган, Р.К. Николаев, В.И. Постнов, Н.С. Сидоров, Д.В. Шахрай, А.Ф. Шестаков, В.В. Кведер, В.Е. Фортов // Письма в ЖЭТФ. – 2005. – Т. 81. – Вып. 9. – С. 587-590.

83. Yakushev, V.V., Postnov, V.I., Fortov, V.E. and Yakysheva T.I. // ЖЭТФ, 2000. – № 90. – Р. 617. Fortov, V.E., Ternovoi, V.Ya., Zhernokletov, M.V. [et al.] // ЖЭТФ, 2003. – № 97. – Р. 217.

84. Ударно-сжатые пленочные структуры металл-диэлектрик-металл при высокоскоростном соударении микрометеороидных и техногенных частиц [Текст] / Н.Д. Семкин, К.Е. Воронов, Л.С. Новиков, Н.Л. Богоявленский // ПТЭ. – 2005. – № 2. – С. 123-129.

85. Gardner D.J. Meteoroid and debris properties from thin and thick targets [Text] / D.J. Gardner, J.A.M. McDonnell // Proc. of the 2nd Europ. conf. on Space Debris, Darmstadt, Germany, 17-19 March 1997 (ESA SP-393). – Р. 159-200.

86. Neish, M.J. Hypervelocity impact damage equations for Kapton multi-layered insulation and Teflon second-surface mirrors [Text] / M.J. Neish, S. Kibe // Proc. of the 3rd Europ. Conf. on Space Debris, ESOC, Darmstadt, Germany, 19-21 March 2001 (ESA SP-473). – V. 2. – Р. 577-582.

87. Летин, В.А. Солнечные батареи. Вопросы деградации [Текст] / В.А. Летин, В.Р. Завялин, И.А. Губанова // Электротехн. пром. источники тока: обзор информ. – 1988. – Сер. 22. – Вып. 13. – С. 1-44.

88. Burgasov, M.P. Assessment of the solar cell degradation caused by the space debris impact [Text] / M.P. Burgasov, A.B. Nadiradze // Proc. of ESPC-93, Austria, 23-27 August 1993. – Р. 767.

89. Детин, В.А. Эффект шунтирования элементов солнечных батарей при высокоскоростном ударе твердых частиц [Текст] / В.А. Детин, А.Б. Надирадзе, Л.С. Новиков // Гелиотехника. – 2005. – № 3. – С. 3-12.



### 3 ПРИБОРЫ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ И ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ БЫСТРЫХ МИКРОЧАСТИЦ

В этом разделе рассмотрим детекторы, вырабатывающие электрический сигнал при взаимодействии с ними твердых микрочастиц. Сигнал детектора может нести информацию не только о факте попадания частицы, но и о ее параметрах, от которых зависят амплитуда и форма сигнала. Преимуществом таких детекторов является возможность изучения с их помощью пространственно-временных вариаций потоков частиц, а недостатком – относительно малая площадь чувствительной поверхности, что при низкой плотности измеряемых потоков требует проведения длительных измерений для набора необходимой статистики. Достаточно полные сведения о принципах построения и конструкциях детекторов твердых микрочастиц приведены в монографии [1].

Работа детектора может основываться на любом из рассмотренных выше физических явлений, возникающих при ударе твердой микрочастицы о мишень. Поскольку величина практически любого эффекта, вызываемого соударением микрочастицы с поверхностью твердого тела, зависит, как это было показано выше на примерах образования кратеров и эмиссии электронов и ионов из зоны соударения, от двух параметров воздействующей частицы – ее массы и скорости, при создании приборов следует стремиться к тому, чтобы их работа основывалась на двух-трех различных физических явлениях. В этом случае из экспериментальных данных возможно независимое определение массы и скорости частиц.

В соответствии со спецификой физических явлений, лежащих в основе работы детекторов, последние могут быть разделены на группы. Так, пьезоэлектрические датчики реагируют на *механическое воздействие*. К детекторам этой группы относятся также твердотельные и газонаполненные ячейки. В первом случае удар частицы вызывает резкое изменение электрического сопротивления ячейки, а во втором – создает сквозной пробой в тонкой стенке ячейки, что влечет за собой выход газа из ячейки и замыкание связанных с ней электрических контактов.

Наиболее совершенными детекторами, реагирующими на механическое воздействие, являются тонкопленочные конденсаторы. Такие детекторы вырабатывают сигналы на нагрузочном сопротивлении как при ударах, не приводящих к сквозному пробоя пленки, так и при сквозных пробоях. В отсутствие пробоя импульс тока в электрической

цепи возникает за счет резкого увеличения проводимости диэлектрика при его ударном сжатии, а при пробое – за счет замыкания обкладок конденсатора через сквозной проводящий канал. Важно, что даже при сквозных пробоях датчик срабатывает многократно, так как при прохождении импульса тока металлизация вокруг отверстия оплавляется и отходит от него, предотвращая тем самым стационарное замыкание обкладок.

Существует достаточно много разновидностей детекторов, в которых используется *эффект преобразования кинетической энергии* частицы во внутреннюю энергию вещества. К этой группе относятся детекторы, работающие на основе возникновения при ударе эмиссии электронов и ионов, световых вспышек, радиоизлучения, и некоторые другие.

При регистрации световых вспышек, вызываемых ударами твердых частиц, для повышения их интенсивности можно использовать сцинтилляторы CsI(Tl) или ZnS(Ag), применяемые в ядерно-физических исследованиях. Методы и технические средства регистрации световых вспышек (фотоэлектронные умножители, фотодиоды), используемые в обоих случаях, во многом схожи. Продолжая эту аналогию, укажем, что полупроводниковые детекторы, являющиеся в настоящее время одним из главных инструментов при исследовании ионизирующих излучений, также могут быть использованы для регистрации твердых микрочастиц, поскольку при интенсивном ударном сжатии полупроводника в зоне проводимости образуется достаточное количество неравновесных носителей заряда.

Наибольший интерес в числе детекторов данной группы представляют эмиссионные детекторы, использовавшиеся в ряде космических экспериментов [1]. В эмиссионных детекторах производится измерение полного электронного или ионного заряда, эмитируемого из области соударения твердой частицы с мишенью. Заряд собирается на расположенный вблизи мишени коллектор, подключенный к измерительной цепи. В качестве коллектора часто используется металлическая сетка.

Для измерения очень малых эмитируемых зарядов (менее  $10^{-14}$ – $10^{-15}$  Кл) можно использовать вторично-электронные умножители (ВЭУ). При этом масса регистрируемых частиц может быть снижена до  $\sim 10^{-18}$  кг. При использовании ВЭУ между металлической мишенью, о которую ударяются твердые микрочастицы, и первым динодом или экранирующей сеткой, часто устанавливаемой на входе ВЭУ, прикладывается некоторое ускоряющее напряжение, полярность которого

определяется знаком заряда собираемых на динод частиц: электронов или положительных ионов. Коэффициент усиления ВЭУ составляет  $\sim 10^4$ – $10^5$ .

Важной разновидностью эмиссионных детекторов являются времяпролетные масс-спектрометрические преобразователи. Некоторые конструкции таких преобразователей, разработанные специально для использования в космических экспериментах, и результаты их лабораторных испытаний описаны в [1].

Рассмотренные выше детекторы твердых микрочастиц являются детекторами контактного типа, т. е. они вырабатывают сигнал только при ударах частиц о чувствительную поверхность. Существуют также и бесконтактные детекторы: *индукционные и оптические*. Применение первых возможно только при наличии у регистрируемых частиц электрического заряда. Оптические детекторы достаточно громоздки и даже в случае искусственной подсветки регистрируемых частиц уступают по чувствительности ионизационным детекторам [1].

### **3.1 Методы и средства регистрации частиц естественного и искусственного происхождения на основе тонких пленок**

Методы и устройства для регистрации высокоскоростных пылевых частиц можно классифицировать с учетом ряда их особенностей следующим образом [1–7]:

1. По способу взаимодействия частиц с прибором методы разделяются на контактные и бесконтактные.

2. По информативности преобразователи характеризуются одной выходной зависимостью или несколькими.

3. По быстродействию методы и устройства регистрации различаются длительностью процесса формирования выходных импульсных сигналов.

Современное состояние физических и технологических аспектов в изучении свойств тонких пленок, а также новых материалов позволяет использовать их в качестве чувствительных элементов преобразователей пылевых частиц. Эксперименты, проводимые с преобразователями пылевых частиц на основе тонких пленок, обнаруживают перспективы их использования в реальных условиях. Пленочные МДМ-структуры могут быть не только регистраторами частиц, но и запоминающими устройствами, а также служить для повышения чувствительности к некоторым характеристикам пылевых частиц.

Геометрия тонких пленок может быть очень малых размеров, выполнена различными технологическими методами (фотолитография, эмиссионная технология, лазерная технология). В связи с некоторой спецификой преобразователей пылевых частиц, например, их больших площадей, широкого диапазона геометрических размеров пленок, существует и определенная трудность изготовления датчиков, особенно когда необходима регистрация и измерение характеристик частиц микронных и субмикронных размеров. Эти проблемы связаны с технологической сложностью изготовления полосок длиной 10–20 см и шириной несколько микрометров. В случае регистрации частиц с диаметром порядка десятков микрон технологические трудности резко снижаются, то есть пленки можно изготовить обычными методами фотолитографии.

Преобразователи на основе тонких пленок можно разделить на три класса [1]:

1. Преобразователи, основанные на использовании металлических, резистивных, полупроводниковых пленок в виде полосковых структур.

2. Преобразователи, основанные на использовании структур металл-диэлектрик-металл (МДМ) и металл-диэлектрик-полупроводник (МДП).

3. Преобразователи совмещенного типа.

По способу преобразования энергии частицы пленочные преобразователи разделяются на три класса:

1. Преобразователи с частичным механическим разрушением площади чувствительной поверхности (преобразователи с запоминанием ударного воздействия).

2. Преобразователи неразрушающего контроля ударных воздействий, основанные на взаимодействии ударных, звуковых волн с МДМ-МДП-структурами.

3. Преобразователи с пленками, реализующими различные явления.

### **3.2 Комбинированные датчики**

В качестве примера построения комбинированного детектора рассмотрим прибор, использовавшийся в первых измерениях потоков твердых микрочастиц естественного и искусственного происхождения в области геостационарной орбиты [1, 8].

Схема прибора, построенного на основе двух тонкопленочных конденсаторных датчиков MDM1 и MDM2, приведена на рис. 3.1.

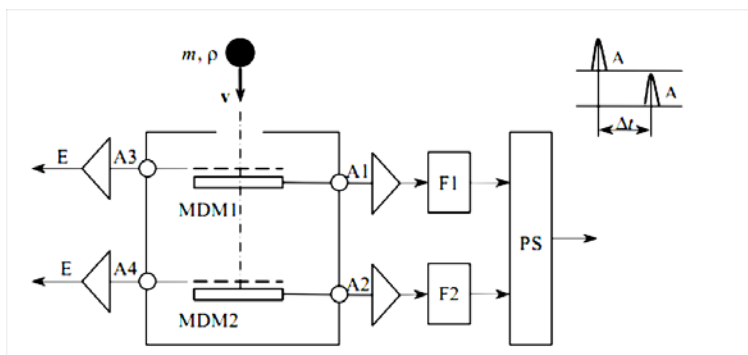


Рисунок 3.1 – Схема прибора с двумя тонкопленочными конденсаторными датчиками

В данном приборе имеется возможность измерения скорости частицы времяпролетным методом, если она пробивает верхний тонкопленочный датчик. Если параметры частицы таковы, что сквозного пробоя верхнего датчика не происходит, частица регистрируется по параметрам импульса верхнего датчика. Импульсы от верхнего и нижнего конденсаторных датчиков регистрируются соответственно в каналах A1 и A2.

Сетки, установленные вблизи поверхности конденсаторных датчиков, позволяют измерять величины зарядов, эмитируемых при ударе (каналы A3 и A4), что, как уже указывалось, позволяет получить необходимый набор исходных данных для независимого определения скорости и массы регистрируемой частицы.

### 3.3 Пленочные конструкции на основе резистивных проводников

Рассмотрим конструкцию, относящуюся к первому классу.

В одной из конструкций [1] пленочных детекторов пылевых частиц чувствительная поверхность состоит из  $m$  конденсаторов (МДМ-структур) и нескольких резистивных каналов, каждый из которых содержит  $n$  полосков с соответствующими шириной  $b$  и толщиной  $h$  каждый (рис. 3.2).

Толщины диэлектрических, металлических пленок конденсаторов, размеры полосков выбираются исходя из размеров, скорости исследуемых частиц, а точнее из размеров образованных кратеров в по-

лубесконечной преграде, состоящей из  $m$  конденсаторов. При ударе частицы в резистивный канал, часть полосков рвется, в результате чего сопротивление канала меняется.

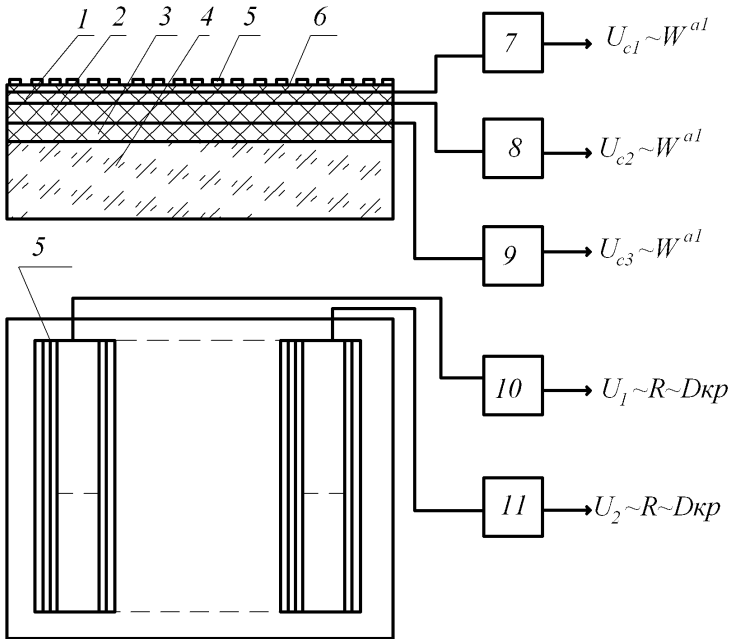


Рисунок 3.2 – Блок-схема конденсаторно-резистивного датчика:  
 1, 2, 3, 6 – диэлектрик, 4 – подложка, 5 – металлические полоски,  
 7–11 – блоки обработки

Как известно, при высокоскоростном соударении частицы с полубесконечной средой образуется кратер, параметры которого являются функциями массы, скорости, плотности частицы [9, 10].

Метод измерения, использующий явление кратерообразования основан на определении глубины и диаметра кратера (или диаметра отверстия в тонкой преграде) путем нанесения на поверхности преграды диэлектрических, резистивных, металлических тонких пленок или их различных композиций, причем их толщины могут быть меньше диаметра частицы. Определяя с помощью таких тонкопленочных структур глубину и диаметр кратера, можно перейти к параметрам частицы согласно имеющимся полуэмпирическим соотношениям. Ис-

пользование тонких пленок позволяет определить глубину кратера, полученного частицами микронных размеров.

Другим примером является датчик на основе проводящих полосков (рис. 3.3–3.4) [11].

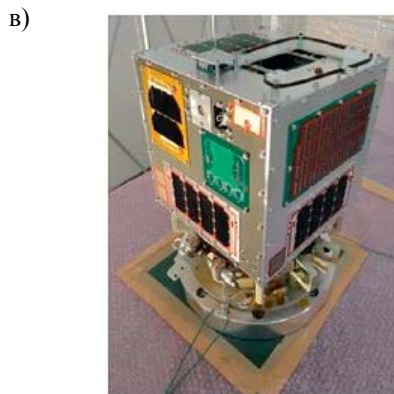
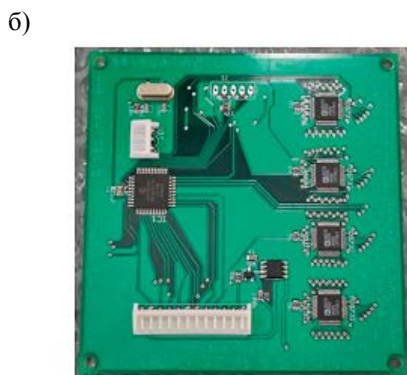
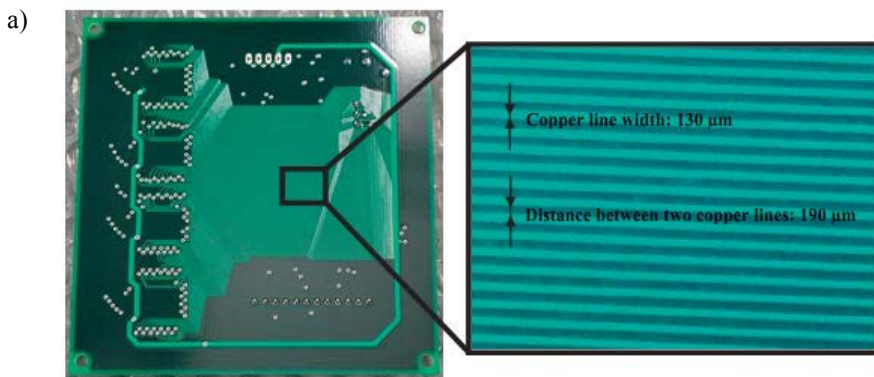
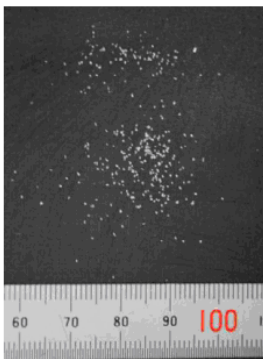
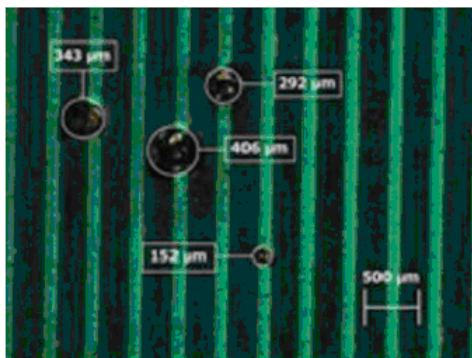


Рисунок 3.3 – Детектор пылевых частиц:  
а) передняя панель со 128 медными линиями, подвергшимися воздействию космической среды;  
б) задняя сторона детектора с электронными компонентами для контроля состояния каждой линии;  
в) фотография спутника с установленным на него детектором

а)



б)



в)

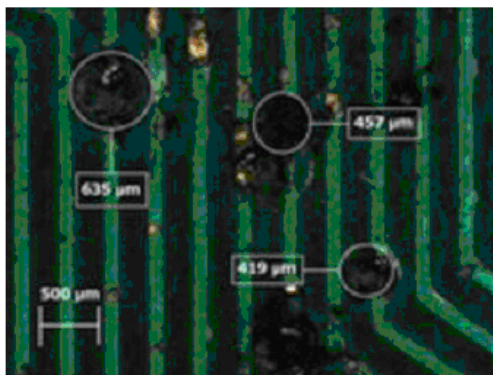


Рисунок 3.4 – Результаты экспериментов:

- а) эксперимент на ускорителе с частицами  $Al_2O_3$  размерами от 212 до 300 мкм и скоростью около 4,7 км/с;
- б) разрыв одного проводника;
- в) разрыв нескольких проводников

Данный датчик космического мусора разработан в Технологическом институте Ксюю. Датчик был запущен в околоземное пространство 18 мая 2012 года, были успешно получены данные, показывающие, что он не обнаружил ни одного удара космического мусора.

Тем не менее, в лабораторных условиях датчик продемонстрировал способность обнаружения воздействия космической пыли диаметром от 100 мкм до 600 мкм.



Интерес представляет также датчик орбитального мусора на основе солнечных панелей (рис. 3.5–3.9) [12].

Датчик представляет собой многослойную конструкцию, выполненную на базе солнечных батарей. И позволяет оценивать размер частиц и место их столкновения путем измерения данных с матрицы проводников, нанесенных на солнечные батареи.

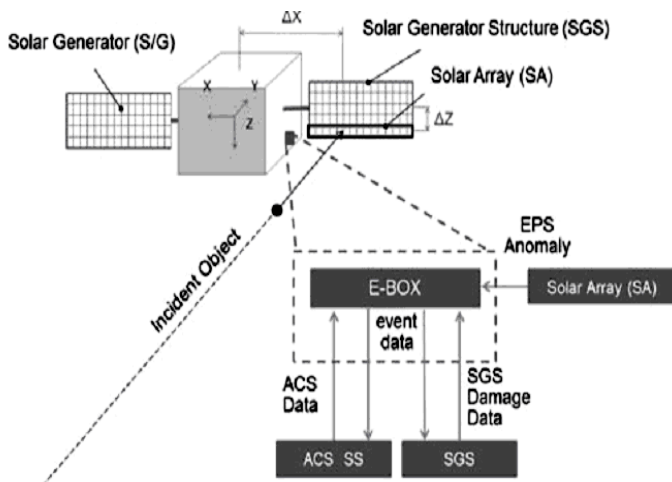


Рисунок 3.5 – Концепция датчика на основе солнечных батарей

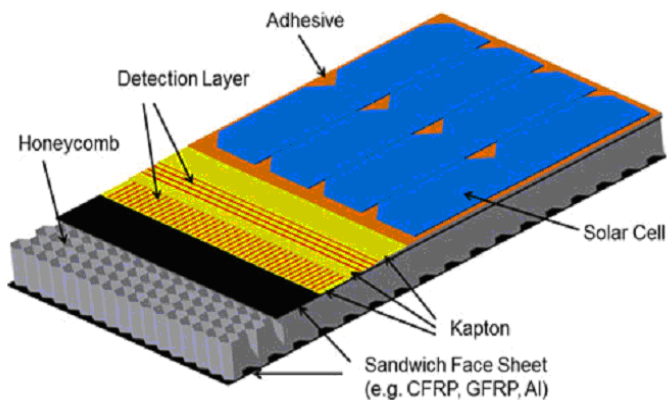


Рисунок 3.6 – Конструкция датчика

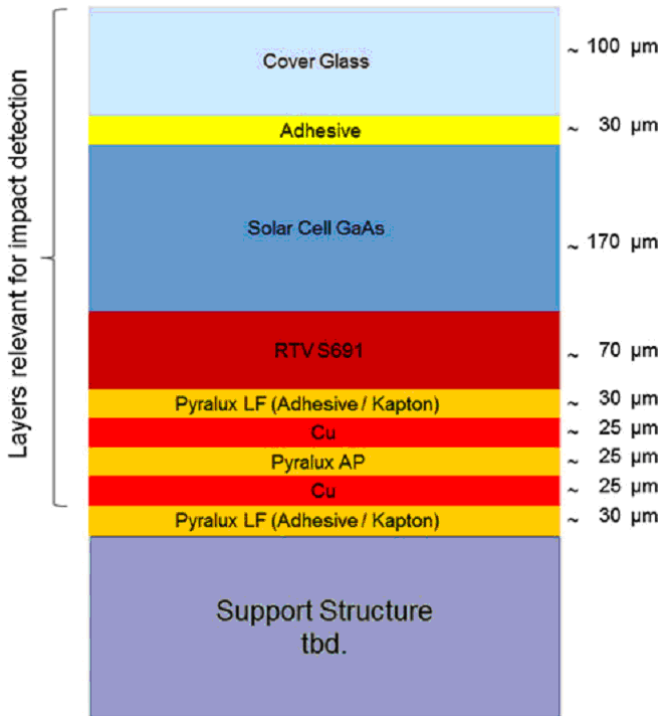


Рисунок 3.7 – Торцевой разрез датчика

В табл. 3.1 представлены данные, характеризующие частоту срабатывания датчика (согласно данным авторов статьи [12]).

Таблица 3.1 – Параметры мусора

Object diameter	LEO		GEO	
	Impacts (1/m <sup>2</sup> /year)	Time between two impacts	Impacts (1/m <sup>2</sup> /year)	Time between two impacts
>100μm	0,4220E+03	1,2D	0,1013E+01	2,2D
>1mm	0,1445E-01	6,9E+01Y	0,9462E-01	1,06E+04Y
>1cm	0,2844E-03	3,5E+03Y	0,2935E-03	3,4+06Y

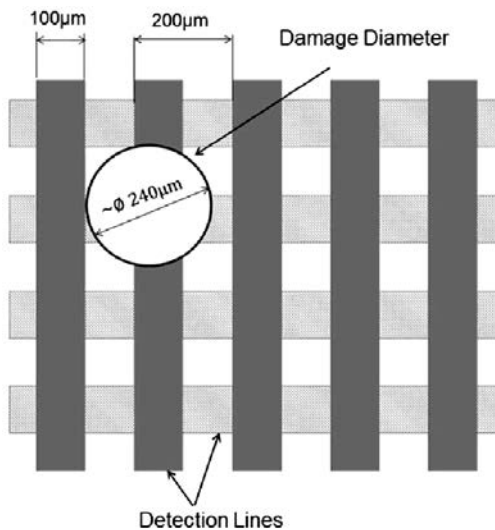


Рисунок 3.8 – Кратер при ударе частицы

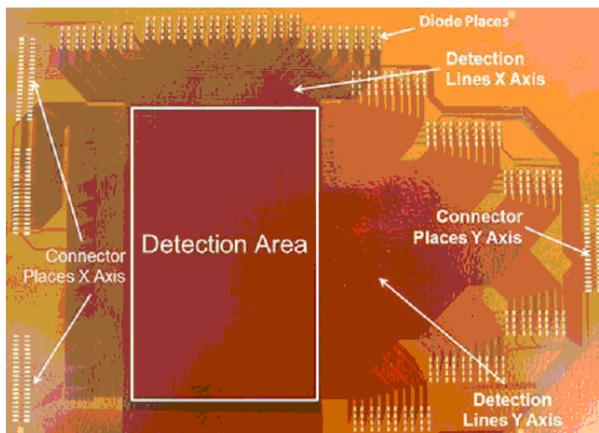


Рисунок 3.9 – Фотография области детектирования

Датчик космического мусора на основе чувствительной сетки сопротивлений (рис. 3.10) [13].

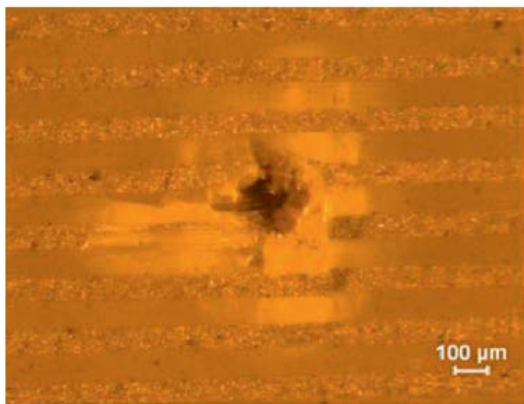


Рисунок 3.10 – Фотография разорванных полосков

Датчик служит для обнаружения воздействия высокоскоростных частиц в реальном времени и для определения размера частиц. Он использует резистивную сетку на тонкой подложке. Частицы разрушают линии на сетке, тем самым изменяя общее сопротивление сетки. Изменение сопротивления пропорционально ширине поврежденной области (т.е. количеству резистивных линий, которые разбиты), которая, в свою очередь, пропорциональна размерам ударяющей частицы. Этот метод обеспечивает большую площадь контроля, малую массу датчика, низкую мощность потребления для измерения потока мелких частиц пыли в пространстве. На основе экспериментов на легкогазовой пушке было доказано, что данный метод применим для частиц размерами порядка 50 мкм.

### 3.4 Датчик на основе пьезоэффекта

Другим типом датчиков является датчик на основе пьезоэффекта. В таких датчиках используется эффект преобразования механических колебаний, возникающих при ударе микрометеороида, в пульсирующий электрический сигнал с помощью пьезоэлектрических кристаллов. Такие типы датчиков можно реализовать с помощью тонких пленок окиси цинка. При нанесении пленок на мишень в виде матрицы появляется возможность совмещения их с другими пленками (люминофором, диэлектриком) и получения многоинформативного преобразователя.

Американские исследователи использовали в качестве пластины изолированные элементы обшивки, к которым крепились пьезоэлектрические преобразователи. Последние типы пьезоэлектрических преобразователей имели чувствительность по массе в пределах  $10^{-9}$ – $6,5 \cdot 10^{-11}$  г.

Данный метод может быть использован при совмещении с другими. Однако он нуждается в тщательной защите от различного рода внешних воздействий (вибраций, ударов, термических шумов).

Примером такого типа детекторов является пылевой датчик миссии VeriColombo [14]. Данный датчик предназначен для контроля пылевой обстановки вокруг Меркурия и состоит из четырех пьезосенсоров, при ударе по которым возникает импульс напряжения, по параметрам которого можно судить о скорости и импульсе ударяющей частицы согласно выражениям:  $U_p = a \cdot p + b$ ,  $U = c \cdot \Delta t + d$ , где  $U_p$  – выходное напряжение с датчика,  $p$  – импульс ударника,  $\Delta t$  – длительность переднего фронта импульса с пьезодатчика,  $a, b, c, d$  – экспериментально определяемые параметры.

На рис. 3.11 представлена структура датчика, характеристики которого приведены на рис. 3.12–3.18.

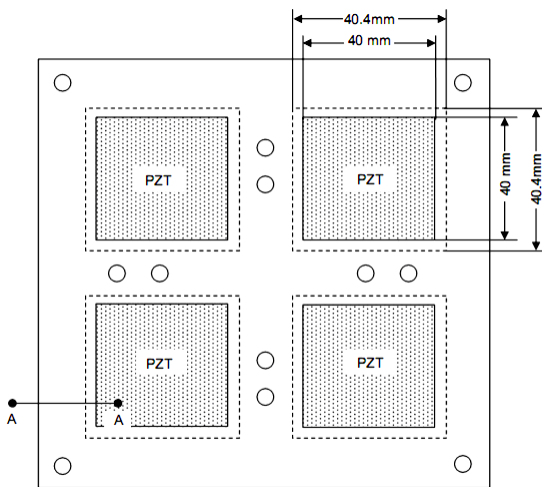


Рисунок 3.11 – Пылевой датчик миссии VeriColombo [14]

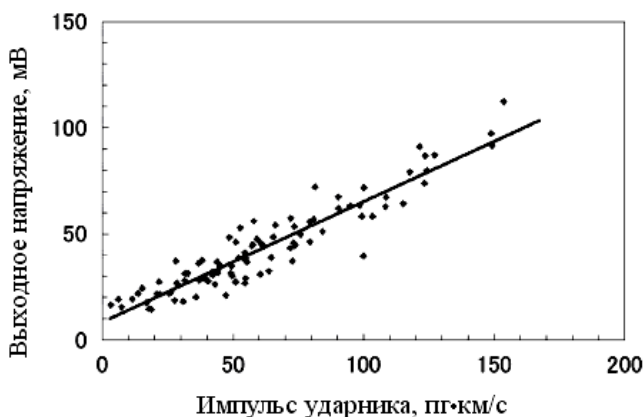


Рисунок 3.12 – Зависимость выходной амплитуды сигнала с датчика от импульса ударника [14]

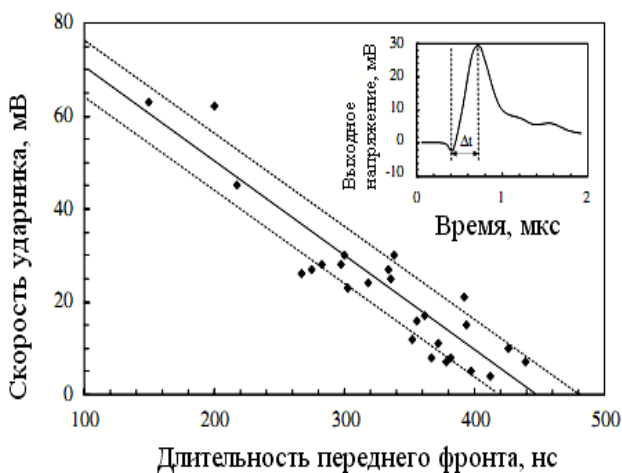


Рисунок 3.13 – Зависимость скорости частицы и длительности переднего фронта сигнала на выходе датчика [14]

Площадь чувствительной поверхности датчика –  $64 \text{ см}^2$ . Резонансная частота порядка  $1,1 \text{ МГц}$ . Диапазон температур от  $-160^\circ\text{C}$  до  $200^\circ\text{C}$ . Чувствительность –  $1 \text{ пкг}\cdot\text{км/с}$ . Масса датчика –  $220 \text{ г}$ , масса блока электроники –  $381 \text{ г}$ . Мощность потребления –  $3 \text{ Вт}$  максимум.

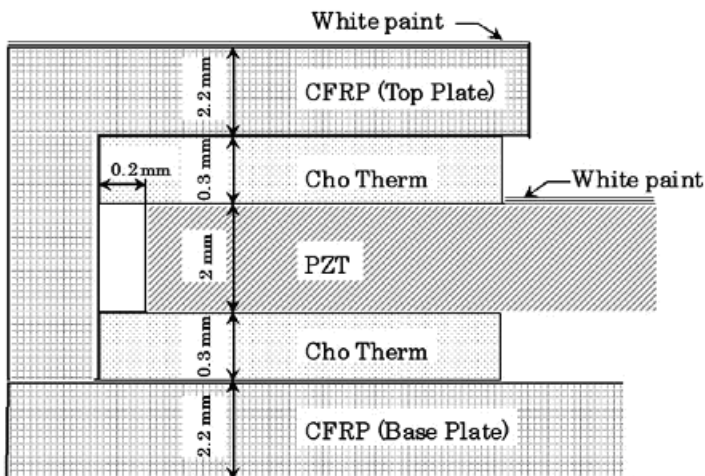


Рисунок 3.14 – Конструкция крепления PZT

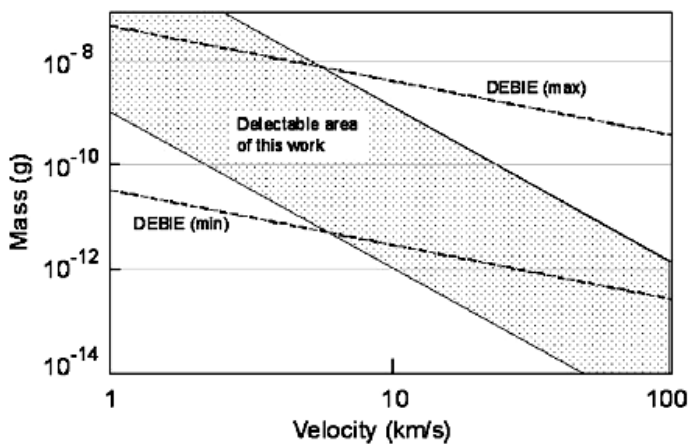


Рисунок 3.15 – Диапазон работы прибор





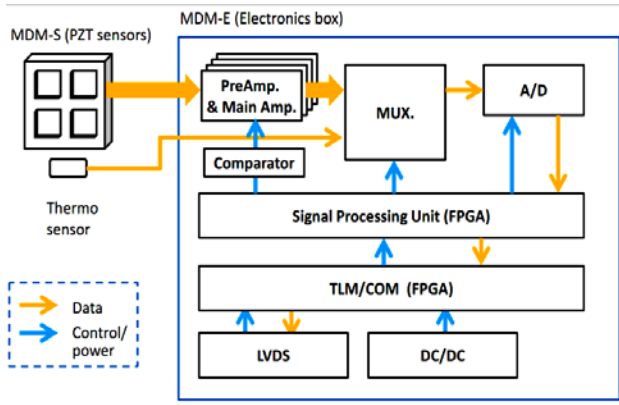


Рисунок 3.18 – Структурная схема датчика MDM

### 3.5 Матрица тонкопленочных конденсаторов

Другим примером датчиков является матрица тонкопленочных конденсаторов [16, 17], которая может служить преобразователем как потока частиц, так и параметров индивидуальной частицы (рис. 3.19, 3.20). Измеряется диаметр кратера по величине потери площади верхней обкладки конденсатора, если последний включить в генератор высокочастотных колебаний, частота которого увеличивается пропорционально объему кратера (по величине площади, удаляемой с верхней обкладки за счет высокотемпературных эффектов при ударе).

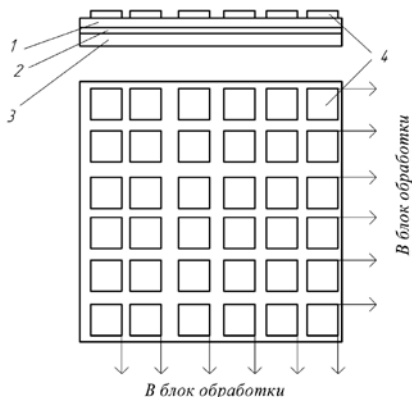


Рисунок 3.19 – Схематическое изображение пленочного датчика:  
1 – диэлектрик, 2 – нижняя обкладка, 3 – подложка, 4 – верхняя обкладка

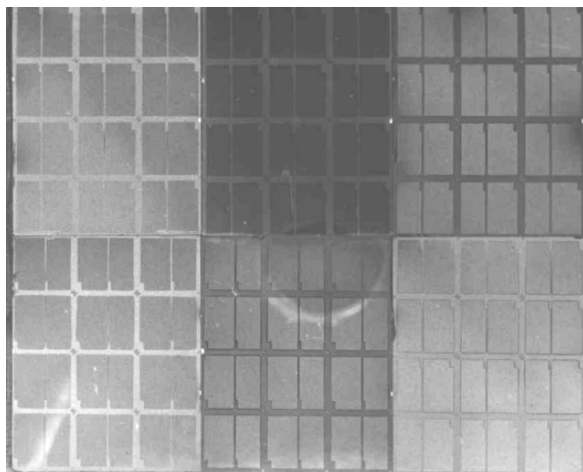


Рисунок 3.20 – Матрица тонкопленочных конденсаторов [18]

Для регистрации частиц размерами менее 100 мкм необходимо уменьшать размеры конденсаторов, составляющих матрицу, что предполагает технологические трудности при изготовлении матрицы. Кроме того, необходимо повышать в связи с этим частоту генератора.

Обработку информации с экспонированных МДМ-структур можно проводить с помощью устройства, состоящего из масс-спектрометра, вакуумной камеры и устройства пробы. Производится пробой того или иного замкнутого частицей конденсатора ранее экспонированной матрицы. Образованные ионы анализируют в специально модифицированной конструкции масс-спектрометра.

### **3.6 Датчик на основе регистрации ударной вспышки**

Как известно, при высокоскоростном соударении твердых тел возникает световая вспышка, параметры которой являются функциями параметров частицы. Общая световая энергия и интенсивность вспышки являются функциями массы и скорости частицы. Кроме того, проведенные эксперименты показали, что световая энергия и интенсивность света зависят от формы частицы. На выходной сигнал влияют также и конструктивные параметры.

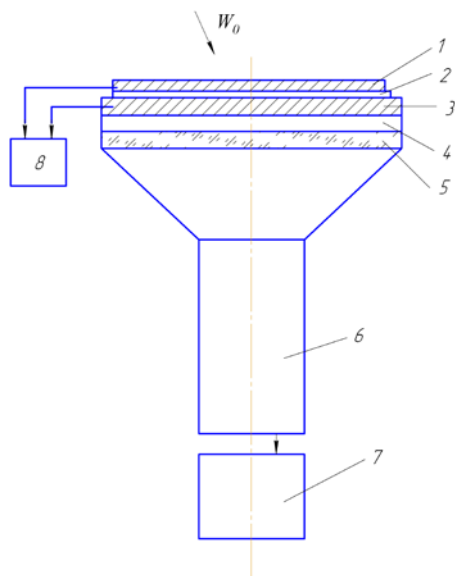


Рисунок 3.21 – Блок-схема люминесцентно-конденсаторного датчика:  
 1, 2, 3 – МДМ-структура; 4 – люминофор; 5 – стекло;  
 6 – ФЭУ; 7, 8 – блоки обработки

На рис. 3.21 изображена конструкция люминесцентно-конденсаторного датчика 1–5, которая является совмещенной. Здесь люминофор 4 является чувствительной к энергии частицы пленкой, а конденсатор 1–3 разрушается в месте удара и по истечении времени взаимодействия восстанавливается с помощью источника постоянного тока. Площадь разрушенной верхней обкладки от одной частицы на 7–9 порядков меньше всей ее площади. Как указывалось выше, конденсатор может функционировать в режимах пробоя-восстановления, изменения электропроводности ударносжатого диэлектрика и запоминания ударного воздействия.

Площадь разрушенной верхней обкладки от одной частицы на 7–9 порядков меньше всей ее площади. Как указывалось выше, конденсатор может функционировать в режимах пробоя-восстановления, изменения электропроводности ударносжатого диэлектрика и запоминания ударного воздействия.

Люминесцентно-конденсаторный преобразователь (рис. 3.22) использовался для регистрации параметров микрометеоритов и техногенных частиц микронных и субмикронных размеров на космических аппаратах серии «Космос».

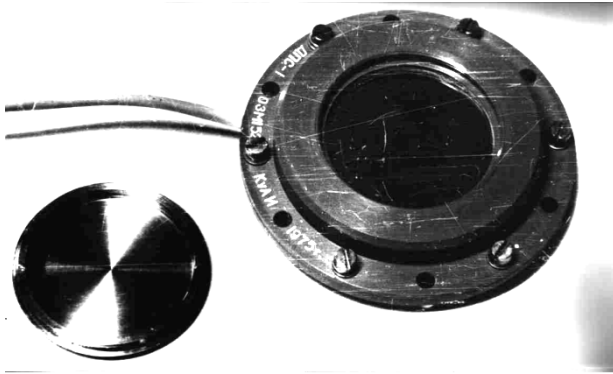


Рисунок 3.22 – Люминесцентно-конденсаторный преобразователь

### 3.7 Полупроводниковые датчики

Принцип действия полупроводниковых датчиков основан на эффекте исчезновения запрещенных зон  $\Delta E$  при критических давлениях, при которых электроны из валентной зоны переходят в зону проводимости. Детектор такого типа описан в [19]. Конструктивно он состоит из круглого металлического коллектора, соединенного с зарядочувствительным усилителем. Коллектор поддерживает тонкую пластину  $p$ -кремния (толщиной  $< 0,1$  мм), на которую нанесен слой селена  $Se$  (толщиной  $< 0,1$  мм). Для защиты чувствительной поверхности от света, механического воздействия и радиоизлучений наружная сторона селенового слоя покрыта тонким слоем эпоксидного слоя и затем тонким слоем золота, соединенного с землей посредством металлического экрана с круглым входным отверстием. Принцип измерения основан на кратковременном переходе материала  $Se$  в металлическую фазу под действием кратковременного давления – динамического воздействия, вызванного ударом частицы. Чувствительная поверхность датчика  $S = 2$  см<sup>2</sup>.

Рассмотрим конденсаторные датчики, которые широко использовались в межпланетном пылевом эксперименте, проводимом на базе космической лаборатории LDEF, и используются в современных исследованиях. Конструкция датчика показана на рис. 3.23.

Конденсаторный датчик состоит из кремниевое полупроводникового основания  $3$  толщиной  $250$  мкм, на верхнюю поверхность которого наносится слой диэлектрика  $SiO_2$  толщиной  $0,4$  или  $1$  мкм, а затем напыленная верхняя обкладка конденсатора из  $Al$  толщиной

0,1 мкм. Площадь чувствительной поверхности датчика составляет  $S = 19 \text{ см}^2$ , пороговая чувствительность по массе  $-3,5 \cdot 10^{-12} \text{ г}$ . Сигнал с преобразователя, соответствующий случаю разряда (пробоя) конденсатора, фиксируется схемой измерения. Всего на поверхности станции размещалось 459 датчиков такого типа.

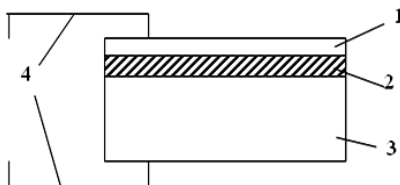


Рисунок 3.23 – Конденсаторный датчик, используемый в экспериментах LDEF:  
 1 – верхняя Al обкладка; 2 – слой диэлектрика  $\text{SiO}_2$  ( $h = 0,4\text{--}1 \text{ мкм}$ );  
 3 – полупроводниковая подложка, 4 – сигнальные электроды

Широко использовалось и продолжает использоваться экспонирование в космическом пространстве различных материалов и специальных высокочистых полированных пластинок из меди, алюминия, золота, нержавеющей стали, тонких пленок из меди, майлара, нитроцеллюлозы толщиной 0,02–1,66 мкм [1]. Эксперимент с экспонированием различных видов материалов на космической станции LDEF охватывал десятки материалов и занимал суммарную площадь  $S \approx 100 \text{ м}^2$ .

Принцип измерения заключался в экспонировании различных высокочистых материалов в космическом пространстве в течение фиксированного времени и после возвращения на Землю обработки полученных кратеров в мишенях с помощью электронных и оптических микроскопов (определение размеров микрочастиц по размерам и форме кратеров) и дальнейшее исследование с помощью масс-спектрометров методов химической диагностики для определения химического состава по остаточному материалу частиц в кратерах.

### 3.8 Датчик на основе теплового эффекта при ударе

При высокоскоростном соударении частицы с мишенью происходит выделение тепла. Примером датчиков, основанных на данном принципе, может служить микрокалориметрическая матрица для измерения кинетической энергии малых частиц в космосе [20, 21]

(рис. 3.24). Принцип работы основан на преобразовании кинетической энергии микрометеороида  $E_k$  в тепловую энергию согласно выражению:

$$\Delta T_{\text{meas}} = k \cdot \frac{\eta \cdot E_k}{C_a},$$

где  $\Delta T_{\text{meas}}$  – изменение температуры на датчике,  $\eta$  – коэффициент, учитывающий эффективность преобразования кинетической энергии в тепловую,  $k$  – коэффициент связи измеренной температуры и истинной (приблизительно равен 1),  $C_a$  – теплоемкость детектора.

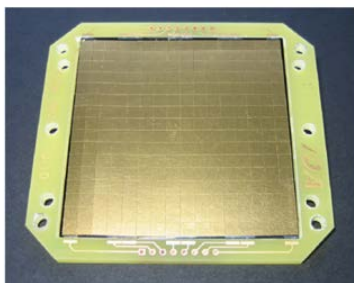


Рисунок 3.24 – Фотография микрокалориметрической матрицы [20]

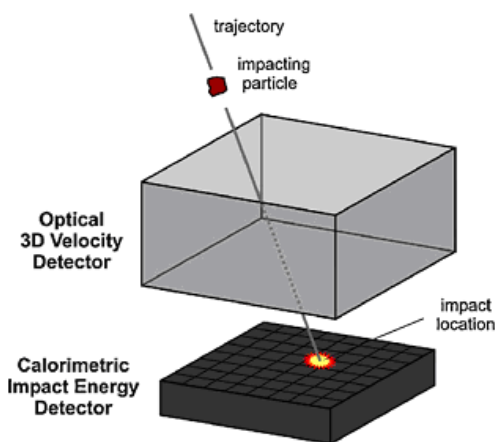


Рисунок 3.25 – Датчик AIDA, построенный на основе калориметрической матрицы

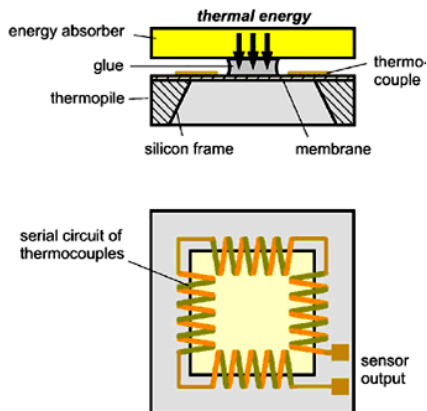


Рисунок 3.26 – Конструкция одного элемента калориметрической матрицы

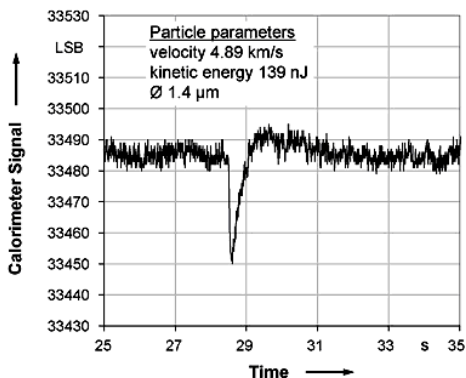


Рисунок 3.27 – Сигнал с калориметрического элемента при ударе частицы

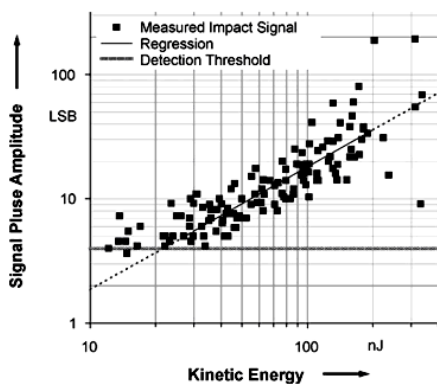


Рисунок 3.28 – Зависимость амплитуды сигнала с калориметрического элемента от кинетической энергии

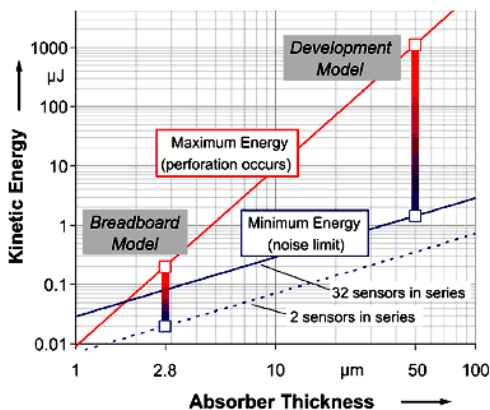


Рисунок 3.29 – Диапазон измерения датчика при различных толщинах пленки золота

На рис. 3.35–3.29 приведены характеристики данного датчика.

### 3.9 Сферический пленочный датчик

Следующий датчик конструктивно представляет собой развертываемую сферическую конструкцию [22], выполненную из диэлектрической пленки толщиной 10–20 мкм с двусторонним металлическим покрытием. Таких сфер две. Они установлены одна в другую и соединяются между собой растяжками. Наружная сфера состоит из секций, представляющих собой конденсаторы. Внутренняя оболочка представляет собой приемник вторичных заряженных частиц (ионов), образующихся в результате пробоя внешней оболочки. Внешняя металлическая обкладка пленочного приемника ионов 2 (рис. 3.30) соединена с усилителем 3, импульс тока с которого интегрируется интегратором (измеряется общий суммарный заряд ионов, пропорциональный массе и скорости частицы), одновременно сигнал подается на два сумматора 5 и 6, на другие входы которых проинтегрированные сигналы поступают с интеграторов 4 и 7.

Выход сумматора 6 соединен с интегратором 8. Таким образом, на интеграторах 4, 7, 8 формируются напряжения, функционально связанные с размером, скоростью и плотностью частицы.

Выходные сигналы с пленочных конденсаторных структур внешней сферы детектора  $C_1$ – $C_n$  подаются на коммутатор 9, выход которого подается на усилитель 10. Далее сигнал о пробое какого-либо из конденсаторов или изменении его электропроводности (в случае,



если он замкнут) поступает соответственно на усилитель – формирователь 11, генератор 12 и амплитудно-временной преобразователь 13. Сигналы с интеграторов, генератора АЦП соединены с блоком обработки 14.

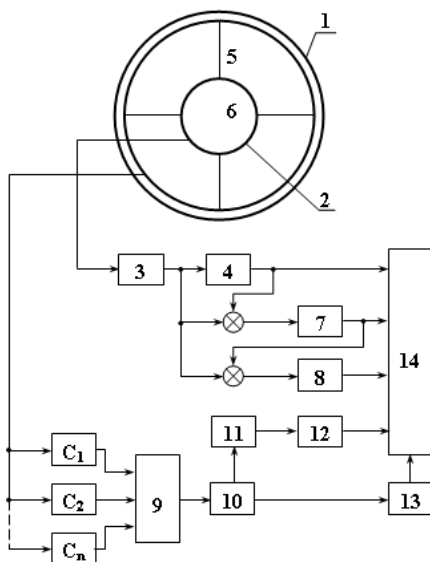


Рисунок 3.30 – Структурная схема преобразователя космических частиц сферического типа [166]

Частица пробивает одну или две структуры МДМ, при этом между двумя МДМ-структурами регистрируется ионный импульс, образованный в результате высокоскоростного соударения.

Таким образом, измеряется время пролета частицы между двумя МДМ-структурами, два параметра ионного импульса (заряд и время нарастания переднего фронта), импульс с конденсаторов, по которым производится обработка и определение скорости, массы, плотности частицы.

### 3.10 Несколько современных детекторов пылевых частиц

#### 3.10.1 LDEX

LDEX – детектор пылевых частиц, спроектированный для миссии LADEE (контроль лунной атмосферы и окружающей пыли). Космический аппарат запущен в 2013 году (рис. 3.31). Планируемое время

полета вокруг луны – 100 дней. LDEX способен определять отдельные соударения частиц, радиус которых более 0,25 мкм. Более мелкие частицы могут быть обнаружены, если они присутствуют в достаточных количествах. LDEX является первым детектором пылевых частиц, оптимизированным для работы в условиях воздействия ультрафиолета над солнечной поверхностью Луны [23].

Прибор откалиброван на двух ускорителях: один в Институте Макса Планка в Гейдельберге и один в CCLDAS, Университет Колорадо. На поверхности Луны есть два основных механизма, которые могут поднять частиц пыли на большие высоты. Первый связан с бомбардировкой микрометеоритами лунной поверхности, что приводит к постоянному присутствию облака пыли вокруг Луны. Похожие облака пыли были обнаружены недалеко от Галилея – спутника Юпитера. Второй возможный механизм связан с электростатическим зарядом лунной поверхности [23].

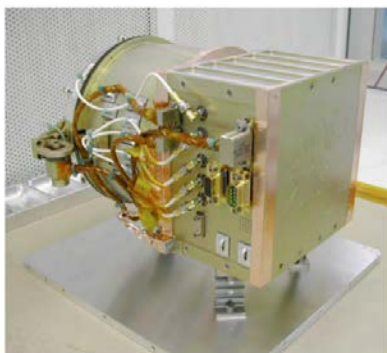


Рисунок 3.31 – Прибор LDEX для миссии LADEE

### 3.10.2 DTS

DTS – прибор для измерения вектора скорости частиц космической пыли. Информация о траектории необходима при определении происхождения частиц пыли. Вектор скорости также показывает информацию об истории взаимодействия заряженных частиц пыли и магнитосферы или межпланетной космической среды. Принцип работы основан на измерении индуцированного заряда от пыли на матрице проволочных электродов [23].

Прототип прибора был протестирован с частицами в диапазоне скоростей 2–5 км/с. Численное и экспериментальное исследования показывают, что погрешность измерения прибора составляет около 1 % по скорости и 1° по направлению.

Прибор DTS может использоваться в сочетании с анализатором химической массы пылевых частиц, чтобы получить полную информацию о происхождении и химическом составе (рис. 3.32).

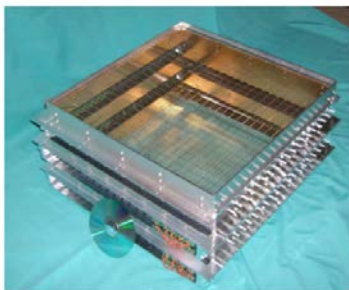


Рисунок 3.32 – Прибор DTS

### 3.10.3 ELDA

ELDA – прибор для обнаружения медленно движущихся частиц пыли вокруг Земли или вблизи поверхности Луны или астероидов. Трудность заключается в том, что эти частицы не обладают достаточной кинетической энергией или импульсом для того, чтобы применить стандартные методы. ELDA – прибор, построенный на основе концепции DTS. Так же, как DTS, ELDA состоит из массива проволочных электродов, но в сочетании с областью отклоняющего поля, где траектории частиц модифицируют путем сильного электростатического поля. Величина отклонения зависит от массы частиц. Первый прототип прибора ELDA была построен и испытан [23] (рис. 3.33).

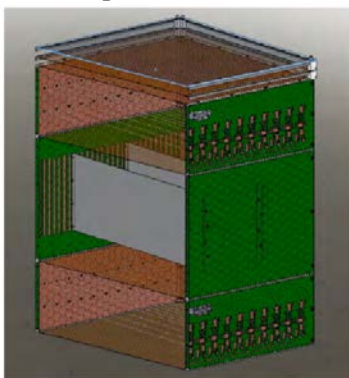


Рисунок 3.33 – Конструкция прибора ELDA (верхняя и нижняя секции являются областями с массивом проволочных электродов, где измеряется траектория частиц) [23]

### 3.10.4 LAMA

LAMA (Large Area Mass Analyzer) – масс-анализатор для измерения частиц космической пыли (рис. 3.34). Принцип работы прибора основан на анализе состава ионов, генерируемых при соударении пыли. Несколько опытных приборов LAMA были построены и испытаны в лаборатории с чувствительной площадью от 0,2–0,02 м<sup>2</sup>.

Большие поверхности прибора необходимы для регистрации малых потоков межзвездной пыли. Маленькие размеры подходят для исследования планетарной пыли (большие потоки пыли). Возможности инструментов LAMA были протестированы на ускорителе частиц [23].

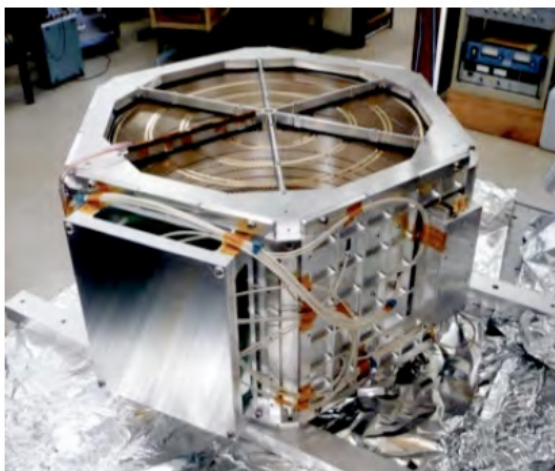


Рисунок 3.34 – Один из разработанных и испытанных приборов LAMA с полезной площадью мишени 0,06 м<sup>2</sup> [23]

### 3.10.5 NDA

Новый и высокочувствительный прибор Nanodust Analyzer (NDA) находится в стадии разработки (рис. 3.35). Он предназначен для подтверждения наличия наноразмерных частиц пыли и измерения их параметров, а также оценки их химического состава. Прибор является производным от анализатора пыли Кассини, приборов CDA и LDEX. Измерения позволят идентифицировать источник пыли путем сравнения их химического состава с составом, заранее измеренным путем анализа кометных частиц и частицу астероидного происхождения, или с составом пыли Луны [23].

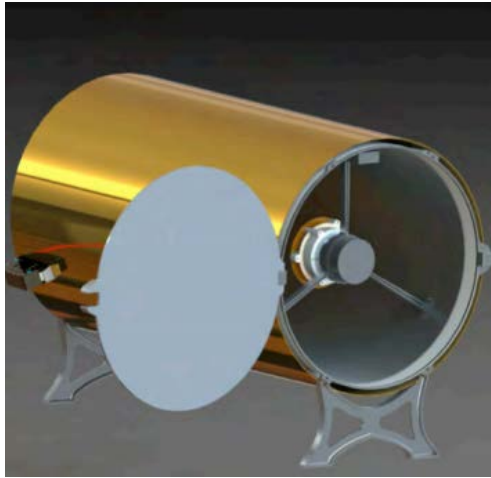


Рисунок 3.35 – Дизайн Nanodust Analyzer (NDA)

### 3.11 Датчик МЕТЕОР, установленный на малом космическом аппарате АИСТ

19 апреля 2013 года с космодрома Байконур стартовала ракета «Союз», которая вывела попутным грузом на КА «Бион – М» №1 на околоземную орбиту малый космический аппарат (МКА) АИСТ, являющийся совместной разработкой Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С. П. Королёва (национальный исследовательский университет) и ЦСКБ «Прогресс» (г. Самара) (рис. 3.36). Технические характеристики орбиты, на которой функционирует спутник, приведены в табл. 3.2 [24]:

Таблица 3.2 – Технические характеристики орбиты АИСТ

Перигей	569,8 км
Апогей	583,0 км
Наклонение	64,9°
Период обращения	96 мин
Длина главной полуоси	6947 км
Масса	39 кг

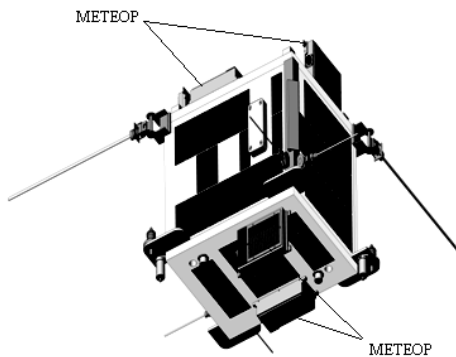


Рисунок 3.36 – Модель АИСТ

На малом космическом аппарате АИСТ была установлена аппаратура МЕТЕОР на его различные грани, состоящая из 6 многопараметрических датчиков (МТ) (рис. 3.37, 3.38), предназначенных для решения следующих задач: измерение параметров высокоскоростных пылевых частиц естественного и искусственного происхождения; измерение уровня электризации элементов поверхности МКА; расчет углового положения Солнца относительно поверхности МКА по данным измерений солнечных датчиков.

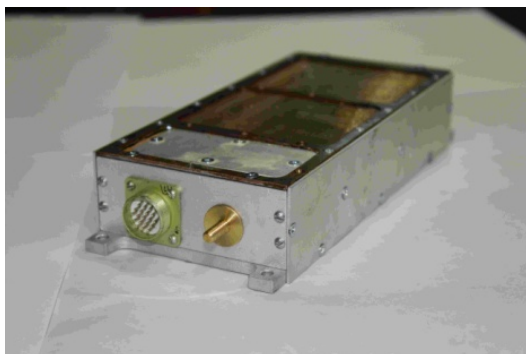


Рисунок 3.37 – Многопараметрический датчик МТ

Каждый из многопараметрических датчиков МТ аппаратуры МЕТЕОР содержит датчик температур, датчик высокоскоростных пылевых частиц, солнечный датчик и датчик электризации (рис. 3.38).

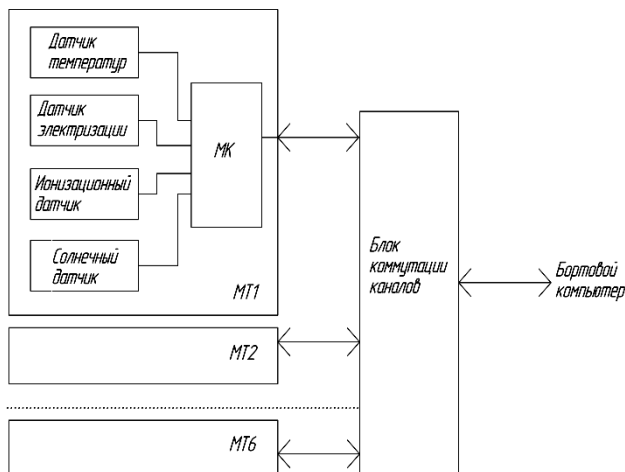


Рисунок 3.38 – Структурная схема аппаратуры МЕТЕОР

**Датчик высокоскоростных пылевых частиц** (микрометеороидов) использует эффект ионизации вещества частицы и мишени [25], площадь мишени составляет  $\sim 84 \text{ см}^2$ . Принцип работы такого типа датчиков поясняется на рис. 3.39.

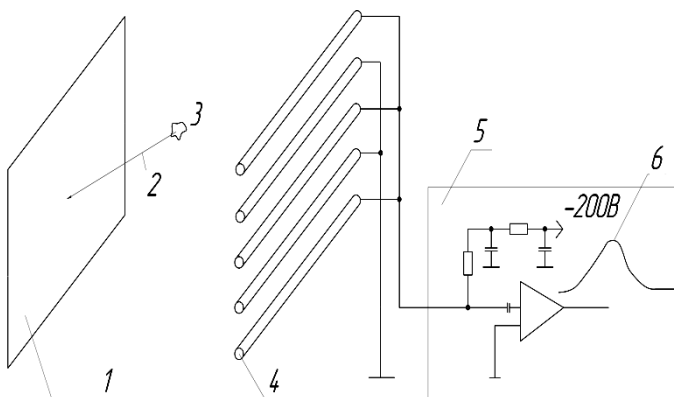


Рисунок 3.39 – Блок-схема ионизационного датчика:

- 1 – мишень; 2 – траектория движения высокоскоростной микрочастицы; 3 – высокоскоростная микрочастица; 4 – измерительные электроды (двухфазная штыревая решетка); 5 – схема входной части приема сигнала с измерительных электродов; 6 – форма импульса

Пылевая частица 3 с высокой скоростью ударяется в мишень 1, при этом происходит образование положительно заряженных ионов и электронов в зоне контакта микрочастицы и мишени [25]. Мишень подключена к нулевому потенциалу, а на измерительные электроды через фильтр подается напряжение -200 В. В результате влияния электрического поля положительно заряженные ионы летят в сторону измерительных электродов 4, с которых сигнал снимается с помощью зарядочувствительного усилителя (ЗЧУ).

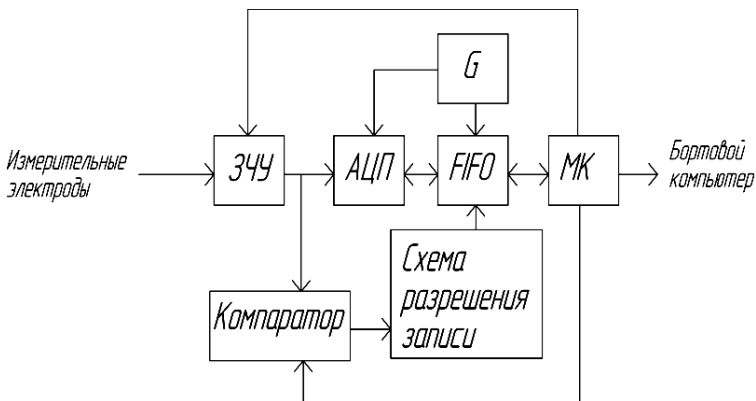


Рисунок 3.40 – Структурная схема датчика микрометеороидов и частиц космического мусора

ЗЧУ имеет перестраиваемый коэффициент усиления (100 или 1000), переключение коэффициента усиления осуществляется микроконтроллером (МК) ATmega 325. При приходе сигнала на ЗЧУ происходит срабатывание компаратора, запускающего схему разрешения записи, что приводит к записи полученной информации в память FIFO (SN74V263). В схеме использован АЦП параллельного типа с частотой тактирования от тактового генератора 8 МГц (G). При выходе МКА АИСТ на солнечную сторону повышается уровень входных шумов и с целью устранения ложного срабатывания компаратора производится перестройка коэффициента усиления ЗЧУ и порога срабатывания компаратора. При этом одновременно анализируется направление датчиков на Солнце (с помощью солнечного датчика) для того, чтобы оценить направление ударов высокоскоростных частиц.

Полученная информация передается с МК в бортовой компьютер, который непосредственно управляет сбором данных с аппаратуры МЕТЕОР и передачей телеметрии на Землю.



На рис. 3.41 показаны способы крепления измерительных электродов и сетки заземления.

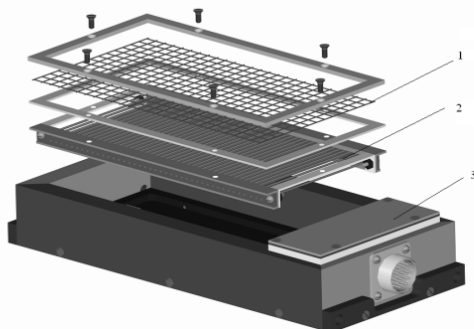


Рисунок 3.41 – Конструкция ионизационного датчика аппаратуры МЕТЕОР:  
1 – сетка заземления; 2 – измерительные электроды; 3 – верхняя обкладка датчика электризации

В процессе полета МКА АИСТ аппаратуру МЕТЕОР из-за нехватки энергии каждый раз включали всего на 6 часов непрерывной работы. В процессе проведения эксперимента аппаратура МЕТЕОР периодически, раз в 45 минут, находилась на солнечной стороне Земли и в тени. Оценить положение датчика в каждый момент времени можно по данным температурных датчиков (рис. 3.42), которые выполнены на микросхеме AD7415 с диапазоном рабочих температур  $-40...+125^{\circ}\text{C}$  и типичной точностью  $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$  при  $+40^{\circ}\text{C}$ .

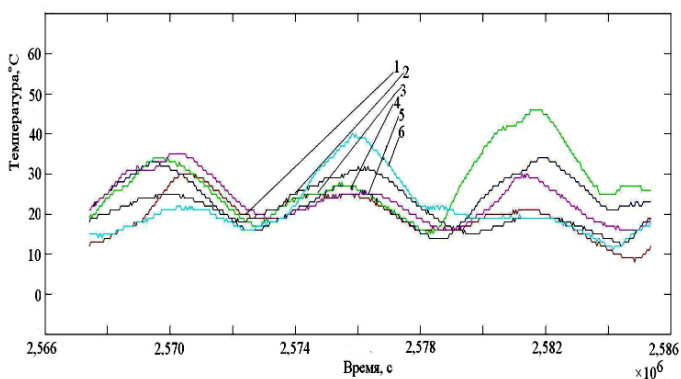


Рисунок 3.42 – Данные с температурного датчика в зависимости от времени

Согласно рис. 3.42 максимальная температура составила 47°C, а минимальная температура – 10°C. Функция температуры с датчиков имеет периодический характер («тень-свет») в зависимости от времени полета спутника. Локальные максимумы функций соответствуют освещению МКА АИСТ Солнцем.

Учитывая сложный характер высокоскоростного взаимодействия частицы с преградой, важным требованием является обеспечение выбранного метода регистрации надёжной тарировкой, что само по себе представляет серьёзную проблему. Наиболее часто в качестве устройства для ускорения частиц используется электростатический ускоритель [26]. Метод ускорения является наиболее удобным при проведении исследований процессов высокоскоростного взаимодействия частицы с преградой.

В связи с этим тарировка ионизационных датчиков аппаратуры МЕТЕОР проводилась в электродинамическом ускорителе, описанном в работе [26] (рис. 3.43).

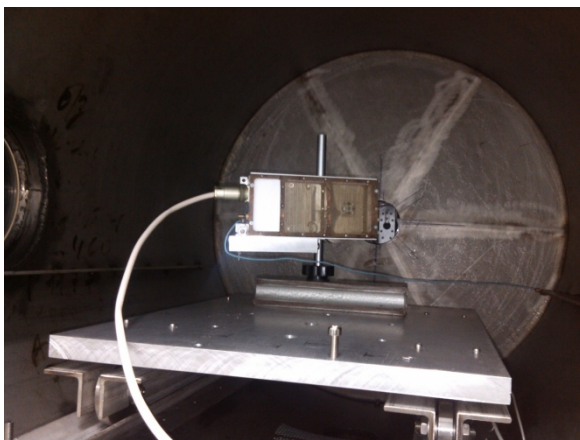


Рисунок 3.43 – Многопараметрический датчик аппаратуры МЕТЕОР в вакуумной камере

Были проведены серии экспериментов с ионизационным датчиком, результаты которых приведены на рис. 3.44, 3.45. На рис. 3.44 представлен ионизационный импульс с датчика. Выходной импульс состоит из двух частей: 1 – зарядовая составляющая, образующаяся при пролете высокоскоростной заряженной микрочастицы через измерительные электроды, 2 – ионная составляющая, образующаяся при сборе ионов на измерительных электродах [26].

Данные, полученные с датчика, представлены в цифровой форме. Для каждой частицы существует отдельный файл с записанными амплитудами и коэффициентом усиления. При обработке полученных данных сначала вычисляется скорость частицы согласно формуле:

$$V_0 = \frac{L}{k \cdot \tau_{\phi}},$$

где  $\tau_{\phi}$  – передний фронт импульса,  $k = 0,8$  – коэффициент пропорциональности,  $L = 1$  см – расстояние между измерительным электродом и мишенью.

Далее вычисляется масса частицы согласно формуле [26]:

$$m = \alpha \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N_{max}} U(T_i) \cdot T_d}{c \cdot V_0^{\beta} \cdot R_{BX} \cdot K_{yc}}},$$

где  $c$ ,  $\alpha$  – const,  $R_{BX}$  – сопротивление входного усилителя,  $K_{yc}$  – коэффициент усиления,  $T_d$  – время дискретизации отчетов,  $U(T_i)$  – выборка в  $i$  – момент времени,  $N_{max}$  – число дискретных отсчетов, характеризующих длительность входного импульса.

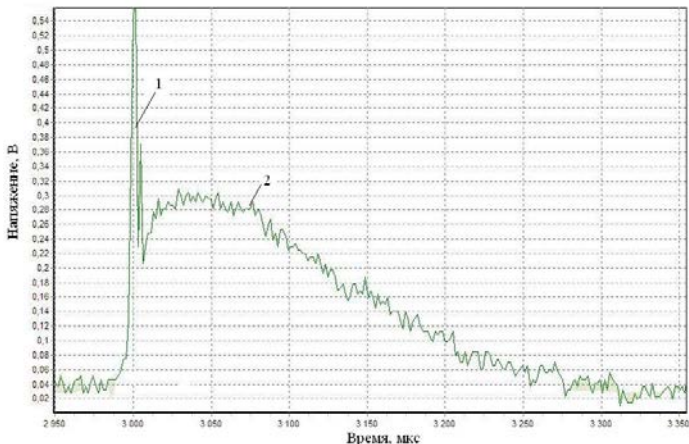


Рисунок 3.44 – Ионный импульс:

1 – зарядовая составляющая, 2 – ионная составляющая

Показательной зависимостью для ионизационного датчика в литературе принята зависимость отношения ионного заряда к массе частицы от их скорости. Для описанного выше датчика такая зависимость приведена на рис. 3.45.

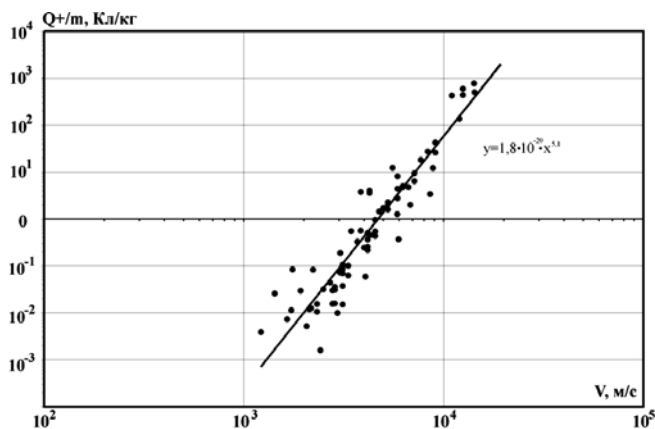


Рисунок 3.45 – Зависимость  $Q^+/m$  от скорости частицы

В результате работы аппаратуры МЕТЕОР было зарегистрировано несколько событий, которые с большой долей вероятности можно классифицировать как высокосортные частицы (микрометеороиды).

**Датчик электризации** служит для оценки возможных потоков заряженных частиц на поверхность МКА и динамики изменения поверхностного заряда.

Датчик электризации представляет собой конденсаторный датчик  $C$  (рис. 3.26), верхняя пластина которого подвергается воздействию внешних заряженных частиц космического пространства. Площадь верхней обкладки датчика электризации составляет  $22,75 \text{ см}^2$ .

По запросу от МК производится коммутация ключа  $S$  (рис. 3.46), при этом происходит протекание тока от конденсатора  $C$  через высокоомные резисторы  $R1$  и  $R2$ , образующие делитель напряжения. Сигнал с резистора  $R2$  снимается с помощью согласующего усилителя  $U$  и подается на вход АЦП. Время измерения сигнала с выхода усилителя во много раз меньше, чем время разрядки конденсатора  $C$  через резисторы  $R1$  и  $R2$ , поэтому можно пренебречь изменением напряжения на конденсаторе вследствие разряда.

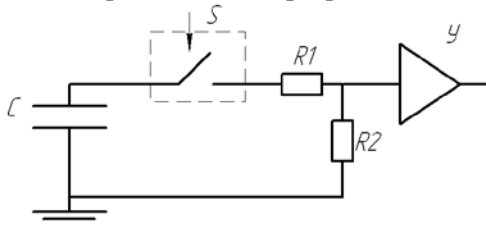


Рисунок 3.46 – Функциональная схема датчика электризации

**Солнечный датчик** необходим для определения направления аппаратуры МЕТЕОР на Солнце. Испытание солнечных датчиков в лабораторных условиях были проведены на специальном стенде, имитирующем влияние солнечного излучения на датчик.

Солнечный датчик представляет собой усеченную пирамиду с 5 фотодиодами (BPW34), имеющими широкую диаграмму направленности (рис. 3.47). Световой поток измеряется каждым фотодиодом по отдельности и анализируется уже МК датчика МЕТЕОР.

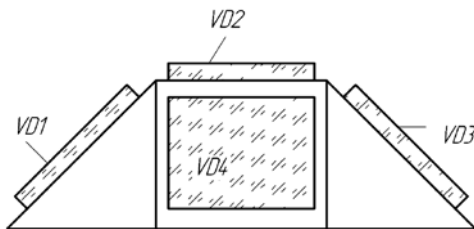


Рисунок 3.47 – Солнечный датчик: VD1, VD2, VD3, VD4 (VD5 находится на заднем плане рисунка) – фотодиоды

На основании данных с фотодиодов высчитываются углы (рис. 3.48), определяющие положения источника света относительно датчика МЕТЕОР.

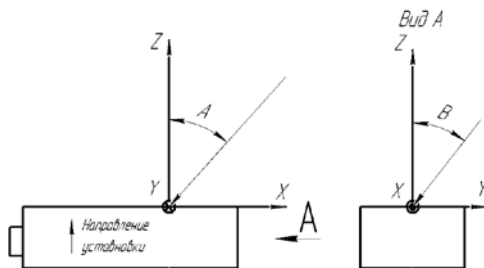


Рисунок 3.48 – Характерные углы, по которым оценивается положение датчика МЕТЕОР на Солнце

Научная аппаратура «МЕТЕОР» испытывалась на электростатическом ускорителе высокоскоростных частиц и в настоящее время – в космических условиях полета МКА «АИСТ», при этом было зафиксировано несколько высокоскоростных частиц (предположительно микрометеороидов).

### 3.12 Список использованной литературы

1. Семкин, Н.Д. Преобразователи информации в электронных устройствах бортовых систем [Текст]: учеб. пособие / Н.Д. Семкин, А.М. Телегин. – Самара: СГАУ, 2012. – 307 с.

2. Пыль в атмосфере и околоземном космическом пространстве [Текст] / под ред. Н.Б. Дивари // Материалы научных съездов и конференций. – М.: Наука, 1973. –165 с.

3. Метод обработки информации об элементном составе микрометеороидов [Текст] / Н.Д. Семкин, А.М. Телегин, И.В. Пияков, Р.А. Помельников, Д.В. Родин // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. – 2011. – Т. 14. – №2. – С. 78-83.

4. Устройство регистрации параметров микрометеороидов и заряженных частиц ионосферы [Текст] / А.М. Телегин, М.В. Изюмов, К.И. Вергунец, М.П. Калаев // Научные и технологические эксперименты на автоматических космических аппаратах и малых спутниках: труды международной конференции, 2008. – Самара: Изд-во СГАУ, 2008. – С. 245.

5. Система ориентации космического аппарата пленочной конструкции по магнитному полю Земли [Текст] / Н.Д. Семкин, К.И. Вергунец, А.М. Телегин, А.В. Овчаров, М.В. Изюмов // VII Международная научно-технической конференции «Физика и технические приложения волновых процессов, посвященная 150-летию со дня рождения А.С. Попова»: тезисы международной конференции, 2008. – Самара: Изд-во ПГУТИ, 2008. – С. 329-330.

6. Макдонелл, Ж.А. Обзор замеров пыли, сделанных в отдаленных точках космического пространства [Текст] / Ж.А. Макдонелл // XII конфер. КОСПАР, Ленинград, СССР. – 1970 с.

7. Rauser, P. Microparticle detector based on the energy gap disappearance of semiconductors (Se,Te,Bi,Ge,Sn,Si,and InSb) at high pressure [Text] / P. Rauser // JOURNAL of Applied Physics. – 1974. – V. 45. – № 11. – P. 48-69.

8. Новиков, Л.С. Воздействие твердых частиц естественного и искусственного происхождения на космические аппараты [Текст]: учеб. пособие / Л.С. Новиков. – М.: Университетская книга, 2009. – 104 с.

9. Высокоскоростные ударные явления [Текст] / под ред. В.Н. Николаевского. – М: Мир, 1973. – 533 с.

10. Леонтьев, Л.В. Некоторые особенности формы кратеров, образованных высокоскоростными частицами в полубесконечной пре-

граде [Текст] / Л.В. Леонтьев, А.В. Тарасов, И.А. Терешкин // Космические исследования. – 1971. – Т. 5. – № 9. – 796 с.

11. Space Dust Impacts Detector Development for the Evaluation of Ejecta Pauline Faure, Shingo Masuyama, Hiroshi Nakamotoa, Yasuhiro Akahoshi, Yukihito Kitazawa, Takao Koura / Procedia Engineering 58(2013)594-600.

12. In orbit debris-detection based on solar panels // CEAS Space J/DOI 10.1007/s12567-013-0039-4. This paper is based on a presentation at the German Aerospace Congress, September 10–12, 2012, Berlin, Germany. W. Bauer, O. Romberg, A. Pissarskoi, Wiedemann, P. Vorsmann.

13. A New Cosmic Dust Detector with a Novel Method Using a Resistive Grid Sensitive to Hypervelocity Impacts / J. Mark, R. Burchell, F. Corsarob, M. Giovane, A. Cole, M. C. Sadilekd, Price and J.-C. Lioue Procedia Engineering. – 2013. – № 58. – P. 68-76. The 12<sup>th</sup> Hypervelocity Impact Symposium.

14. Development of the Mercury dust monitor (MDM) onboard the BepiColombo mission [Text] / K. Nogamia [et al.] // Planetary and Space Science. – 2010. – № 58. – P. 108-115.

15. Mercury Dust Monitor for the BepiColombo MMO / M. Kobayashi, H. Shibata, K. Nogami, M. Fujii, T. Miyachi1, H. Ohashi, S. Sasaki, T. Iwai, M. Hattori, H. Kimura, T. Hirai, S. Takechi, H. Yano, S. Hasegawa11, R. Srama, E. Grün // International Workshop of Instrumentation for Planetary Missions, NASA GSFC, oct. 10-12, 2012.

16. Semkin, N.D. Register elemental composition micrometeoroids and debris [Text] / N.D. Semkin, A.M. Telegin, K.E. Voronov // 10<sup>th</sup> International Space Conference on «Protection of Materials and Structures from the Space Environment» (ICPMSE – 10J). – Japan, 2011. – P. 36.

17. Телегин, А.М. Использование матрицы МДМ-структур для анализа элементного состава частиц космического мусора и микрометеороидов [Текст] / А.М. Телегин // Тезисы докладов Второй международной конференции «Научные и технологические эксперименты на автоматических космических аппаратах и малых спутниках». – Самара: Изд-во СНЦ РАН, 2011. – С. 382-383.

18. Семкин, Н.Д. Конденсаторный детектор для анализа параметров микрометеороидов на основе органических пленок [Текст] / Н.Д. Семкин, А.М. Телегин, К.Е. Воронов // Датчики и системы. – 2011. – №7. – С. 18-24.

19. Davison, E.H. Direct evaluation of meteoroid hazard [Text] / E.H. Davison, P.C. Winslow // Aerospace Engng. – 1962. – V. 21. – № 2. – P. 24-33.

20. Microcalorimeter array for the measurement of kinetic energies of small particles in space [Text] / M. Kobuscha [et al.] // *Thermochimica Acta*. – 2009. – № 492. – P. 89-94.

21. Телегин, А.М. Современные детекторы микрометеороидов [Текст] / А.М. Телегин // IX Международная научно-техническая конференция «Физика и технические приложения волновых процессов». – Челябинск, 2010. – С. 169.

22. Семкин, Н. Д. Детектор микрометеороидных и техногенных частиц [Текст] / Н.Д. Семкин, К.Е. Воронов, С.В. Ротов // *Измерительная техника*. – 1999. – № 8. – С. 3-9.

23. Improved dust detectors and analyzers for planetary missions [Text] / Z. Sternovsky, M. Horányi [et al.] // *International Workshop on Instrumentation for Planetary Missions* (2012).

24. Сайт с контролем положения космического аппарата АИСТ-2 на орбите Земли. <http://www.n2yo.com/satellite/?s=39133>. Дата обращения 06.06.2015.

25. Семкин, Н.Д. Физика волновых процессов и радиотехнические системы [Текст] / Н.Д. Семкин, А.М. Телегин, Р.А. Помельников. – 2009. – Т. 12. – № 4. – С. 92-95.

26. Имитация микрометеороидов с помощью электродинамического ускорителя [Текст] / Н.Д. Семкин, К.Е. Воронов, А.В. Пияков, И.В. Пияков // *ПТЭ*. – 2009. – №4. – С. 159-165.



## **ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

Регистрация космических частиц (микрометеороидов) осуществляется со времени начала освоения космоса. Но, тем не менее, до сих пор не имеется точных данных о распределении техногенных частиц в пространстве, а измеренные потоки микрометеороидов отличаются по величине более, чем на порядок. Основной причиной столь больших расхождений между экспериментальными данными является несовершенство существующих экспериментальных методов, несовершенство методов регистрации и конструкций датчиков, их малая эффективная площадь и, как следствие, низкая достоверность информации.

Учебное издание

*Телегин Алексей Михайлович,  
Семкин Николай Данилович*

**КОСМИЧЕСКАЯ ПЫЛЬ И ЕЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ  
С КОСМИЧЕСКИМИ АППАРАТАМИ**

*Учебное пособие*

Редактор Ю.Н. Литвинова  
Довёрстка Е.С. Кочеулова

Подписано в печать 25.05.2015. Формат 60×84 1/16.  
Бумага офсетная. Печать офсетная. Печ. л. 7,75.  
Тираж 100 экз. Заказ . Арт. – 16 /2015.

федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего образования  
«Самарский государственный аэрокосмический  
университет имени академика С. П. Королева  
(национальный исследовательский университет)» (СГАУ)  
443086, Самара, Московское шоссе, 34.

---

Изд-во СГАУ. 443086, Самара, Московское шоссе, 34.

## ДЛЯ ЗАМЕТОК

**ДЛЯ ЗАМЕТОК**