

федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего профессионального образования

**«Московский авиационный институт
(национальный исследовательский университет)»**

На правах рукописи

АВДЕЕВ Алексей Валерьевич



Расчетно-теоретическое исследование характеристик и обоснование возможности создания многоцелевой космической энергоустановки на основе фтороводородных непрерывных химических лазеров

Специальность 05.07.05

«Тепловые, электроракетные двигатели и энергоустановки летательных аппаратов»

Специальность 01.04.21

«Лазерная физика»

**Диссертация
на соискание ученой степени кандидата технических наук**

Научный руководитель:

академик РАН,

доктор технических наук,

профессор

Каторгин Борис Иванович

Москва – 2014

ОГЛАВЛЕНИЕ

Список сокращений	4
ВВЕДЕНИЕ	5
Обзор литературы	24
Глава 1 РАЗРАБОТКА ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ФОРМИРОВАНИЯ МОЩНОГО ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭНЕРГОУСТАНОВКИ НА ОСНОВЕ HF(DF)-ЛАЗЕРА	46
1.1 Оценка удельной энергии наносекундных импульсов излучения, которую можно извлечь из активной среды HF-НХЛ.....	46
1.2 Расчет параметров импульсного задающего генератора на основе HF-НХЛ.	51
1.3 Расчет параметров предусилителя коротких импульсов на основе HF-НХЛ	62
1.4 Расчет параметров импульсного задающего генератора и усилителя на основе DF-НХЛ.....	65
1.5 Расчет предельной длины активной среды в усилителе коротких импульсов HF-НХЛ излучения	72
1.6 Расчет энергетических характеристик оконечного усилителя коротких импульсов HF-излучения.....	83
1.7 Расчет мощности непрерывного излучения системы	86
Выводы к главе 1.....	87
Глава 2 РАЗРАБОТКА ОПТИЧЕСКОЙ ФОРМИРУЮЩЕЙ И ИНФОРМАЦИОННО-ПРИЦЕЛЬНОЙ СИСТЕМ (ФИПС)	89
2.1 Обоснование общих требований к системе обнаружения опасных ФКМ (по солнечному блику или по локационному сигналу)	89
2.2 Обоснование выбора типа лазерного локатора	89
2.3 Разработка оптической ФИПС с отдельными передающим и принимающим локационными каналами и наведением лазерного излучения на ФКМ с помощью выходного формирующего каскадного телескопа.....	95
2.4 Анализ применяемых оптических материалов для изготовления элементов формирующей оптической системы.....	103
Выводы к главе 2.....	108
Глава 3 РАЗРАБОТКА ОБЩЕЙ КОМПОНОВОЧНОЙ СХЕМЫ МКЛЭУ НА БОРТУ КА	110

3.1 Основные параметры КА, используемого для размещения на нем МКЛЭУ	110
3.2 Оценка массогабаритных характеристик собственных систем КА	116
3.3 Оценка массогабаритных характеристик МКЛЭУ	118
3.3.1 Система генерации излучения	118
3.3.2 Система подачи компонентов лазерного топлива	127
3.3.3 Формирующая оптическая система	130
3.3.4 Система лазерной локации	131
3.3.5 Система хранения компонентов лазерного топлива	131
3.3.6 Система электропитания МКЛЭУ	134
3.4 Общая компоновка МКЛЭУ на борту КА	135
Выводы к главе 3	139
Глава 4. Прикладные задачи для разрабатываемой МКЛЭУ	140
4.1 Защита КА и очистка околоземного пространства от опасных ФКМ с помощью МКЛЭУ	140
4.1.1 Случай компланарных орбит	140
4.1.1.1 Постановка задачи	140
4.1.1.2 Методика расчет лазерного воздействия на ФКМ	146
4.1.1.3 Результаты расчетов	149
4.1.2 Случай пересечения орбит ФКМ и КА под углами	154
4.1.2.1 Постановка задачи	154
4.1.2.2 Методика расчета лазерного воздействия на ФКМ	155
4.1.2.3 Результаты расчетов	157
4.2 Экологический контроль (мониторинг) приземной атмосферы из космоса с помощью МКЛЭУ	159
4.3 Разработка механизма подпитки энергией КА для продления их срока службы	166
4.3.1 Приемник излучения КА	167
4.3.2 Расчет времени затенения подзаряжаемого спутника и механизма собственной зарядки и разрядки АКБ	168
Выводы к главе 4	178
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	179
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	183

Список сокращений

- АКБ – аккумуляторная батарея;
АС – активная среда;
ВУК – вычислительно-управляющий комплекс;
ГАС – генератор активной среды;
ЗГ – задающий генератор;
ИПР – импульсно-периодический режим;
КУСС – коэффициент усиления слабого сигнала;
МДР – модуляция добротности резонатора;
МКЛЭУ – многоцелевая космическая лазерная энергоустановка;
НХЛ – непрерывный химический лазер;
ОМУ – оптико-механический узел;
ОПС – обитаемая пилотируемая станция;
ОУМ – оконечный усилитель мощности;
ПР – плоский резонатор;
ПУМ – предусилитель мощности;
СБ – сопловой блок;
СГИ – система генерации излучения;
СХПК – система хранения и подачи компонентов;
УСИ – усиленное спонтанное излучение;
ФИПС – формирующая информационно-прицельная система;
ФКМ – фрагменты космического мусора.

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к фтороводородным непрерывным химическим лазерам (НХЛ) связан с возможностью эффективного непосредственного преобразования внутренней химической энергии веществ, находящихся в баках системы хранения, в когерентное излучение, минуя другие стадии преобразования. Это обстоятельство обуславливает возможность работы НХЛ в автономном режиме без существенных затрат электроэнергии от внешних источников питания, которая в небольшом количестве нужна только для обеспечения срабатывания агрегатов пневмогидравлической системы подачи в лазер рабочих компонентов из системы их хранения и для питания систем управления, контроля и регистрации параметров. Химический КПД НХЛ значительно превосходит КПД других лазеров и достигает $\sim 15\%$, что позволяет получать высокую мощность излучения, недостижимую для других типов лазеров.

Таким образом, во фтороводородных НХЛ реализуется принцип именно химической накачки активной среды. Для этого в камере сгорания (КС) за счет тепловой диссоциации избытка фторсодержащего вещества создается поток газов с максимально возможным содержанием атомарного фтора. Далее этот поток поступает на вход в сопловую решетку, где он, расширяясь, приобретает сверхзвуковую скорость и затем поступает в лазерную камеру.

Весьма интенсивное развитие среди фтороводородных НХЛ получили лазеры, работающие на молекулах $\text{HF}(\nu)$ (HF-НХЛ) и $\text{DF}(\nu)$ (DF-НХЛ). Спектральный диапазон излучения данных лазеров ($\lambda_{\text{HF}} \sim 2.6 \dots 3.1$ мкм, $\lambda_{\text{DF}} \sim 3.7 \dots 4.05$ мкм) позволяет эффективно использовать их при решении как исследовательских, так и различных специальных задач. Привлекательной также представляется реализация в данных лазерах импульсно-периодического режима генерации (ИПР), когда при некотором снижении средней мощности могут быть получены сверхвысокие мощности в импульсе, превышающие более чем на порядок соответствующие значения, достигнутые в непрерывном режиме генерации.

Принципиальная схема такого лазера показана на рисунке 1. Автономный HF(DF)-НХЛ состоит из следующих основных частей: генератора активной среды (ГАС), обеспечивающего формирование активной среды с максимально возможным энергозапасом и высоким оптическим качеством; оптического резонатора, обеспечивающего преобразование запасенной в активной среде энергии возбужденных моле-

кул в лазерное излучение; сверхзвукового диффузора, преобразующего сверхзвуковой поток лазерных газов в дозвуковой; теплообменника для снижения температуры отработанных лазерных газов и тем самым снижения расхода эжектирующего газа; газоструйного эжектора для откачки отработанных лазерных газов, устанавливаемого в том случае, когда появляется необходимость обеспечения выхлопа в атмосферу (при воздушном, морском и наземном базировании); системы хранения и подачи компонентов (на рисунке 1 не показана).

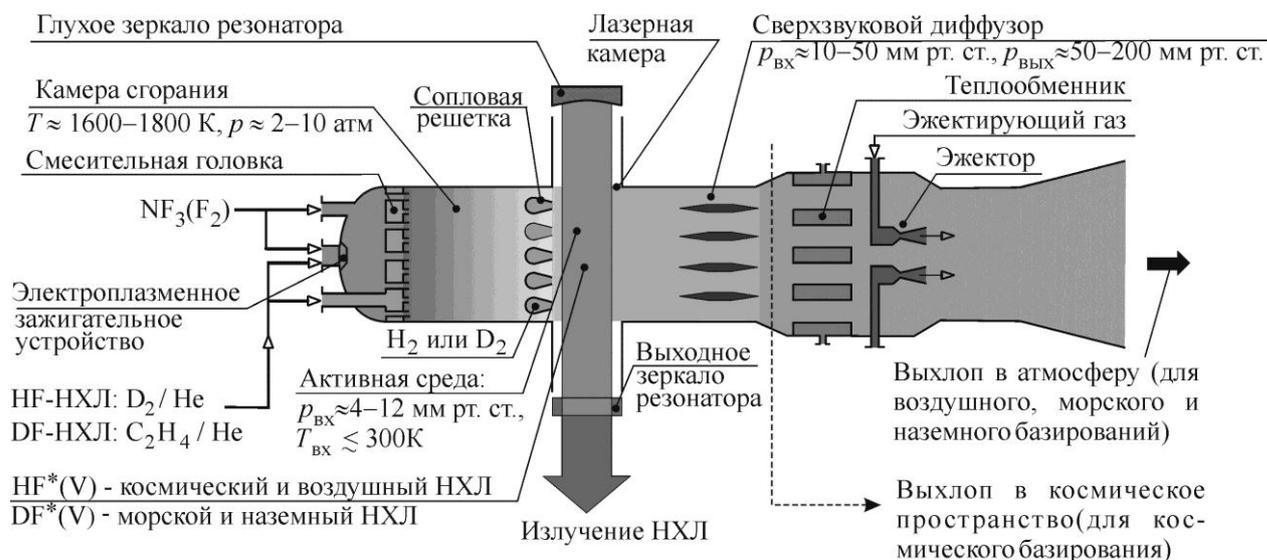
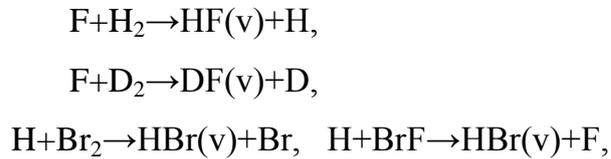


Рисунок 1 – Принципиальная схема HF(DF)-НХЛ различного вида базирования.

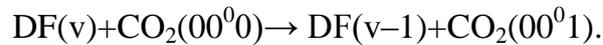
Основными узлами ГАС являются камера сгорания, сопловой блок, содержащий сопловую решетку, и лазерная камера. Камера сгорания служит для получения потока газов с возможно большим содержанием атомарного фтора (поток окислителя). Для этого в нее через смесительную (форсуночную) головку одновременно подается окислитель (F_2 или NF_3), первичное горючее D_2 в случае HF-НХЛ и гелий; в случае DF-НХЛ первичным горючим служат H_2 или C_2H_4 . Такое сочетание первичного горючего для камеры сгорания и вторичного горючего для соплового блока необходимо, чтобы исключить поглощение в резонаторе излучения, генерируемого возбужденными молекулами (например, HF) на колебательном переходе $1 \rightarrow 0$, невозбужденными молекулами того же сорта, истекающими в область резонатора из камеры сгорания.

Активная среда во фтороводородных НХЛ формируется в лазерной камере при смешении окислительного потока, содержащего атомы F, и потока вторичного горю-

чего, содержащего молекулы H_2 , D_2 , Br_2 и CO_2 по отдельности или в разном сочетании. Основное отличие процессов накачки лазерных молекул заключается в том, что молекулы HF, DF и HBr приобретают колебательную энергию в результате химических реакций накачки



а молекула CO_2 – за счет резонансной передачи колебательной энергии от возбужденных молекул $DF(v)$



Генерация лазерного излучения возникает при помещении активной среды в оптический резонатор.

В ОАО «НПО Энергомаш им. акад. В.П. Глушко» были созданы фтороводородные НХЛ наземного и воздушного базирования, работающие в непрерывном режиме, со среднеразмерным ГАС МГ5 и крупноразмерный ГАС Н00. По сравнению с непрерывным режимом генерации, импульсно-периодический режим (ИПР) во фтороводородных химических лазерах с непрерывной накачкой мало изучен, хотя при его реализации мог бы представлять большой интерес в прикладном плане. Средняя мощность в импульсно-периодическом режиме ниже, чем мощность непрерывного излучения, при этом пиковая мощность импульсов в десятки раз может превышать мощность излучения непрерывного режима. Высокая средняя мощность, свойственная НХЛ, позволяет в случае ИПР получать сверхвысокую импульсную мощность.

ИПР в HF-НХЛ впервые теоретически был рассмотрен в 1979 году в работе [1]. С тех пор интерес к данной теме не угасает, и до сих пор продолжает публиковаться множество работ по теоретическому и расчетному исследованиям ИПР в HF-НХЛ. Однако в открытой литературе на сегодняшний день нет системных решений получения высокочастотных сверхмощных импульсов на практике при том, что область применения таких импульсов могла бы быть довольно большой. При этом следует отметить, что для максимальной энергетической эффективности HF-НХЛ частота по-

вторения импульсов излучения должна определяться скоростью восстановления инверсии населенности в активной среде и должна составлять $f=10^5$ Гц [2].

Переходя к вопросу возможных применений высокочастотных мощных НФ-импульсов следует отметить, что к настоящему времени в России [3] и за рубежом выполнен большой цикл разработок мобильных лазерных установок на основе автономных фтороводородных НХЛ наземного [4...6], морского [7...8] и высотного авиационного [9] базирований. Есть краткие сообщения о разработке в США технологий создания лазерной установки с мощностью ~ 2 МВт космического базирования для военных применений (см., например, [10]). Однако существует большой круг актуальных задач невоенного характера, которые мог бы выполнить космический автономный фтороводородный НХЛ даже с мощностью излучения меньшей на порядок. Цель работ, проводимых в рамках данной диссертации, заключается:

- в определении областей применения и вытекающих из этого требований к параметрам многоцелевой космической лазерной установки (МКЛЭУ) на основе различных модификаций автономных фтороводородных НХЛ;

- в разработке физических и расчетно-теоретических моделей работы основных составных частей установки с целью улучшения ее энергетических и функциональных возможностей;

- в проведении концептуальных поисковых проработок в обосновании реальности создания МКЛЭУ.

В последние годы все большее внимание уделяется изучению возможности использования лазеров для очистки околоземного пространства от фрагментов космического мусора (ФКМ), которые накопились в течение более чем четырех десятилетий эксплуатации космоса и создают в ряде случаев большую угрозу для космических аппаратов (КА). Например, в начале 2009г. Международная Космическая Станция (МКС) была вынуждена совершить маневр, чтобы не столкнуться с достаточно крупным ФКМ. Такое столкновение грозило разрушением МКС и гибелью ее экипажа. Опыт эксплуатации МКС свидетельствует о том, что в течение года МКС приходится совершать подобные маневры 3...4 раза.

По экспертным оценкам в околоземном пространстве уже к 1996г. насчитывалось около 3,5 млн. не отслеживаемых ФКМ размером менее 1 см, более 100 тысяч осколков размером в поперечнике от 1 до 10 см, около 8000 ФКМ превышает размер

10 см [11] и ежегодно это количество увеличивается. Крупные предметы с диаметром более 10 см обнаруживаются радаром и телескопами и заносятся в специальные каталоги. Наблюдение за ФКМ за счет рассеяния излучения подсветки будет эффективным только в том случае, если длина волны подсветки будет меньше поперечника ФКМ. Именно поэтому знаменитый радар в Голдстоуне (Haystack Orbital Debris Radar), используемый для обнаружения и измерения параметров ФКМ на низких орбитах и являющийся основным информатором системы наблюдения США, в принципе не способен наблюдать ФКМ поперечником менее 10 см. В этом случае необходима лазерная подсветка. По оценкам специалистов осколки диаметром менее 1 см не представляют особой опасности для существующих КА из-за наличия пассивной конструктивной защиты, хотя она заметно утяжеляет КА. Самый неприятный диаметр осколков – это 1...10 см, когда нужную степень пассивной защиты не удастся осуществить из-за неприемлемого большого ее веса, а избежать столкновения, за счет маневрирования КА невозможно, поскольку на экране радара такие осколки не видны. Например, стоимость увеличения защиты для критических модулей на Космической станции от 1 см до 2 см была вычислена и составила порядка 100 миллионов долларов для одних только затрат запуска, не включая научно-исследовательские и производственные затраты [12].

Особенно опасны ФКМ для пилотируемой космонавтики. Удар двухмиллиметровой частицы в лобовое стекло "Челленджера" потребовал замены панели остекления. От частицы размером меньше 1 см МКС защищена слоем пуленепробиваемого материала – кевларом. Попадание ФКМ с размером 1 см в космосе сравнимо с попаданием винтовочной пули 22 калибра. ФКМ с размером от 1 до 10 см кевларом уже не остановить. По экспертным оценкам в околоземном пространстве находится порядка 500000 ФКМ такого размера [13].

На низких орбитах под действием атмосферы довольно быстро происходит самоочищение, поскольку время жизни ФКМ на орбитах с высотой около 200 км составляет в среднем около недели [14]. На более высоких орбитах высотой 600 км самоочищение космоса может занять 25...30 лет, а на высотах около 1000 км – 2 тысяч лет [14].

Оценки, выполненные в работе [15], показали, что вероятность столкновения КА диаметром 10 м в течение одного года его эксплуатации составляет $0,45 \cdot 10^{-2}$ для ФКМ

с размером больше 2...4 см и 0,4 для ФКМ с размером 0,2...0,4 см, а частота столкновений с каталогизированными объектами (≥ 10 см) находится на уровне одного столкновения за 30 лет. И каждый год число ФКМ регулярно увеличивается. Отсюда понятна реальность угрозы столкновения с ФКМ за весь период эксплуатации КА (рисунок 2).

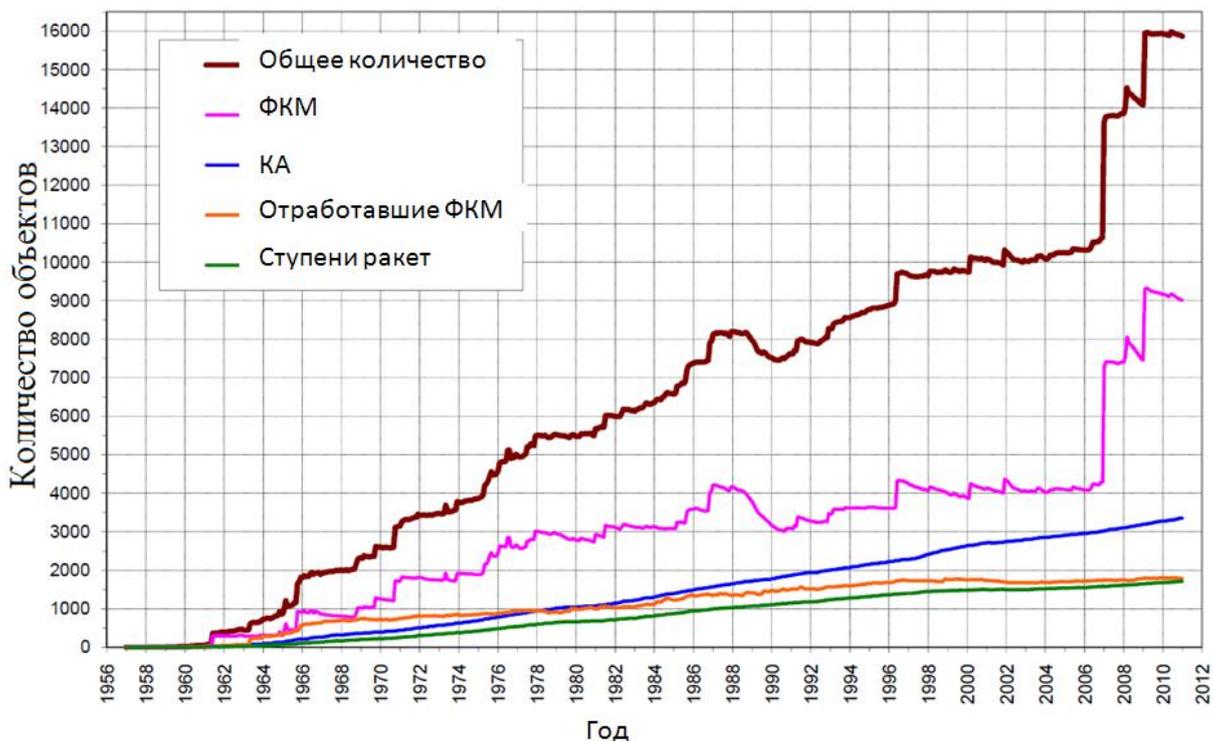


Рисунок 2 - Ежемесячное количество объектов на околоземной орбите по типам объектов [16].

Ввиду выше изложенного каталогизация и увод с орбиты ФКМ является весьма актуальной проблемой. Для увода ФКМ с орбиты необходимо уменьшить скорость его движения. Этого можно достичь при разумных средних мощностях излучения (~ 0.1 МВт/см²) за счет импульсного облучения ФКМ и получения на его поверхности плазмы, создающей импульс отдачи. Возникающий в режиме лазерной абляции материала ФКМ импульс отдачи должен уменьшить высоту орбиты ФКМ, в результате чего он в конечном случае должен войти в плотные слои атмосферы и сгореть.

Для очистки околоземного космического пространства разрабатываются различные проекты. Например, в проекте "ORION" (США) [17] были проанализированы возможности использования для этой цели излучения различных наземных лазеров, излучение которых хорошо проходит через атмосферу: неодимового на основной частоте

те и удвоенной, газоразрядного CO_2 -лазера, йодного лазера, химического DF-лазера. При сопоставлении параметров этих лазеров DF-лазер был отвергнут по причине его высокой дороговизны. Однако в космосе нет необходимости для удаления ФКМ использовать DF-лазер, излучение которого хорошо проходит атмосферу, в космосе можно использовать HF-лазер, который к тому же имеет более высокие энергетические характеристики (химический КПД $\sim 15\%$). В лаборатории «Sandia» (США) рассматривалась возможность удаления ФКМ с орбит КА с помощью системы «FALCON» с мощностью излучения 5 МВт, зеркалом диаметром 10 м и накачкой продуктами ядерных реакций, излучающей на длине волны 1,73 мкм.

В лаборатории LANL (США) к выбору длины волны лазера для удаления осколков с помощью абляции подошли, в первую очередь, с точки зрения необходимости получения оптимального размера лазерного пятна на мишени [18]. В то же время во избежание потерь на аэрозолях и других поглощающих компонентах атмосферы лазер предлагается устанавливать высоко над уровнем моря, например, в кратере горы Килиманджаро. Рассмотрев ряд возможных сочетаний "энергия – длительность импульса", исследователи из LANL считают приемлемой с практической точки зрения систему с длиной волны 0,5 мкм и мощностью излучения 20 кВт. По их мнению, с помощью такой системы можно за 4 года очистить большую часть нижних околоземных орбит от мусора с общей массой порядка 100 кг [18].

Но все эти способы имеют существенные недостатки, связанные с необходимостью прохождения излучения большой мощности через атмосферу, что приведет к потере оптического качества пучка излучения и возникновению нелинейных эффектов. К тому же наземные лазеры невозможно использовать в облачную погоду. Также они имеют маленькую область воздействия, поэтому число ФКМ, которые можно подвергнуть воздействию их излучения, будет ограниченным. К тому же при воздействии на ФКМ с поверхности Земли в большом числе случаев импульс отдачи будет направлен вверх, в результате чего высота орбиты ФКМ будет увеличиваться, а не уменьшаться. Чтобы избежать этого, в работе [19] было предложено дополнить лазерную наземную систему зеркалом, устанавливаемом на КА и переотражающим на ФКМ лазерное излучение с Земли, что намного усложняет выполнение задачи. Помимо этого, в [19] предполагалось использовать наземный взрывной фотодиссоцион-

ный йодный лазер, что приведет к одноразовости его применения, то есть на один ФКМ нужно разрушить один лазер, а это очень дорого.

Но самое главное – во всех вариантах использования наземного лазера требования к его энергетике на много порядков возрастают по сравнению с космическим лазером из-за намного большего расстояния от земной поверхности до ФКМ. Например, при одних и тех же размерах выходного телескопа и высоте орбиты ФКМ ~ 400 км требуемая энергия излучения наземного лазера будет в ~ 1500 раз больше, чем требуемая энергия излучения космического лазера для увода с орбиты ФКМ при воздействии на него лазерным излучением на расстоянии ~ 10 км. Разница будет еще больше при воздействии на расстояниях $1 \dots 2$ км.

Итак, в лазерах космического базирования отмеченные выше недостатки отсутствуют, поэтому представляет определенный интерес и актуальность разработка многоцелевой космической лазерной энергетической автономной установки, использующей фтороводородный непрерывный химический лазер, не требующий для своей работы потребления электричества. Задача будет состоять только в доставке на орбиту для этой установки необходимых для ее работы компонентов топлива и ее дозаправки.

В последнее время все больший интерес вызывает проблема использования лазерного излучения для дистанционной передачи мощности для подпитки энергией аккумуляторных батарей различных КА, находящихся как на нижних, так и особенно на геостационарных орбитах, для продления срока их службы и существенного снижения веса их систем генерации и хранения энергии. Использование для этих целей лазерного излучения дает существенные преимущества перед использованием другого источника энергии – СВЧ излучения миллиметрового или сантиметрового диапазона. В случае использования лазерного излучения размеры формирующего телескопа и приемных элементов на много порядков меньше, чем в случае использования СВЧ антенн. К тому же в настоящее время достигнут существенный прогресс в создании эффективных фотопреобразователей излучения ближнего ИК диапазона, в то время как возможность создания эффективных преобразователей СВЧ излучения непосредственно в электричество пока не показана. По оценкам работ [20, 21] применение лазеров для подпитки аккумуляторных батарей КА может увеличить срок их службы с нынешних ~ 10 лет до ~ 20 лет.

Еще одной областью применения излучения МКЛЭУ является дистанционный контроль экологической обстановки в приземной атмосфере. На сегодняшний день установки для лазерного мониторинга атмосферы созданы для работы в земных условиях. Эффективным методом измерения концентраций примесей в атмосфере является бесконтактный метод дифференциального поглощения излучения лазерного источника [22], спектр излучения которого должен совпадать со спектральными линиями поглощения интересующих нас примесей. Выполнение этого требования облегчается многочастотностью спектра излучения фтороводородных НХЛ, которые к тому же могут генерировать излучение в нескольких спектральных диапазонах на молекулах HF (2,7...3,0 мкм), DF (3,55...4,05 мкм), HBr (4,05...4,5 мкм) и CO₂ (9,4; 10,6 мкм). Оказалось, что многие линии излучения HF(DF, HBr)-НХЛ достаточно хорошо совпадают со спектральными линиями поглощения очень большого числа атмосферных примесей. В их число входят CO₂, N₂O, NO, SO₂, H₂O, HDO, HCl, HF, различные углеводороды и другие газы [23...25]. При использовании DF-CO₂-НХЛ, в котором излучение происходит на молекулах CO₂, могут быть обнаружены такие соединения, как NH₃, C₂H₂, O₃, N₂O, NO₂, HNO₃, COS, CS₂, фреоны, органические газы, гидразин, ракетные топлива и боевые отравляющие газы [26].

В работе [27] показана реальность использования бортового электроразрядного DF-лазера, размещённого на вертолёте, для измерений фоновых и надфоновых концентраций H₂O, CO₂, CH₄, N₂O, SO₂, и HCl на трассах длиной 1...15 км. В ряде работ сообщалось о практическом применении дозвуковых HF- и DF-НХЛ для дистанционного газового анализа отдельных примесей в атмосфере с целью контроля окружающей среды: примеси HF в выхлопных газах алюминиевого производства [28], концентрации HCl в атмосфере [29], содержания дейтерия в пробах воды и воздуха [30].

Однако, в настоящее время применение фтороводородных лазеров наземного или воздушного базирования на практике ограничено ввиду токсичности выхлопа этих лазеров и необходимости использования достаточно мощного электроразрядного источника питания в HF(DF)-лазерах с электроразрядной накачкой [31], у которых к тому же средняя мощность излучения на сегодняшний день существенно уступает мощности излучения автономных фтороводородных НХЛ, не требующих для своей работы электрического питания. Это преимущество в совокупности с меньшей актуальностью проблемы токсичности выхлопа в космосе делает фтороводородные НХЛ

космического базирования перспективными для дистанционного мониторинга газового состава атмосферы. Данное обстоятельство облегчается тем, что излучение DF(HBr, CO₂)-НХЛ хорошо распространяется в атмосфере. Излучение HF-НХЛ сильно поглощается водяными парами в нижних слоях атмосферы и поэтому может быть использовано только для зондирования верхних слоев атмосферы. В данной работе возможность лазерного мониторинга атмосферы из космоса будет рассмотрена на примере обнаружения ряда углеводородов, хорошо поглощающих излучение DF-НХЛ, в частности метана, который, как известно, содержится в природном газе, а также этана и пропана. Следовательно, такой лазер может использоваться для обнаружения из космоса территорий потенциальных газовых и нефтяных месторождений по выбросам над ними углеводородов в атмосферу, а также для определения утечек из газовых магистралей. Заранее предсказать возможность решения данной задачи было невозможно, поскольку расстояние от КА до Земли намного превышает рассмотренные до сих пор расстояния (до 15 км) при использовании электроразрядных DF лазеров [27].

Функциональные возможности установок на основе фтороводородных НХЛ для лазерного зондирования атмосферы могут быть значительно расширены при обеспечении эффективной генерации не только в одном, а в нескольких спектральных диапазонах для обнаружения большого числа примесей в атмосфере за короткое время при использовании одной и той же конструкции лазерной установки. С помощью такой установки могут быть также получены экспериментальные данные по сравнительному прохождению излучения с различными длинами волн в одинаковых климатических и погодных условиях по одной и той же трассе в разных регионах.

Таким образом, в ходе выполнения данной работы необходимо было решить следующие задачи:

- определить условия эффективного перевода режима генерации лазерного излучения в МКЛЭУ из непрерывного в импульсно-периодический;
- разработать механизм перевода непрерывного режима излучения HF-НХЛ в высокочастотный ИПР с сверхмощными импульсами;
- разработать оптимальную оптическую систему получения такого ИПР;
- оценить возможности размещения МКЛЭУ на борту КА, выводимого в космос;
- разработать физические модели воздействия излучения МКЛЭУ на ФКМ;

- обосновать возможность использования МКЛЭУ для очистки космического пространства от ФКМ;
- показать возможность экологического контроля (мониторинга) приземной атмосферы из космоса с помощью МКЛЭУ;
- показать перспективы использования МКЛЭУ для подзарядки аккумуляторных батарей других КА с целью продления срока их функционирования;
- определить условия достижения эффективной как однодиапазонной, так и попеременной генерации в нескольких спектральных диапазонах на молекулах HF (2,7...3,0 мкм), DF (3,55...4,05 мкм) с целью использования излучения в указанных спектральных диапазонах для экологического контроля (мониторинга) приземной атмосферы.

Актуальность темы исследования

В настоящее время большие усилия учёных и инженеров направлены на разработку и совершенствование подсистем фтороводородных НХЛ. Данные лазеры считаются наиболее мощными источниками когерентного излучения. Активные работы по созданию HF(DF)-НХЛ продолжаются по нескольким программам, среди которых:

- MIRACL (Mid-Infrared Advanced Chemical Laser) – лазерная установка морского базирования на основе DF-НХЛ [32];
- Alpha – лазерная установка космического базирования на основе HF-НХЛ [10, 33];
- SBL (Space-Based Laser) – комплекс космического базирования на основе HF-НХЛ для интегрирования в систему глобальной ПРО [34];
- THEL (Tactical High Energy Laser) – комплекс на основе DF-НХЛ для решения тактических задач. Этот проект получил продолжение в программе создания лазерного комплекса на мобильном носителе MTHEL (Mobile Tactical High Energy Laser) [35];
- МГ5 и Н00 –среднеразмерный и крупноразмерный ГАС для фтороводородных НХЛ наземного и воздушного базирования, разработанные в ОАО «НПО Энергомаш им. акад. В.П. Глушко» [3].

В свою очередь, широкий спектр задач, решаемых с помощью лазерных установок различного базирования на основе фтороводородных НХЛ (например, очистка

околоземного пространства от фрагментов космического мусора с помощью импульсно-периодического HF-НХЛ космического базирования, исследование состава атмосферы с помощью DF(HF)-НХЛ наземного или самолетного базирования, исследование воздействия на различные объекты с помощью HF-НХЛ космического базирования, дистанционная передача мощности для подпитки энергией батарей различных КА), подчеркивает актуальность темы.

Цель работы

Создание физико-математической модели системы формирования импульсно-периодического излучения HF-НХЛ; исследование и теоретическая разработка системы получения импульсно-периодического HF-излучения с частотой ~ 100 кГц, длительностью импульсов 10 нс и энергией ~ 1 Дж в МКЛЭУ при использовании непрерывной накачки активных сред в ГАС автономных HF(DF)-НХЛ; разработка компоновочной схемы МКЛЭУ на борту КА для обеспечения защиты КА от опасных ФКМ и очистки околоземного пространства, подпитки энергией аккумуляторных батарей (АКБ) КА и мониторинга приземной атмосферы, расчетно-теоретическое исследование энергетических и массо-габаритных характеристик МКЛЭУ.

Объект исследования

Подсистемы многоцелевой космической лазерной установки на основе автономных непрерывных химических HF- и DF-лазеров, генерирующих излучение как в непрерывном, так и в импульсно-периодическом режимах.

Предмет исследования

Параметры излучения МКЛЭУ, физические аспекты работы основных частей установки, технические аспекты перевода излучения из непрерывного в импульсно-периодический режим с необходимыми параметрами, компоновка МКЛЭУ на борту КА, выводимого в космос и задачи, которые может выполнять МКЛЭУ.

Метод исследования

Использование созданной физико-математической модели системы формирования импульсно-периодического излучения HF-НХЛ, основанной на уравнениях перераспределения заселенности лазерных уровней при формировании короткого импульса в активной среде (АС), уравнениях распространения и формировании усиленного

спонтанного излучения (УСИ) в АС, экспериментальных данных по лучевой стойкости электрооптических затворов CdTe.

Научная новизна исследования

1. Предложено и обосновано применение в оптической схеме системы формирования импульсно-периодического силового излучения вида задающий генератор (ЗГ) с двумя электрооптическими затворами – предусилитель (ПУМ) – окончательный усилитель мощности (ОУМ), обеспечивающей получение цуга мощных импульсов лазерного излучения (длительность ~ 10 нс, частота повторения 100 кГц, энергия в импульсе ~ 1 Дж, мощность в импульсе $\sim 10^8$ Вт).

2. Оценена предельная длина активной среды в ОУМ (260 см при среднем коэффициенте усиления $0,06 \text{ см}^{-1}$), обусловленная возникновением вредного мощного усиленного спонтанного излучения в момент времени между импульсами излучения, когда усилительные свойства активной среды в HF-усилителе восстанавливаются до прежнего уровня, что может привести к существенному снижению запасенной в активной среде HF-усилителя энергии ко времени прихода очередного импульса излучения на вход усилительных каскадов.

3. Разработана оптическая система совмещения силового канала излучения МКЛЭУ и принимающего локационного канала МКЛЭУ. Обосновано использование в качестве приемного локационного телескопа выходного телескопа силового канала излучения с диаметром главного зеркала 1 м, что позволяет снизить массогабаритные характеристики разрабатываемой лазерной энергоустановки.

4. Найдены условия получения генерации лазерного излучения в нескольких спектральных диапазонах на молекулах DF (3,55 ... 4,05 мкм) для обеспечения лазерного мониторинга атмосферы из космоса. Показано, что для обнаружения территорий с надфоновыми концентрациями углеводородных газов достаточно использовать только ЗГ с ПУМ без ОУМ.

Личный вклад соискателя

1. Соискателем предложена система формирования мощного импульсно-периодического HF-излучения в МКЛЭУ при использовании непрерывной накачки активных сред в ГАС автономных HF(DF)-НХЛ.

2. Соискателем разработана и результативно использована модель, описывающая распространение УСИ в ОУМ.

3. Обоснована возможность размещения рассматриваемой в данной работе МКЛЭУ на КА, выводимом в космос ракетой-носителем «Протон-М».

4. На основе созданной модели изменения динамики и траектории полета ФКМ, движущихся по эллиптическим орбитам, при воздействии на них импульсно-периодического лазерного излучения разрабатываемой МКЛЭУ, разработан численный алгоритм, и создана соответствующая расчётная программа. Обоснована возможность применения разрабатываемой МКЛЭУ для мониторинга приземной атмосферы из космоса и для подпитки АКБ КА с целью уменьшения их массы.

Достоверность результатов

Достоверность полученных результатов подтверждается использованием комплексного подхода к разработке расчетно-теоретических основ создания основных составных частей МКЛЭУ, опирающегося на расчетные модели, прошедшие апробацию на существующих прототипах агрегатов и узлов этих частей. При обосновании применения в ЗГ системы получения импульсно-периодического излучения электрооптических затворов на основе кристалла CdTe за основу были взяты экспериментальные параметры лучевой стойкости этих кристаллов из американской работы по реальному получению ИПР в ИК диапазоне с длительностью импульса 10 нс [36]. Кроме того, достоверность полученных результатов подтверждается выбором в качестве прототипов ГАС ЗГ-ПУМ и ОУМ ГАС МГ5 и Н00 соответственно, разработанных в «НПО Энергомаш» [3], которые успешно были испытаны на стендах и суммарно наработали несколько часов без сбоев, показав свою надежность. Помимо вышеперечисленного, при расчете воздействия излучения на ФКМ за основу брались экспериментальные данные из американского проекта «ORION» по исследованию импульса отдачи разных материалов при воздействии на них лазерного излучения в вакууме.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Система формирования импульсно-периодического излучения в HF-лазере с непрерывной накачкой АС с частотой ~ 100 кГц, длительностью импульсов 10 нс и

энергией ~ 1 Дж. Модель расчета распространения и усиления УСИ в активных средах (АС) HF-НХЛ и результаты расчета возможности подавления усиленного спонтанного излучения в ОУМ.

2. Расчётная оптимизация характеристик распространения и усиления УСИ в ОУМ, в результате чего найдена предельная длина ОУМ.

3. Формирующая силовое излучение и информационно-прицельная системы излучения МКЛЭУ с выходным формирующим телескопом Кассегрена. Метод совмещения силового и локационного каналов.

4. Обоснование возможности размещения МКЛЭУ на борту КА, выводимого в космос ракетой-носителем «Протон-М» (общая полезная масса ~ 19700 кг).

5. Расчетная модель и результаты расчета изменения динамики и траектории полета ФКМ, движущихся по эллиптическим орбитам при воздействии на них импульсно-периодического лазерного излучения.

Практическая значимость исследования

Полученные результаты могут быть использованы:

- предприятиями и организациями при разработке фтороводородных НХЛ для получения импульсно-периодического режима излучения, когда при некотором снижении средней мощности могут быть получены сверхвысокие мощности в импульсе (превышающие 10^8 Вт), превосходящие на порядки соответствующие значения, достигнутые в непрерывном режиме генерации;

- предприятиями Федерального космического агентства, где ищутся пути решения одной из актуальнейших проблем – защите космических аппаратов от опасных ФКМ, подпитке энергией КА;

- организациями экологического мониторинга атмосферы, осуществляющими дистанционный контроль экологической обстановки в приземной атмосфере и обнаружение потенциальных газовых и нефтяных месторождений по газовым выбросам над ними и утечек в газовых магистралях, геолого-разведывательными организациями.

Апробация результатов исследования

Результаты исследований, отраженные в диссертации, на разных этапах работы докладывались: на Научно-практической конференции студентов и молодых ученых

МАИ «Инновации в авиации и космонавтике-2010» Москва 26 - 30 апреля 2010г; на II Международной Научно-практической конференции НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ТВОРЧЕСТВО МОЛОДЕЖИ – ПУТЬ К ОБЩЕСТВУ, ОСНОВАННОМУ НА ЗНАНИЯХ. Москва, 29 июня – 2 июля 2010г; на конкурсе научно-технических работ и проектов «Молодежь и будущее авиации и космонавтики» Москва 2010; на 9-ой международной конференции «Авиация и космонавтика – 2010». Москва, МАИ 16-18 ноября 2010г.; на Научно-практической конференции студентов и молодых ученых МАИ «Инновации в авиации и космонавтике-2011». Москва 26 - 30 апреля 2011г.; на III Международной научно-практической конференции НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ТВОРЧЕСТВО МОЛОДЕЖИ – ПУТЬ К ОБЩЕСТВУ, ОСНОВАННОМУ НА ЗНАНИЯХ. Москва, 28 июня – 1 июля 2011г.; на 10-ой международной конференции «Авиация и космонавтика – 2011». Москва, МАИ 8-10 ноября 2011г.; на 13-ой международной конференции «Авиация и космонавтика – 2013». Москва, МАИ 12-15 ноября 2013г.

Список публикаций соискателя по теме диссертации

I. Научные труды, опубликованные в ведущих рецензируемых научных изданиях, рекомендованных ВАК Минобрнауки России:

1. А.В. Авдеев, А.С. Башкин, Б.И. Каторгин, М.В. Парфеньев "Анализ возможности очистки околоземного пространства от опасных фрагментов космического мусора с помощью космической лазерной установки на основе автономного непрерывного химического HF-лазера", Квант. электроника, 2011, 41 (7), 669–674.
2. А.В. Авдеев, А.С. Башкин, М.В. Курдюков, М.В. Парфеньев, С.Н. Семенов «О выхлопных устройствах фтороводородных космических лазерных установок», Труды НПО «Энергомаш им. Академика В.П. Глушко», том 28, 2011г, с 318-330.
3. Авдеев А.В., Башкин А.С., Шушарин Е.И. «Анализ параметров космической лазерной установки на основе HF-НХЛ для очистки околоземного пространства», Труды НПО «Энергомаш им. Академика В.П. Глушко», том 27, 2010г, с 284-304.
4. Авдеев А.В. Требования к параметрам космической лазерной установки на основе HF-НХЛ для очистки околоземного пространства от опасных фрагментов космического мусора// “Электронный журнал «Труды МАИ», выпуск № 45, 2011 г., 16 с.

5. А.В. Авдеев Особенности получения и усиления коротких импульсов излучения в активных средах HF-НХЛ// "Электронный журнал «Труды МАИ», выпуск № 52, 2012 г., 22 с.
6. Авдеев А.В. К вопросу борьбы с космическим мусором с помощью лазерной космической установки на основе HF-НХЛ// Электронный журнал «Труды МАИ», выпуск № 61, 2012 г., 22 с.
7. А.В. Авдеев, А.С. Башкин, Б.И. Каторгин, М.В. Парфеньев, С.Н. Семенов Компоновка многоцелевой лазерной космической установки на основе HF(DF)-НХЛ на борту КА// Электронный журнал «Труды МАИ», выпуск № 71, 2013 г., 29 с.
8. Avdeev A.V., Bashkin A.S., Katorgin B.I., Parfen'ev M.V. "About possibilities of clearing near-earth space from dangerous debris by a spaceborne laser system with an autonomous cw chemical hf laser". Quantum Electronics. 2011. T. 41. № 7. С. 669-674.

II. Другие научные труды, опубликованные по теме диссертации не включая тезисы конференций:

9. Монография. А. В. Авдеев «Космическая лазерная установка для защиты КА от космического мусора», LAP LAMBERT Academic Publishing, 2011, 108 с.
10. Монография. А. В. Авдеев « Теоретические основы создания многоцелевой космической лазерной установки на основе фтороводородных непрерывных химических лазеров (НХЛ)», LAP LAMBERT Academic Publishing, 2013. 228 с.
11. Авдеев А.В., Башкин А.С. «Химический импульсно-периодический лазер с непрерывной накачкой и модуляцией добротности резонатора». Патент на изобретение РФ № 2494510 от 27.09.2013 г.
12. Авдеев А.В. «Программа для расчета воздействия импульсно-периодического лазерного излучения космической лазерной установки на опасные фрагменты космического мусора». Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2012616468 от 18.07.2012 г.

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, обзора литературы, 4 глав и заключения. Общий объём диссертации - 191 страниц, работа содержит 25 таблиц, 49 рисунков и список литературы из 111 наименований.

Содержание диссертации

В обзоре литературных источников рассматриваются и анализируются мобильные (автомобильного, авиационного и космического базирования) лазерные установки на основе HF(DF)-НХЛ, разрабатываемые в России и за рубежом. Приведён краткий обзор литературных источников, в которых с различной степенью детализации описываются составные части, параметры и возможные цели применения мобильных лазерных установок на основе автономных фтороводородных НХЛ. Также приведён отдельный обзор работ по вопросам борьбы с космическим мусором и краткий обзор работ по HF-НХЛ с генерацией в импульсно-периодическом режиме.

Глава 1 посвящена разработке оптической системы МКЛЭУ для получения параметров излучения, требования к которому обоснованы в главе 4, исходя из основных задач, выполняемых МКЛЭУ. Для работы МКЛЭУ в режиме защиты КА от ФКМ, когда требуется импульсно-периодическое излучение с требуемыми временными характеристиками и параметрам мощности, обосновано применение в ней системы ЗГ-ПУМ-ОУМ. Разработаны схемы ЗГ, ПУМ, ОУМ. Решается задача по определению предельной длины активной среды в усилителе коротких импульсов HF-излучения, обусловленная возникновением (при ее больших размерах) мощного усиленного спонтанного излучения в момент времени между соседними импульсами излучения, когда усилительные свойства активной среды в HF-усилителе восстанавливаются до прежнего уровня, что может привести к существенному снижению запасенной в активной среде HF-усилителя энергии ко времени прихода очередного импульса излучения на вход усилительных каскадов. Производится расчет выходной мощности системы ЗГ-ПУМ при генерации импульсов DF-излучения в режиме мониторинга атмосферы, и производится расчет параметров непрерывного HF-излучения при использовании системы ЗГ-ПУМ в режиме подпитки КА.

В главе 2 выполнена разработка оптической формирующей и информационно-прицельной систем (ФИПС) для обнаружения, сопровождения ФКМ и наведения на них силового лазерного излучения, а также наведения излучения на приемные устройства подпитываемых спутников и выполнения задачи мониторинга атмосферы. Выполнен анализ современного состояния разработок оптических элементов формирующей оптической системы, прежде всего наиболее сложного в изготовлении глав-

ного зеркала выходного формирующего телескопа с асферической формой поверхности и со световым диаметром 1 м.

В главе 3 произведена разработка общей компоновочной схемы МКЛЭУ на борту КА. Выбрана оптимальная ракета-носитель для вывода КА с разрабатываемой МКЛЭУ в космос. Выполнены оценки массогабаритных характеристик составных частей МКЛЭУ: системы импульсно-периодической генерации излучения, системы хранения и подачи компонентов лазерного топлива, формирующей оптической системы и системы лазерной локации. Обоснована возможность размещения МКЛЭУ на борту. Произведена оценка длительности работы такой МКЛЭУ в разных режимах работы.

В главе 4 сформулированы требования к параметрам излучения разрабатываемой МКЛЭУ. При этом рассмотрены три основные задачи, которые может выполнять МКЛЭУ: защита КА от опасных ФКМ и очистка околоземного пространства, экологический контроль (мониторинг) приземной атмосферы из космоса и подзарядка АКБ других КА с целью продления срока их функционирования.

При работе МКЛЭУ в режиме защиты КА от опасных ФКМ или очистке околоземного пространства от ФКМ обосновано применение импульсно-периодического режима генерации коротких импульсов с длительностью ~ 10 нс и частотой повторения 10^5 Гц. Разработан механизм воздействия, и приведено рекомендованное расстояние воздействия на ФКМ. Также разработаны механизмы мониторинга приземной атмосферы и подпитки энергией КА с помощью разрабатываемой МКЛЭУ.

Обзор литературы

Целью разработки мобильных (автомобильного, морского корабельного, авиационного и космического базирования) лазерных установок на основе HF(DF)-НХЛ является не только разработка всех составляющих ее подсистем, но и оптимизация их параметров. Ключевой же задачей при этом является минимизация массогабаритных подсистем мобильных лазерных установок при повышении удельных энергетических характеристик излучения. Именно решение данной задачи и позволяет в результате оценить мобильность и эффективность мобильной лазерной установки.

Ниже приведён краткий обзор литературных источников, в которых с различной степенью детализации описываются составные части, параметры и возможные цели применения мобильных лазерных установок на основе автономных фтороводородных НХЛ и других мощных лазеров. Как правило, большинство работ в данном направлении ограничиваются кратким описанием составляющих систем и параметров всей установки в целом.

Также приведён отдельный обзор работ по получению импульсно-периодического режима генерации в HF-НХЛ и по вопросам борьбы с космическим мусором.

Обзор мобильных лазерных установок на основе автономных фтороводородных НХЛ

К настоящему времени в России и за рубежом выполнен большой цикл разработок мобильных лазерных установок на основе автономных фтороводородных НХЛ. В [3] сообщается о том, что в начале 1980-х гг. КБ «Энергомаш» принимало участие в разработке космической исследовательской энергетической установки на основе HF-НХЛ мощностью 20кВт. Был создан энергоблок, включающий в себя среднеразмерный ГАС с плоской сопловой решеткой, расходом компонентов лазерного топлива до 250 г/с, габаритными размерами сопловой решетки 108 x 400 мм и выхлопной тракт. На рисунке 3 показана принципиальная схема такой установки. Данная установка предназначалась для предполагаемой отработки в условиях космоса научно-технических, конструкторских и эксплуатационных решений, связанных с созданием лазерной энергоустановки космического базирования. С целью уменьшения разнотяговости, возникающей на выхлопе, и уменьшения габаритов тракта, образующиеся в

ГАС, газообразные продукты выводились через выхлопной тракт четырьмя потоками: через 2 пары трубопроводов, развернутых друг относительно друга на 180° . Выхлопной тракт имел подвижную развязку с оболочкой отсека научной аппаратуры космического корабля. Для ограничения перетечек тепла от газодинамического тракта к окружающим его элементам космического аппарата и генератор активной среды, и выхлопной тракт снаружи были окружены теплоизоляционным чехлом. Избыточное тепло, накапливаемое конструкцией газодинамического тракта при работе, должно было отводиться в дальнейшем в окружающее пространство за счет излучения через отверстия выхлопных патрубков.

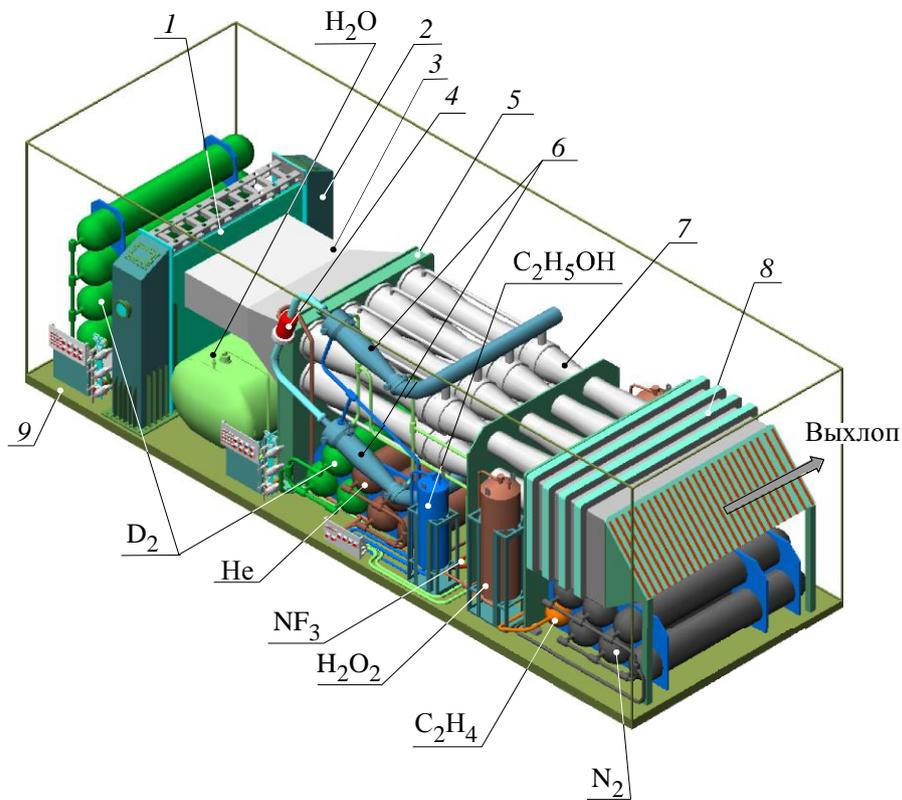


Рисунок 3 - Компонновка мобильной энергоустановки на основе одного крупно-размерного ГАС с использованием горения продуктов разложения H_2O_2 со спиртом для создания высоконапорного рабочего тела для эжекторов: 1 – крупноразмерный ГАС; 2 – блок зеркал оптического резонатора; 3 – сверхзвуковой диффузор; 4 – реактор разложения H_2O_2 ; 5 – переходная камера; 6 – два генератора эжектирующего газа; 7 – двухступенчатые эжекторы; 8 – устройство шумоглушения; 9 – несущая рама.

На рисунке 4 показан облик другой лазерной автономной мобильной энергоустановки (на основе крупноразмерного ГАС со временем работы 50с и с выхлопом

продуктов в окружающую атмосферу). В выхлопной системе для снижения ее длины применены один многоканальный сверхзвуковой диффузор и связка из 8-ми газоструйных двухступенчатых эжекторов (2 ряда по 4 эжектора в каждом ряду). Применение двухступенчатых эжекторов обусловлено необходимостью минимизации массы газодинамического тракта, поскольку их эффективность выше, чем одноступенчатых. В генераторе эжектирующего газа для создания высоконапорного потока, образованного при горении спирта с окислителем, было рассмотрено использование таких эффективных окислителей, как высококонцентрированная перекись водорода (H_2O_2) и газообразный кислород. Все эти меры в совокупности с применением специальных (изготовленных из высокопрочных нержавеющей сталей и титановых сплавов) цилиндрических баллонов, выпускаемых на предприятиях космической промышленности, приводят к снижению общей массы газодинамического тракта до вполне приемлемых значений ~ 16 т при использовании газообразного O_2 и ~ 14 т при использовании H_2O_2 . Такие значения масс, учитывая вполне приемлемые габариты лазерной установки ($9,3 \times 3,2 \times 3,0$ м), позволяют разместить ее на всех возможных транспортных средствах: самолете, корабле или автотягаче.

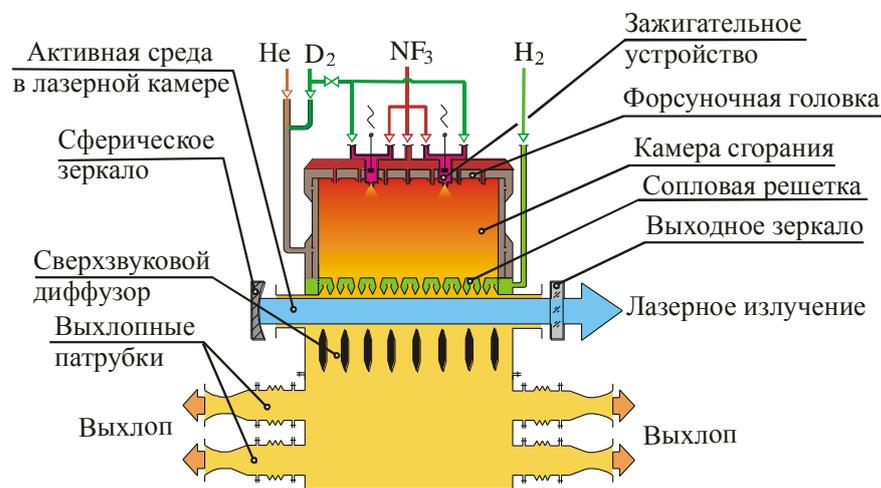


Рисунок 4 – Принципиальная схема бортовой исследовательской энергоустановки космического базирования.

В статье [5] рассмотрены проблемы, возникающие при создании автономных мобильных лазерных установок на основе мощных непрерывных химических DF-лазеров с различной выходной мощностью и выхлопом в атмосферу, которые могли бы быть по своим массогабаритным характеристикам размещены на разных транс-

портных средствах. В качестве примера рассматриваются три варианта DF-НХЛ, в которых для достижения высокой направленности лазерного излучения используется неустойчивый резонатор (НР):

- 1) на основе одного среднеразмерного модуля ГАС (~5 кВт);
- 2) на основе двух сборок ГАС (по четыре среднеразмерных модуля ГАС в каждой), расположенных одна над другой (~160 кВт);
- 3) на основе одного крупноразмерного девятисекционного ГАС (~300 кВт).

В итоге, в статье представлен общий вид варианта компоновки DF-НХЛ с мощностью излучения ~300 кВт, чтобы продемонстрировать возможность его размещения на приемлемых транспортных средствах, например, на одном автотягаче с грузоподъемностью не более 16 т. Показан подход к оценке массогабаритных характеристик лазера. В выхлопной системе применен один многоканальный сверхзвуковой диффузор, к которому после переходной камеры подсоединена связка из восьми двухступенчатых эжекторов (два ряда по четыре эжектора в каждом). Помимо этого развит комплексный подход к анализу оптической схемы лазерной установки. Перспективность той или иной схемы неустойчивого резонатора определялась по критерию максимальной яркости лазерного излучения на выходе установки с учетом величины допустимых лучевых нагрузок на зеркала.

В работе [37] рассматриваются основные характеристики автономной установки DF-НХЛ наземного базирования с хранением компонентов лазерного топлива и эжектирующего газа в жидком состоянии при криогенных уровнях температур в сравнении с традиционным способом хранения. Показано, что масса СХПК предложенного варианта автономного DF-НХЛ наземного базирования с мощностью излучения ~ 400 кВт при времени излучения 500 с в варианте с криогенной системой (26700 кг) в ~ 4 раза меньше массы СХПК в «традиционном исполнении» (100600 кг). Также отмечено, что при этом по объему криогенная система всего на ~ 15 % меньше «традиционной». Предложенный НХЛ с криогенной системой хранения может быть размещен на двух автомобильных платформах в габаритах стандартных транспортных контейнеров.

В последнее время интенсивно ведутся работы в рамках совместной американо-израильской программы по разработке и испытаниям наземной лазерной установки THEL, с помощью которой были сбиты несколько реактивных снарядов установки

типа "Град", летевших в одном залпе [35]. Работы по проекту начались в 1995 г. Сообщается, что в своей основе в установке THEL используется DF-НХЛ средней мощностью ~100 кВт, дальностью действия 5 миль. Первые успешные испытания установки датированы 6 июня 2000 г. Стоимость одного такого выстрела оценивается в 3000\$. Стоимость самого проекта составила >300млрд.\$. При этом отмечается, что разрабатывалась и мобильная версия установки THEL, размещаемой на трёх полуприцепах для тягачей.

Помимо этого в США создан DF-НХЛ с плоской сопловой решеткой (MIRACL), с мощностью излучения 2.2 МВт [32]. На основе технологий лазера MIRACL ведутся работы по созданию лазерной установки морского базирования для защиты кораблей от крылатых противокорабельных ракет и наземного базирования для защиты важных объектов от высокоточного и ракетно-артиллерийского оружия. Широта подобных применений была продемонстрирована в США натурными экспериментами по выработке критериев уничтожения излучением лазера MIRACL противокорабельных крылатых ракет советского производства и по воздействию с поверхности земли на инфракрасную камеру системы наблюдения, находившуюся на спутнике на орбите высотой 420 км.

В работе [9] на основе анализа параметров HF(DF)-НХЛ, включающего в себя системы генерации излучения, хранения и подачи компонентов топлива, и формирующую оптическую систему, предложен вариант автономного НХЛ авиационного базирования с мощностью излучения ~100 кВт и пассивной выхлопной системой, размещенного в контейнере на внешней подвеске самолета МиГ-31. Определены энергетические и массогабаритные характеристики такого НХЛ с возможностью постоянной или попеременной работы на молекулах HF и DF. Основные полученные технические характеристики HF(DF)-НХЛ представлены в таблице 1.

Таблица 1. Основные технические характеристики HF(DF)-НХЛ

Наименование параметра	Величина	
Высота базирования, км	18	24
Продолжительность излучения, с	60	125
Мощность излучения, не менее, кВт	100	
Длина волны излучения (DF/HF), мкм	2,7/3,8	

Диапазон угла наведения излучения, град	0 ... 30	
Расход топлива, кг/с	1,85	0,87
Реактивная тяга выхлопного потока НХЛ, кгс	130	80
Масса, кг	до 4000	
в том числе:		
– газодинамический тракт	1100	
– баки системы хранения топлива	1550	
– компоненты лазерного топлива	150	
– контейнер	500	
– оптический тракт и система управления	700	
Габариты, мм	8500×1200×700	
Мольный состав выхлопного потока		
D2(H2) : He : N2 : (HF+DF) = 0,53 : 0,28 : 0,03 : 0,16		

В мировой литературе существует множество публикаций по разработанной в США лазерной установке AirBorne Laser (ABL) авиационного базирования на базе Boeing 747-400F (например [38 , 39]). ABL предназначена в первую очередь для перехвата баллистических и крылатых ракет с ядерной боевой частью. Основное преимущество перед другими средствами — возможность уничтожения стартующих ракет на начальном участке траектории полёта. В ABL использован химический кислородно-иодный лазер с длиной волны 1,315 мкм. Вес всей установки составляет 300 тонн (рисунок 5).

В итоге, была произведена 1 единица Boeing YAL-1 (ABL) 3 февраля 2010 года проведены успешные испытания лазера в полёте по поражению баллистической ракеты на твёрдом топливе. Программа была закрыта в 2011 году в связи с сокращением военного бюджета. Мощность лазера ко времени закрытия проекта была доведена до мегаватта.



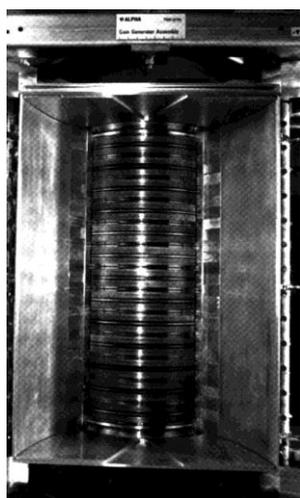
Рисунок 5 - Boeing YAL-1 (ABL, AirBorne Laser) - экспериментальный боевой самолёт.

В работе [40] рассматривается HF(DF)-НХЛ космического базирования для выполнения задач космического приложения. В первой части статьи рассматривается сравнение сопловых характеристик HF и DF-НХЛ. Во второй части статьи проведено сравнение прохождения излучения обоих НХЛ через атмосферу. Отмечено, что HF излучение теряет 25% мощности уже на расстоянии 10 км и никогда не достигнет земли. DF-излучение на расстоянии 10 км теряет всего 2,5 % мощности, а достигает земли всего 18 %, что значительно расширяет области применения данного лазера для уничтожения воздушных целей, таких как самолеты и крылатые ракеты.

В работах [10, 33] рассматривается крупноразмерный HF-НХЛ космического базирования мегаваттного класса ALPHA, который демонстрирует и подтверждает технологии для космического применения. Он выполнен на основе цилиндрического ГАС с кольцевым резонатором, зеркала которого выполнены из молибдена. Сообщается, что первые испытания ALPHA состоялись 7 апреля 1989 г, но во время испытания возникла проблема с резонатором. Первые удачные испытания датированы 30 ноября 1990 г. Эксперимент длился 6,2 секунды, в течение которых были получены мощность, соответствующая уровням мощности мегаваттного класса и превосходная расходимость лазерного излучения. Также, на примере ALPHA продемонстрировано

применение облегченных неохлаждаемых кремниевых зеркал для излучения мегаваттного уровня. При этом эксперимент показал уменьшение волновых aberrаций, вносимых зеркалами при нагреве.

Впоследствии работы по проекту ALPHA получили продолжение. В результате мощной концентрации финансовых и научно-производственных ресурсов в США были созданы HF-НХЛ с цилиндрической сопловой решеткой (ALPHA) с мощностью излучения 2 МВт (рисунок 6,а,б,в), система формирования излучения LAMP с четырёхметровым сегментированным зеркалом, адаптивная система управления излучением с коррекцией волнового фронта LODЕ, система обнаружения, сопровождения и управления ANP/FC. Первое испытание лазера ALPHA на мегаваттном уровне проведено в 1989 г. В год проводится одно-два испытания продолжительностью 5...16 с. Основной объём испытаний ведётся на малоразмерном модуле [33].



Сопловая решетка

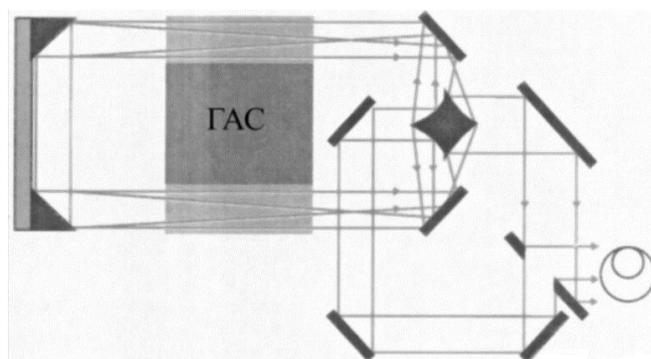
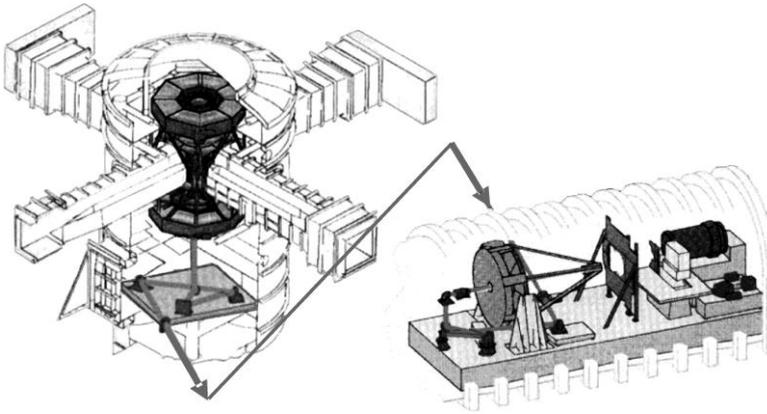
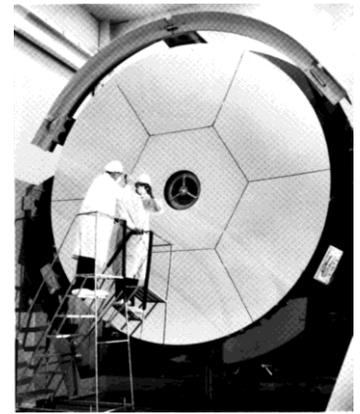


Схема неустойчивого резонатора (HEX-DARR)

- а) Лазер ALPHA (HF-НХЛ) с мощностью до 2 МВт с цилиндрической сопловой решеткой диаметром 110 см и длиной 205 см.



б) Схема эксперимента по интеграции лазера ALPHA с системой формирования излучения (телескоп с 4-х метровым сегментированным зеркалом)



в) 7-ми сегментное главное зеркало формирующего телескопа Ø4м для лазера ALPHA

Рисунок 6 - Некоторые результаты работ по непрерывному лазеру ALPHA космического базирования.

На основе технологий лазера ALPHA интенсивно ведутся работы по созданию лазерной установки космического базирования для силового поражения любых запускаемых в космос аппаратов (рисунок 7).

Исследования и эксперименты по «космическим лазерам» были начаты в СССР в 80-х годах прошлого века, но в гораздо меньших по сравнению с США масштабах. Эти работы были частью советского «асимметричного» ответа на американскую программу СОИ. Большая часть работ шла под шифром «СКИФ» и включала исследования и наземную отработку нескольких типов мощных лазеров – кандидатов на полет в космос, включая фторный НХЛ, электроразрядный газовый лазер, ГДЛ и твердотельный лазер. Непосредственным руководителем работ по космическим лазерным ракетным комплексам был В.Д. Письменный [41].



Рисунок 7 - Лазерная установка космического базирования в орбитальном полете (проект).

Апофеозом космической лазерной программы СССР была попытка запуска 15 мая 1987 года с космодрома Байконур с помощью ракеты «Энергия» экспериментально-демонстрационного (макетного) образца «СКИФ-ДМ» лазерной космической станции «Полус» (рисунок 8).

Этот экспериментальный образец имел длину 37 метров при диаметре более 4 м и весе около 80 тонн. «Полус» не был реальным боевым комплексом (мощного лазера на нем не было) и предназначался лишь для экспериментов с ракетой-носителем [42]. «Полус» создавался в страшной спешке под сильным нажимом Олега Бакланова. Запуск окончился неудачей из-за аварии, вызванной ошибкой в системе управления космического аппарата: вскоре после отделения от носителя и попытки космического маневрирования «Полус» упал в Тихий океан.

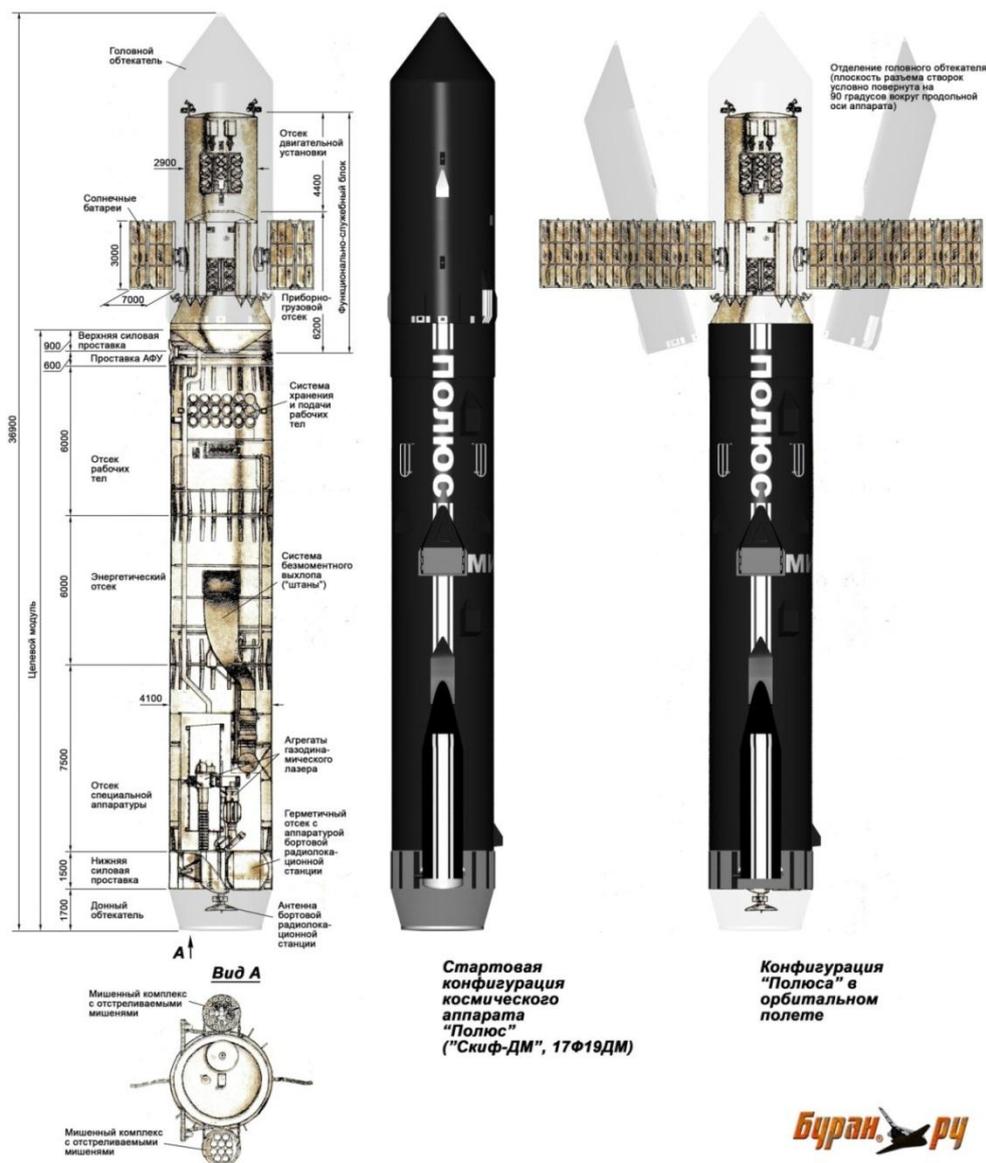


Рисунок 8 - Лазерный комплекс «Скиф-ДМ».

Обзор работ по получению импульсно-периодического режима генерации в НФ-НХЛ

Реализация импульсно-периодического режима (ИПР) работы лазерных излучателей с непрерывной накачкой методом модуляции добротности резонатора (МДР) позволяет, сохраняя все их достоинства, значительно (на порядки величины) повысить пиковую мощность излучения при сохранении (или незначительном снижении) средней мощности. Возможность реализации ИПР связана с существованием лазерных сред с большим временем жизни верхнего уровня. В этом случае может быть эффективно возбуждена нестационарная генерация.

ИПР работы лазеров с непрерывной накачкой представляет интерес как с точки зрения изучения переходных процессов в лазерной среде, так и с возможностью прак-

тического применения коротких импульсов с очень большой пиковой мощностью – при лазерном разделении изотопов, управления химическими реакциями, инициирования и поддержания искрового разряда, резки металлов и абляции, бурения скважин и др. Высокая пиковая мощность необходима также для повышения эффективности нелинейных процессов, таких как частотное преобразование излучения и обращение волнового фронта (ОВФ).

Интерес к ИПР лазеров с непрерывной накачкой значительно возрос с середины 80-х годов, когда такой режим работы стали осуществлять на различных типах лазеров. Так, в 1985 году метод МДР был выполнен для CO_2 электроразрядного лазера [43] путём применения электрооптического модулятора или механического прерывателя. Получены частоты генерации излучения в диапазоне 10...40 кГц при длительности импульсов ~200...300 нс.

Большой интерес вызывает возможность работы проточного сверхзвукового HF(DF)-НХЛ в ИПР, что обеспечивается достаточно большим временем жизни (~1 мкс) колебательно вращательных уровней HF(DF). Высокая средняя мощность, свойственная НХЛ, позволяет в случае ИПР получать сверхвысокую импульсную мощность. В сравнении с непрерывным режимом генерации импульсно-периодический режим во фтороводородных химических лазерах с непрерывной накачкой мало изучен. Так, например, теоретически ИПР в HF-НХЛ был рассмотрен в работе [44], где проводилась оценка энергетических характеристик данного лазера при частоте модуляции добротности резонатора равной частоте смены активной среды в зоне генерации. Течение в активной среде описывалось двумерными уравнениями Навье-Стокса в приближении узкого канала. Для получения атомарного фтора в камере сгорания здесь была рассмотрена традиционная в HF-НХЛ топливная композиция на основе D_2 , F_2 и He. В проводимых расчётах учитывалось неравновесное распределение по вращательным уровням молекулы HF, что является одной из особенностей численного моделирования ИПР в НХЛ по сравнению с непрерывным режимом работы, поскольку в случае ИПР достижимы длительности импульсов до 50 нс и менее, что существенно меньше времён вращательной релаксации (более 100 нс). Эта работа получила своё развитие в [45], где, в отличие от [44], детально исследовалась динамика импульса излучения посредством решения дополнительных нестационарных уравнений в рамках уравнений свободной генерации излучения на каскадных пе-

реходах. При этом, однако, в данных уравнениях было сделано предположение о сохранении равновесного распределения по вращательным уровням (быстрой вращательной релаксации) молекул HF при генерации импульса, что, согласно [45,46], приводит к завышенным расчётным значениям энергии импульса. В работе [47] было проведено расчётное исследование ИПР, где динамика импульса описывалась аналогичными уравнениями с учётом неравновесного распределения по вращательным уровням. Здесь для получения атомарного фтора в камере сгорания был рассмотрен случай использования топливной композиции на основе CS_2 , NF_3 и He. По сравнению с более традиционной (D_2 - F_2 -He) данная топливная композиция не приводит к образованию в продуктах сгорания молекул DF, которые являются сильными релаксантами молекул HF(ν) [48], из-за чего усилительные свойства активной среды заметно ухудшаются.

В [46] теоретически рассмотрены характеристики импульсно-периодического режима работы HF-НХЛ с щелевой сопловой решёткой при частоте модуляции, превышающей частоту смены рабочего вещества в полости резонатора. В условиях, когда время возрастания добротности и частота её включения не превышают 100 нс, максимальная интенсивность излучения оказалась в 20...28 раз больше, чем в непрерывном режиме.

В ФГУП "РНЦ "Прикладная химия" была создана модель, с помощью которой рассмотрены характеристики ИПР с МДР сверхзвукового HF-НХЛ, при частоте модуляции меньшей частоты смены рабочего вещества в резонаторе [45]. В задачу исследования входило определение скорости, длительности и частоты включения добротности, обеспечивающей максимальные пиковые и средние мощности в ИПР. Рассмотрение проводится в предположении, что нестационарное поле излучения не меняет газодинамические параметры потока, установившиеся без резонатора, и что импульсная и непрерывная генерация развиваются при одинаковом насыщении усиления активной среды. Расчёт нестационарного коэффициента усиления слабого сигнала (КУСС) после выключения добротности резонатора основан на пространственно-временной аналогии. Значение нестационарного КУСС в некоторой точке на расстоянии x от среза соплового блока (СБ) в момент времени t приблизительно сопоставляется со стационарным КУСС $g_0(x,l)$, рассчитанным в условиях непрерывной генерации излучения в точке x при наличии резонатора ФП с зеркалами, занимающими участок [0,

$l=x-ut$]:

$$g(x,t)=g_0(x,l=x-ut), t < x/u,$$

$$g(x,t)=g_0(x,l=0), t \geq x/u.$$

Таким образом, путём расчёта КУСС непрерывного HF-лазера при наличии резонатора с переменной апертурой производилось вычисление нестационарного КУСС в ИПР.

В этой работе рассматривался HF-НХЛ с плоским СБ с шагом 7,5 мм, работающий на топливной композиции (ТК) $[(D_2)+\alpha(F_2)+A(\alpha-1)\cdot(He)]/[RL(\alpha-1)(H_2)]$ при $\alpha=1,7$, $A=10$. Длина АС 25 см, коэффициенты отражения зеркал $r_1=1,0$, $r_2=0,9$. Расчёт стационарного режима производился по двумерной модели в приближении "узкого канала" как в СБ, так и в зоне генерации. Давление в среде составляло 5 Торр, средняя скорость потока $u=2,5$ км/с. Развитие интенсивности импульса по времени после включения добротности описывалось независимыми нестационарными уравнениями в нескольких сечениях потока с учётом неравновесного распределения по вращательным состояниям. Полученная в расчётах наибольшая пиковая интенсивность импульса ~ 10 кВт/см² оказалась в 20...28 раз выше, чем в непрерывном режиме, в условиях, когда время возрастания добротности и частота её включения не превышают соответственно 100 нс и 150 кГц. Средняя удельная энергия лазера растёт с увеличением частоты модуляции и составляет 60 Дж/г для диапазона частот 150...200 кГц (50% от значения в непрерывном режиме).

Для подтверждения прогнозируемых в этой работе результатов был поставлен эксперимент на маломасштабной (с размером выходного сечения соплового блока 180×39 мм) модели HF-НХЛ типа 035 конструкции ФГУП "РНИЦ "Прикладная химия" (со средней мощностью $P \sim 1$ кВт), результаты которого приведены в [2]. Вкратце они сводятся к следующему: в оптимальном режиме работы лазера коэффициент k достигает 5; длительность импульса излучения – менее 1 мкс; с увеличением частоты повторения импульсов средняя мощность растёт быстрее, чем коэффициент k . Схема эксперимента не позволяла определять время восстановления инверсии в активной среде после гигантского импульса (в расчете это время равнялось ~ 4 мкс). Эксперимент также страдал тем недостатком, что коэффициент заполнения резонатора активной средой был равен 1/26, тогда как в расчете он был принят равным 1. Следует отметить также, что схема МДР с использованием скоростного фоторегистратора жест-

ко связывала время включения добротности резонатора и время существования резонатора с высокой добротностью. Все это не позволило согласовать результаты, предсказанные в расчете и достигнутые в эксперименте.

Общей особенностью отмеченных выше теоретических и экспериментальных исследований является то, что в них основное внимание уделялось только вопросам формирования необходимого временного профиля выходного лазерного излучения. Пространственно-угловые характеристики излучения и влияние режима модуляции на угловую расходимость выходного пучка в этих работах не рассматривались. Вместе с тем, данный вопрос представляется важным особенно в условиях, когда требуется транспортировать излучение к удаленным объектам.

С целью частичного устранения указанных выше недостатков эксперимента и более глубокого понимания импульсно-периодического режима работы НХЛ с механической модуляцией добротности резонатора в ФГУП РНЦ "Прикладная химия" [48] было проведено дополнительное расчетно-теоретическое и экспериментальное исследования ИПР более мощных НХЛ на базе генератора МГ5.Э.727-475 конструкции ОАО «НПО Энергомаш им. В.П. Глушко», которые предполагали получение энергетических (пиковой мощности) и временных (длительности импульса и времени восстановления инверсии активной среды) характеристик лазерного излучения.

В расчетно-теоретическом плане были разработаны две расчетные модели для анализа режима МДР, описывающие динамику генерации HF- и DF-НХЛ в режиме модуляции добротности резонатора, в рамках которых активная среда упрощенно описывается как однородная, а ее лазерные параметры меняются только в направлении течения газового потока.

Первая модель (созданная в ФГУП "РНЦ "Прикладная химия") в качестве варьируемого параметра использует скорость наработки молекул HF(v) вдоль направления течения потока активной среды. Эта модель по своей структуре ближе, чем вторая, к разработанной ранее в [45] модели, в которой более детально учитываются процессы в активной среде, но более упрощенно (в геометрическом приближении) потоки излучения в резонаторе.

Вторая модель (созданная в ФГУП "НПК "ГОИ им. С.И. Вавилова") менее детально описывает кинетику процессов в активной среде, но более детально (в волновом приближении) – лазерное излучение, что позволяет выявить динамику формиро-

вания потока в ближней и дальней зонах. В этой модели согласование профиля коэффициента усиления с полученным профилем по модели на базе полной системы уравнений Навье-Стокса, достигается варьированием обобщающих членов, описывающих процессы накачки и релаксации;

Расчетами показано, что:

- коэффициент превышения пиковой мощности при модуляции добротности резонатора над средней в непрерывном режиме работы лазера зависит от времени включения добротности резонатора. Увеличением скорости включения добротности можно добиться увеличения коэффициента превышения в полтора – два раза;

- модуляция добротности резонатора методом вращающегося зеркала неудовлетворительна с точки зрения формирования правильной пространственной структуры пучка излучения. Для применявшегося в экспериментах устойчивого резонатора угловая расходимость излучения на порядок превышает дифракционную;

- для получения максимальной осевой яркости пучка целесообразно использовать неустойчивые резонаторы, в которых смещение оси пучка не приводит к их разъюстировке.

В [48] приведены также результаты серии экспериментов с HF-НХЛ со средней мощностью $P \sim 8$ кВт (тогда как ранее $P \sim 1$ кВт), схема которых была модифицирована. С целью получения данных по времени восстановления инверсии в активной среде в оптическую схему были включены два отражателя (глухих зеркала), которые при вращении зеркала скоростного фоторегистратора образуют два последовательных резонатора. С использованием МДР с частотой до 1 кГц методом вращающегося зеркала, сопряженного с неподвижными резонаторными зеркалами, были экспериментально изучены временные зависимости пиковой мощности импульсов от скорости включения добротности резонатора и средней мощности от скважности импульсов. Экспериментально было показано, что:

- средняя мощность излучения HF-НХЛ в ИПР ниже, чем мощность непрерывного излучения, но она растет с уменьшением времени включения добротности резонатора;

- пиковая мощность импульсно-периодического режима излучения HF-НХЛ при частоте модуляции добротности резонатора $f = 250$ Гц не менее чем в четыре раза превышает мощность излучения непрерывного режима;

- время полного восстановления профиля коэффициента усиления активной среды составляет 6...7 мкс;

- для получения импульсов излучения максимальной мощности частота модуляции (для генератора МГ5.Э.727-475) не должна превышать 150 кГц.

Для практической реализации режима модуляции добротности резонатора в мощных HF/DF-НХЛ в работе [48] предлагаются два подхода:

- разработка модулятора, основанного на принципе быстрого изменения коэффициента пропускания (отражения), который способен работать при высокой средней мощности лазерного излучения;

- использование схемы "маломощный задающий генератор – усилитель мощности", в которой реально снизить требования к лучевой стойкости модулятора.

Обзор работ по вопросам борьбы с космическим мусором

Для очистки околоземного космического пространства разрабатываются различные проекты. Например, в проекте "ORION" (США) [17] были проанализированы возможности использования для этой цели хорошо проходящие атмосферу излучения различных наземных лазеров: неодимового на основной частоте и удвоенной, газоразрядного CO₂-лазера, йодного лазера, химического DF-лазера. При сопоставлении параметров этих лазеров DF-лазер был отвергнут по причине его высокой дороговизны. Однако в космосе нет необходимости для удаления ФКМ использовать DF-лазер, излучение которого хорошо проходит атмосферу, в космосе можно использовать HF-лазер, который к тому же имеет более высокие энергетические характеристики. В лаборатории «Sandia» (США) рассматривалась возможность удаления ФКМ с орбит КА с помощью системы «FALCON» с мощностью излучения 5 МВт, зеркалом диаметром 10м и накачкой продуктами ядерных реакций, излучающей на длине волны 1,73 мкм.

В работе [12] анализируется опасность орбитальных ФКМ размером от 1 до 10 см диаметром в околоземной орбите, вызывающие существенные проблемы для космических кораблей. Отмечается, что такие ФКМ могут нанести катастрофический ущерб даже огражденному космическому кораблю. В данной работе подводится итог того, что, учитывая технические достижения, связанные с адаптивной оптикой, импульсный лазер наземного базирования может удалить или испарить поверхность орбитальных ФКМ таким образом, чтобы придать им значительный импульс для перехода ФКМ в плотные слои атмосферы и сгорания в них. Дана оценка того, что одна

лазерная установка могла бы удалить все ФКМ размером от 1 до 10 см в течение трех лет или даже раньше. Поэтому предлагается развивать в США технологические эксперименты этого лазерного комплекса, чтобы вооружиться системой очистки околоземной орбиты. Стоимость этого эксперимента сопоставима с типичными затратами на космические операции. Орбитальные ФКМ не являются единственной формой космического мусора, которые могут нанести вред человечеству. Поэтому рассматривается возможность применения данной лазерной системы для борьбы с астероидами, представляющими опасность.

В лаборатории LANL (США) к выбору длины волны лазера для удаления осколков с помощью абляции подошли, в первую очередь, с точки зрения необходимости получения оптимального размера лазерного пятна на мишени [18]. В то же время во избежание потерь на аэрозолях и других поглощающих компонентах атмосферы лазеры предлагается устанавливать высоко над уровнем моря, например, в кратере горы Килиманджаро. Рассмотрев ряд возможных сочетаний "энергия – длительность импульса", исследователи из LANL считают приемлемой с практической точки зрения систему с длиной волны 0,5 мкм и мощностью излучения 20 кВт. По их мнению, с помощью такой системы можно за 4 года очистить большую часть нижних околоземных орбит от мусора с общей массой порядка 100 кг [18].

Но все эти способы имеют существенные недостатки, связанные с необходимостью прохождения излучения большой мощности через атмосферу, что приведет к потере оптического качества пучка излучения и возникновению нелинейных эффектов. К тому же наземные лазеры невозможно использовать в облачную погоду. Также они имеют малую мобильность, поэтому число ФКМ, которые можно подвергнуть воздействию их излучения, будет довольно ограниченным. К тому же при воздействии на ФКМ с поверхности Земли в большом числе случаев импульс отдачи будет направлен вверх, в результате чего высота орбиты ФКМ будет увеличиваться, а не уменьшаться. Чтобы избежать этого, в работе [19] было предложено дополнить лазерную наземную систему зеркалом, устанавливаемом на КА и переотражающим на ФКМ лазерное излучение с Земли, что намного усложняет выполнение задачи. Помимо этого, в [19] предполагалось использовать наземный взрывной фотодиссоционный йодный лазер, что приведет к одноразовости его применения, то есть на один ФКМ нужно разрушить один лазер, а это очень дорого.

Но самое главное – во всех вариантах использования наземного лазера требования к его энергетике на много порядков возрастают по сравнению с космическим лазером из-за намного большего расстояния от земной поверхности до ФКМ. Например, при одних и тех же размерах выходного телескопа и высоте орбиты ФКМ ~ 800 км требуемая энергия излучения наземного лазера будет в ~ 6000 раз больше, чем требуемая энергия излучения космического лазера для увода с орбиты ФКМ при воздействии на него лазерным излучением на расстоянии ~ 10 км. Разница будет еще больше при воздействии на расстояниях $1 \dots 2$ км.

Итак, в лазерах космического базирования отмеченные выше недостатки отсутствуют, поэтому представляет определенный интерес и актуальность применение лазеров космического базирования для защиты КА от ФКМ и очистки околоземного пространства.

В работе [49] предлагается использовать лазер космического базирования, работающий в импульсно-периодическом режиме со средней мощностью ~ 100 кВт, и длиной волны в диапазоне $1 - 2$ мкм, как инструмент в борьбе с серьезной угрозой неизбежного столкновения космически активных аппаратов, таких как МКС с ФКМ по крайней мере до 10 см в диаметре. Отмечается, что в отличие от установки наземного базирования, способную защитить МКС от немедленно угрожающего столкновения, испаряя или отклоняя приближающиеся объекты, космическая установка также способна очистить круговую орбиту, по которой движется МКС. Алюминий и углерод были выбраны, как типичные материалы ФКМ: при благоприятных условиях масса ФКМ 100 г на расстоянии пролета до 70 км может быть удалена с орбиты. Расчеты показали, что выбранная лазерная мощность 100 кВт более чем достаточна, чтобы воздействовать на ФКМ размерами до 10 см. Отмечается, что лазеры меньшего размера с необходимыми техническими требованиями уже существуют и могут стать доступными в ближайшем будущем.

В статье [50] рассматривается возможность применения импульсных и непрерывных HF-лазеров для очистки космического пространства в непосредственной близости от орбитальной станции. Показаны преимущества химических лазеров среднего ИК-диапазона при сравнении с коротковолновыми лазерами с электронной накачкой. В итоге, показана возможность использования модели HF-НХЛ с генератором МГ5 в космосе для локации ФКМ и, одновременно, для теплового воздействия на эти части-

цы с целью защиты обитаемых пилотируемых станций (ОПС) и очистки пространства в зоне пилотируемых полетов. Дальность работы защитного комплекса с НФ-НХЛ, по оценкам, достигает ~ 100 км и более. Продемонстрирована возможность размещения лазерной установки мощностью ~ 30 кВт на борту космического аппарата типа «Прогресс». Кроме того, показано, что в состав лазерного защитного комплекса могут входить, помимо НХЛ, мощный импульсный НФ-лазер, фокусирующий телескоп зеркалом $1 \dots 2$ мм и прецизионный контур наведения.

В работе [51] были проанализированы возможные варианты сближения ФКМ, летящих, как правило, по эллиптическим орбитам, с различными КА, движущимися по круговым орбитам на высоте 200, 400 и 700 км (исследовательские спутники и спутники метеорологического наблюдения, и дистанционного зондирования, например, "Космос", "Молния", "Прогноз"). Наихудшими оказались два варианта, когда КА движется по круговой орбите на высоте 400 км, а ФКМ летят по эллиптическим орбитам с высотой апогея $H_{a1}=2000$ и $H_{a2}=4000$ км. В этом случае в перигее существуют области, где плоскости орбит КА и ФКМ совпадают, скорости КА и ФКМ лежат на одной прямой, то есть импульсом излучения лазера нельзя придать ФКМ боковую скорость, причем именно в этой области скорость сближения КА с ФКМ максимальна (рисунок 9). Рассчитанные для этих двух вариантов максимальные скорости сближения составили соответственно $v_{сб1}=395$ м/с для H_{a1} и $v_{сб2}=2463$ м/с для H_{a2} . Для орбит с высотой 200, 400 и 700 км расчетные скорости сближения не превышают 343 м/с, поэтому этими вариантами можно пренебречь.

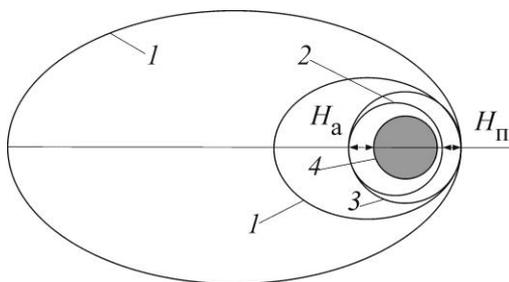


Рисунок 9 – Компланарные орбиты: 1 – эллиптические орбиты с апогеем, расположенным выше круговой орбиты, и перигеем, находящимся на круговой орбите; 2 – эллиптическая орбита с высотой апогея, равной радиусу круговой орбиты, и перигеем, расположенным ниже круговой орбиты; 3 – круговая орбита; 4 – Земля.

Как показывают предварительные расчеты [51], для уничтожения ФКМ или более крупных объектов необходим их принудительный перевод на более низколежащие орбиты, постепенный сход с которых из-за сопротивления газа приводит их к входу на высоты 100...90 км и быстрому сгоранию в более плотных слоях атмосферы. Этот принудительный переход может быть реализован только с помощью приложения внешней силы, например, импульса давления на поверхность ФКМ при воздействии на нее лазерного излучения. Импульс давления возникает при интенсивном испарении части материала поверхности и выноса расплавленной жидкой фазы из пятна. Этот процесс воздействия зависит как от состояния поверхности ФКМ, так и от интенсивности воздействия.

Если рассматривать частицу ФКМ, орбита которой может пересекаться [51] с орбитой КА, то такая частица может представлять опасность для КА. Проведенные в [51] исследования показали, что испарение разных материалов происходит в диапазоне $(0,1...1) \cdot 10^6$ Вт/см². При увеличении интенсивности импульс отдачи $J = m \cdot v$ монотонно возрастает, если рассмотреть отношение J/W [10^{-5} нс/Дж], то в районе интенсивности 10 - 40 МВт/см² имеется максимум (рисунок 10), выше этой области эрозионный факел начинает поглощать излучение. Для достижения J/W_{\max} необходимо увеличивать W (при постоянном $S_{\text{пятна}}$), что лучше достигается при миллисекундной длительности импульса. В этой же работе были проведены измерения импульса отдачи на образцах, помещенных в барокамеру. Использовался для воздействия неодимовый лазер в режиме свободной генерации с импульсом длительностью по полувысоте 0,3 мс. В качестве мишеней использовались диски диаметром 20 мм из различных сплавов на основе Mg, Al, Ti, Fe, Ni, органо- и углепластиков, теплозащитных покрытий. Площадь пятна облучения равнялась $S_{\text{пятна}} = 0,2$ см², интенсивность лазерного импульса $P/S_{\text{пятна}} = (0,1...10) \cdot 10^6$ Вт/см² (мощность $P = (0,02...2) \cdot 10^6$ Вт, $W/S_{\text{пятна}} = 30...300$ Дж/см²).

Результаты показали (рисунок 10), что максимальный и минимальный импульс отдачи имеют теплозащитные покрытия и алюминиевые сплавы соответственно. В работе [51] показано расчетным путем, что если ФКМ на высотах ~700 км будет представлять собой гипотетическую частицу в 1 г с площадью воздействия 1 см², то на расстоянии 10 км в момент облучения (средний импульс такой частицы при $P/S_{\text{пятна}} = 10 \cdot 10^6$ Вт/см², $J \approx 0,2$ кг·м/с) скорость облучаемой частицы изменится на 200 м/с, и столкновение не произойдет.

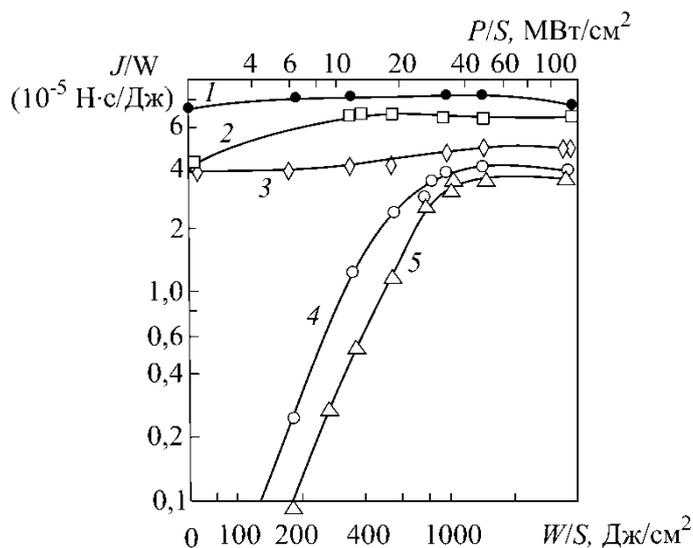


Рисунок 10 – Зависимости J/W от W/S для различных конструкционных материалов в вакууме – ТЗП (1), органопластика (2), углепластика (3), сплавов на основе титана (4) и на основе алюминия (5).

Это становится очень важным, если ФКМ и КА движутся по орбитам в одной плоскости (угол пересечения орбит $\varphi=0$, угол наклона орбиты к экватору от 50 до 83°) [51].

Помимо публикаций работ по проблеме борьбы с ФКМ в настоящее время данной темепосвящено множество международных конференций. Так, в докладе [52] предлагается использование авиационной лазерной системы с лазером мощностью от 100 кВт и выше, способной решать широкий круг задач по компенсации атмосферного торможения и коррекции орбит низкоорбитальных КА, а также воздействия на ФКМ. Было отмечено, что эффективная борьба с объектами космического мусора требует применения импульсного лазера с высокой пиковой мощностью и достижением пиковой яркости излучения свыше 10^{20} Вт/ср при средней 10^{17} Вт/ср.

Глава 1 РАЗРАБОТКА ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ФОРМИРОВАНИЯ МОЩНОГО ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭНЕРГОУСТАНОВКИ НА ОСНОВЕ HF(DF)-ЛАЗЕРА

1.1 Оценка удельной энергии наносекундных импульсов излучения, которую можно извлечь из активной среды HF-НХЛ

Известно, что максимальных удельных энергетических параметров излучения в лазерных усилителях можно достичь, если извлечение запасенной в их активной среде энергии происходит в режиме сильного насыщения квантовых переходов. Для адекватного описания такого насыщения нужно решить вопрос о типе уширения используемых спектральных линий. Ввиду малого уровня давлений в активной среде HF(DF)-НХЛ спектральные линии колебательно-вращательных переходов уширены в основном неоднородно, поскольку по оценкам $\Delta\nu_D \gg \Delta\nu_{ст}$. Однако при оцененной величине базы резонатора $L_p \approx 2$ м расстояние между аксиальными модами $\Delta\nu_M = c/2L_p \approx 7,5 \cdot 10^7$ Гц сравнимо с оцененной выше столкновительной шириной $\Delta\nu_{ст} \approx 3,5 \cdot 10^7$ Гц. К тому же характерное время τ_T поступательно-поступательной релаксации $\tau_T \approx \tau_{ст} = (2\pi \cdot \Delta\nu_{ст})^{-1} = 4,5 \cdot 10^{-9}$ с оказывается меньше требуемой длительности импульса излучения $\tau_{имп} \approx (1...2) \cdot 10^{-8}$ с. В этих условиях можно считать, что характер взаимодействия излучения с активной средой будет тождественен взаимодействию с активной средой с однородно уширенной линией перехода, но имеющей ширину $\Delta\nu_D$.

При проведении оценок примем, что включение добротности резонатора ЗГ происходит мгновенно. При этом нужно учитывать, что требуемая длительность импульса излучения ЗГ ($\tau_{имп} \approx (1...2) \cdot 10^{-8}$ с) оказывается намного меньше характерных времен колебательной и вращательной релаксаций при типичных уровнях давления в активной среде $p \leq 5$ мм рт. ст. В этом случае извлекаемую из активной среды энергию на определенном колебательно-вращательном переходе в условиях достаточно сильного насыщения двухуровневой системы можно оценить из выражения, приведенного в [53],

$$dE/dz \approx \alpha_0 E_s, \quad (1)$$

где E – плотность энергии импульса, E_s – плотность энергии насыщения квантового перехода, α_0 – коэффициент усиления слабого сигнала. Учитывая, что согласно [53]

для однородно уширенной линии имеем

$$E_s = h\nu/2\sigma_D, \quad (2)$$

и, принимая во внимание, что

$$\alpha_0 = \sigma_D \cdot \Delta N, \quad (3)$$

после интегрирования выражения (1) получим следующую формулу для оценки максимальной удельной энергии, извлекаемой из активной среды на одном колебательно-вращательном переходе в коротком импульсе на единичной длине активной среды:

$$E/L_a = \alpha_0 \cdot E_s = h\nu \cdot \Delta N / 2, \quad (4)$$

где L_a – длина активной среды, ΔN – разность населенностей между уровнями, участвующими в квантовом переходе в двухуровневой системе, σ_D – сечение усиления на колебательно-вращательном переходе с длиной волны λ_0 при доплеровском уширении спектральных линий, которое вычисляется по известной формуле:

$$\sigma_D = \frac{\sqrt{\ln 2} \cdot \lambda_0^2 A_{v,j}^{v+1,j-1}}{4\pi\sqrt{\pi}\Delta\nu_D}. \quad (5)$$

Здесь $A_{v,j}^{v+1,j-1}$ – коэффициенты Эйнштейна для спонтанного излучения на колебательно-вращательных переходах P -ветви, даваемые соотношением из [54]

$$A_{v,j}^{v+1,j-1} = \frac{j}{2j-1} \cdot A_v^{v+1}, \quad (6)$$

где j – вращательное квантовое число. Для двух основных колебательных полос $\nu=1 \rightarrow 0$ и $\nu=2 \rightarrow 1$ молекулы HF имеем $A_0^1 = 191 \text{ с}^{-1}$ и $A_1^2 = 340 \text{ с}^{-1}$ [54]. Используя эти данные и учитывая, что усиление имеет место для переходов с $j=3 \dots 8$ [55], для среднего значения $j=5$ получим

$$\sigma_D^{1-0} = 7,8 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2, \quad \sigma_D^{2-1} = 1,4 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2. \quad (7)$$

Для оценки по формуле (26) удельной извлекаемой из активной среды энергии E/L_a нужно определить величину $\Delta N/2$, которая по физическому смыслу отражает количество молекул, которое должно перейти с верхнего лазерного уровня на нижний

в двухуровневой системе, чтобы уровнять населенности этих уровней. Для этого, согласно выражению (25), нужно знать коэффициент усиления слабого сигнала на каждом колебательно-вращательном переходе α_0 . Усредненное значение α_0^{cp} по колебательно-вращательным переходам HF-НХЛ с щелевой сопловой решеткой можно оценить, взяв за прототип сопловую решетку крупноразмерного HF-НХЛ конструкции «НПО Энергомаш» с мощностью непрерывного излучения до $P_{\text{вых}} \approx 400$ кВт, имеющего длину активной среды вдоль оптической оси $L_a = 135$ см и апертуру выходного излучения $S = 5 \times 40$ см² [3]. Для него мы имеем $P_{\text{вых}} / S = \alpha_0^{\text{cp}} \cdot I_s L_a$, где $I_s \approx 350$ Вт/см² – типичная величина интенсивности насыщения квантовых переходов в HF-НХЛ для случая непрерывного режима генерации. Отсюда получим $\alpha_0^{\text{cp}} \approx 0,04$ см⁻¹. Эта величина достаточно хорошо согласуется с результатами работы [56], где в расчетах с использованием полной системы уравнений Навье-Стокса было получено распределение вдоль по потоку коэффициента усиления слабого сигнала, максимальное значение которого достигало $\alpha_0^{\text{макс}} \approx 0,06$ см⁻¹. Поскольку в ЗГ и усилительных модулях МКЛЭУ предполагается использовать такую же сопловую решетку и те же газодинамические параметры потоков, как и в крупноразмерном HF-НХЛ, в дальнейших расчетах будем считать, что $\alpha_0^{\text{cp}} = 0,04$ см⁻¹ и $\alpha_0^{\text{макс}} = 0,06$ см⁻¹.

Теперь с учетом (7) можно найти усредненные по колебательно-вращательным переходам начальные (перед моментом генерации короткого импульса) разности населенностей ΔN^{H} используемых колебательно-вращательных уровней в двух колебательных полосах $\nu=2 \rightarrow 1$ и $\nu=1 \rightarrow 0$, в которых обычно происходит генерация излучения в HF-НХЛ:

$$\Delta N_{2-1}^{\text{H}} = \frac{\alpha_0^{\text{cp}}}{\sigma_{\text{D}}^{2-1}} = \frac{0,04 \text{ см}^{-1}}{1,4 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2} = 2,9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}, \quad (8)$$

$$\Delta N_{1-0}^{\text{H}} = \frac{\alpha_0^{\text{cp}}}{\sigma_{\text{D}}^{1-0}} = \frac{0,04 \text{ см}^{-1}}{7,8 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2} = 5,1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}. \quad (9)$$

При выполнении оценок величины E/L_a будем считать, что на каждом колебательно-вращательном переходе в конкретной колебательной полосе в результате усреднения величина ΔN^{H} одинакова. Причем реальную величину $\Delta N/2$, входящую в (4), нужно оценивать, учитывая каскадность переходов в обеих колебательных поло-

сах, которая приведет к перераспределению молекул HF по колебательным уровням при воздействии на активную среду короткого насыщающего импульса излучения. В начальный момент времени перед генерацией короткого импульса излучения будем считать населенность каждого колебательно-вращательного уровня с $\nu=0$ равной N_0^H . Тогда начальная населенность колебательно-вращательных уровней с $\nu=1$ составит $N_1^H = N_0^H + \Delta N_{1-0}^H$, а с $\nu=2$ станет равной $N_2^H = N_0^H + \Delta N_{1-0}^H + \Delta N_{2-1}^H$. После воздействия на активную среду импульса насыщающего излучения населенности всех колебательно-вращательных уровней сравняются и станут равными $N_{cp} = N_0^H + 2\Delta N_{1-0}^H/3 + \Delta N_{2-1}^H/3$. Отсюда следует, что на каждом колебательно-вращательном переходе полосы $\nu=2 \rightarrow 1$ будет излучена удельная энергия

$$\begin{aligned} h\nu \cdot \Delta N_{2-1}^K &= h\nu(N_2^H - N_{cp}) = h\nu(2\Delta N_{2-1}^H/3 + \Delta N_{1-0}^H/3) = \\ &= 7 \cdot 10^{-20} \text{ Дж} \cdot (0,66 \cdot 2,9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} + 0,33 \cdot 5,1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}) = \\ &= 7 \cdot 10^{-20} \text{ Дж} \cdot 3,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} = 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ Дж} / \text{см}^3. \end{aligned} \quad (10a)$$

При этом с каждого колебательно-вращательного уровня с $\nu=2$ на соответствующие колебательно-вращательные уровни с $\nu=1$ дополнительно перейдет количество молекул HF, равное ΔN_{2-1}^K . Вследствие этого населенность колебательно-вращательных уровней с $\nu=1$ достигнет величины

$$N_1^K = N_0^H + \Delta N_{1-0}^H + 2\Delta N_{2-1}^H/3 + \Delta N_{1-0}^H/3 = N_0^H + 4\Delta N_{1-0}^H/3 + 2\Delta N_{2-1}^H/3.$$

Соответственно на каждом колебательно-вращательном переходе полосы $\nu=1 \rightarrow 0$ будет излучена удельная энергия

$$\begin{aligned} h\nu \cdot \Delta N_{1-0}^K &= h\nu(N_1^K - N_{cp}) = h\nu(2\Delta N_{1-0}^H/3 + \Delta N_{2-1}^H/3) = \\ &= 7 \cdot 10^{-20} \text{ Дж} \cdot (0,66 \cdot 5,1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} + 0,33 \cdot 2,9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}) = \\ &= 7 \cdot 10^{-20} \text{ Дж} \cdot 4,4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} = 3,1 \cdot 10^{-6} \text{ Дж} / \text{см}^3. \end{aligned} \quad (10б)$$

Таким образом, на каждом каскаде из двух последовательных колебательно-вращательных переходов в полосах $\nu=2 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ будет излучена суммарная удельная энергия

$$h\nu \cdot \Delta N / 2 = h\nu(\Delta N_{1-0}^K + \Delta N_{2-1}^K) = h\nu(\Delta N_{1-0}^H + \Delta N_{2-1}^H). \quad (11)$$

Принимая во внимание, что в каждой колебательной полосе во взаимодействии с излучением участвует по 6 колебательно-вращательных переходов (с $j=3\dots 8$), в соответствии с (4) суммарная удельная энергия импульса излучения составит

$$E/L_a \approx 6h\nu(\Delta N_{1-0}^H + \Delta N_{2-1}^H) = 6 \cdot 7 \cdot 10^{-20} \text{ Дж} \cdot 8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} \approx 3,3 \cdot 10^{-5} \text{ Дж/см}^3. \quad (12)$$

Причем, согласно (10 а,б), в колебательных полосах $\nu=2 \rightarrow 1$ и $\nu=1 \rightarrow 0$ она распределится следующим образом:

$$E(2-1)/L_a = 6h\nu \cdot \Delta N_{2-1}^K = 6 \cdot 7 \cdot 10^{-20} \text{ Дж} \cdot 3,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ Дж/см}^3, \quad (13a)$$

$$E(1-0)/L_a = 6h\nu \cdot \Delta N_{1-0}^K = 6 \cdot 7 \cdot 10^{-20} \text{ Дж} \cdot 4,4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} = 1,8 \cdot 10^{-5} \text{ Дж/см}^3. \quad (13б)$$

Для проверки достоверности примененного выше подхода к проведению оценок усредненной по лазерной зоне максимальной энергии короткого импульса, снимаемой с единицы объема активной среды, было проведено сравнение результатов, полученных в [44] при использовании системы уравнений Навье-Стокса в приближении узкого канала, с результатами оценок согласно описанному выше подходу. Для этого на основе представленных в [44] расчетных распределений коэффициентов усиления слабого сигнала вдоль по потоку было оценено его среднее по потоку значение $\alpha_0^{\text{cp}} \approx 0,05 \text{ см}^{-1}$. Рассчитанное при этом значение удельной энергии импульса излучения составило $4,15 \cdot 10^{-5} \text{ Дж/см}^3$, что хорошо совпало с величиной $3,95 \cdot 10^{-5} \text{ Дж/см}^3$, вычисленной в [44].

Следует еще раз подчеркнуть, что выражения (12, 13) можно использовать только в случае большого превышения плотности энергии излучения в резонаторе над ее пороговым значением, когда эффективность извлечения запасенной в активной среде энергии близка к 100%. Известно [57], что величина такой эффективности с хорошим приближением пропорциональна

$$1 - \alpha_{\text{пор}} / \alpha_0^{\text{cp}}, \quad (14)$$

где $\alpha_{\text{пор}}$ – пороговый коэффициент усиления. Следовательно, при проведении оценок удельной энергии импульса излучения, которую можно извлечь из активной среды в резонаторе 3Г, нужно выражения (12, 13) умножить на величину эффективности резонатора (14).

1.2 Расчет параметров импульсного задающего генератора на основе НФ-НХЛ

При обосновании параметров резонатора ЗГ нужно исходить из необходимости выполнения 4-х требований, предъявляемых к нему:

- 1) он должен обеспечивать формирование коротких импульсов излучения с требуемой длительностью;
- 2) в нем должно быть выполнено условие невозможности возникновения генерации в промежутках времени между соседними импульсами излучения, когда усиливающие свойства активной среды в ЗГ восстанавливаются до первоначального уровня перед воздействием следующего короткого импульса излучения;
- 3) энергия импульса генерируемого излучения на выходе ЗГ должна быть максимальной, на сколько это возможно, для обеспечения эффективного извлечения энергии из активной среды ОУМ;
- 4) резонатор ЗГ должен обеспечивать генерацию излучения с угловой расходимостью, близкой к дифракционному пределу.

Рассмотрим по очередности, к чему приводит выполнение этих требований. Для выполнения первого требования внутрь резонатора ЗГ нужно поместить электрооптический затвор Поккельса (см. рисунок 11). Назовем его внутренним. При его включении проход для излучения из активной среды лазера к глухому зеркалу резонатора

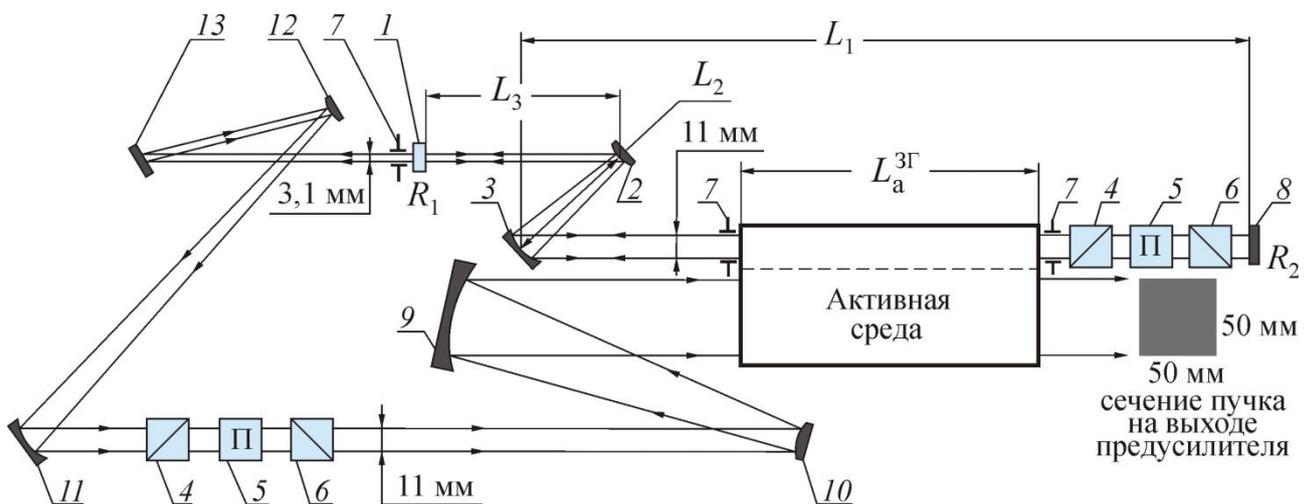


Рисунок 11 – Оптическая схема плоскоблочного задающего генератора с устойчивым плоским однопроходным резонатором (ячейка Поккельса находится перед глухим зеркалом резонатора): 1 – выходное зеркало плоского резонатора; 2, 3 – сферические

зеркала телескопа сжатия пучка; 9, 10 и 11, 12 – сферические зеркала телескопов расширения пучка; 4, 6 – поляризационные призмы; 5 – ячейки Поккельса; 7 – диафрагмы; 8 – глухое зеркало плоского резонатора; 13 – плоское переводное зеркало.

будет открыт, и в резонаторе начнет формироваться короткий импульс излучения с длительностью, определяемой временем жизни фотонов в резонаторе τ_ϕ [53]:

$$\tau_\phi = \frac{-2 \cdot L_p^{\text{реал}}(1 \text{ з})}{c \cdot \ln(R_1 \cdot R_2 \cdot k_{\text{пр}}^2)}, \quad (15a)$$

где $L_p^{\text{реал}}(1 \text{ з})$ – длина базы резонатора с одним внутренним затвором, R_1 – коэффициент отражения выходного зеркала резонатора, R_2 – коэффициент отражения глухого зеркала резонатора (далее будем всегда считать, что $R_2=1$), $k_{\text{пр}}$ – коэффициент пропускания электрооптического затвора, когда он открыт. При $\tau_\phi=4 \cdot 10^{-9}$ с и типичных значениях $k_{\text{пр}}=0,6$ [58], и коэффициента отражения выходного зеркала $R_1=0,1$ реальная длина базы резонатора не должна превышать $L_p^{\text{реал}}(1 \text{ з}) \approx 200$ см. Далее будем считать, что $R_1=0,1$. Если в резонатор 3Г будут помещены два внутренних затвора (один перед глухим, второй перед выходным зеркалом), то выражение (15a) немного видоизменится:

$$\tau_\phi = \frac{-2 \cdot L_p^{\text{реал}}(2 \text{ з})}{c \cdot \ln(R_1 \cdot R_2 \cdot k_{\text{пр}}^4)}. \quad (15b)$$

Отсюда получим $L_p^{\text{реал}}(2 \text{ з})=260$ см.

Для выполнения второго требования необходимо, чтобы в промежутках между импульсами излучения было выполнено условие $\alpha_0^{\text{макс}}=0,06 \text{ см}^{-1} < \alpha_{\text{пор}}^{\text{зак}}$, где $\alpha_{\text{пор}}^{\text{зак}}$ – пороговый коэффициент усиления для резонатора с закрытым электрооптическим затвором. Отсюда выберем величину $\alpha_{\text{пор}}^{\text{зак}}=0,065 \text{ см}^{-1}$. Необходимое повышение порога генерации в промежутках между импульсами обусловлено тем, что электрооптический затвор при его размещении внутри резонатора, например, перед глухим зеркалом, как на рисунке 11, вносит существенные дополнительные потери, поскольку в закрытом состоянии он имеет крайне низкое пропускание падающего на него излучения ($\sim 10^{-3}$). В этом случае зеркальное отражение в резонаторе 3Г со стороны глухого

зеркала будет определяться не самым глухим зеркалом с коэффициентом отражения $R_2=1$, а отражением от торцов оптических элементов электрооптического затвора. Обозначим их коэффициент отражения как $R_{\text{затв}}$. Зная величину $R_{\text{затв}}$ из порогового условия, найдем максимально допустимую длину активной среды задающего генератора $L_a^{3\Gamma}$ (1 з) при помещении в него одного затвора:

$$L_a^{3\Gamma}(1 \text{ з}) \leq \frac{1}{2\alpha_{\text{пор}}^{\text{зак}}} \ln \frac{1}{R_1 \cdot R_{\text{затв}}}. \quad (16)$$

В литературе имеются сведения [59], что при использовании материалов, имеющих высокую прозрачность в диапазоне генерации излучения в HF-НХЛ, достигнуты коэффициенты отражения $\sim 0,02\% \dots 0,03\%$ для просветляющих покрытий, состоящих из чередующихся слоев ThF_4/ZnSe . К тому же, при изготовлении поляризационных призм и электрооптических кристаллов их грани могут быть наклонены по отношению к оптической оси под углом Брюстера. В этом случае коэффициент отражения от этих граней не превысит $0,1\%$ [60]. При совокупном использовании обоих факторов можно считать, что вполне достижимы коэффициенты отражения от закрытых электрооптических затворов на уровне $R_{\text{затв}} \approx 0,1\%$. Отсюда из формулы (16) найдем, что допустимы величины $L_a^{3\Gamma}(1 \text{ з}) \leq 70$ см.

Следует отметить, что затвор Поக்கельса выгодно размещать именно перед глухим зеркалом резонатора 3Г, как на рисунке 11. Если его поместить перед выходным зеркалом, тогда формула (16) примет вид

$$L_a^{3\Gamma}(1 \text{ з}) \leq \frac{1}{2\alpha_{\text{пор}}^{\text{зак}}} \ln \frac{1}{R_{\text{затв}}}. \quad (17)$$

Отсюда при $R_{\text{затв}}=0,1\%$ получим $L_a^{3\Gamma}(1 \text{ з}) \leq 53$ см, что существенно меньше максимально допустимой длины активной среды в предыдущем случае и приведет к снижению энергии генерируемого импульса излучения.

Достаточно выгодным выглядит размещение затворов Поக்கельса (см. рисунок 12) перед обоими зеркалами резонатора 3Г (глухим и выходным). Тогда формула (16) примет вид

$$L_a^{3\Gamma} (2\text{ з}) \leq \frac{1}{\alpha_{\text{пор}}^{\text{зак}}} \ln \frac{1}{R_{\text{затв}}} . \quad (18)$$

В этом случае даже при увеличенном коэффициенте отражения затворов Поккельса до $R_{\text{затв}}=0,5\%$ максимально допустимая длина активной среды будет довольно большой: $L_a^{3\Gamma} (2\text{ з}) \leq 80$ см. При $R_{\text{затв}}=0,1\%$ получим $L_a^{3\Gamma} (2\text{ з}) \leq 106$ см.

Оценим теперь возможную энергию импульсов излучения, которую можно получить на выходе из резонатора 3Г с одним или двумя внутренними затворами в нем. Использование для внутррезонаторной модуляции добротности электрооптических затворов Поккельса налагает ряд ограничений на материал кристалла его ячейки:

- он должен быть прозрачным на длинах волн генерации излучения в НФ-НХЛ ($\sim 2,8$ мкм);
- иметь высокий порог разрушения при воздействии лазерных импульсов с большой плотностью мощности излучения;
- обеспечивать работоспособность электрооптического затвора при высоких частотах повторения импульсов излучения, (до 100 кГц).

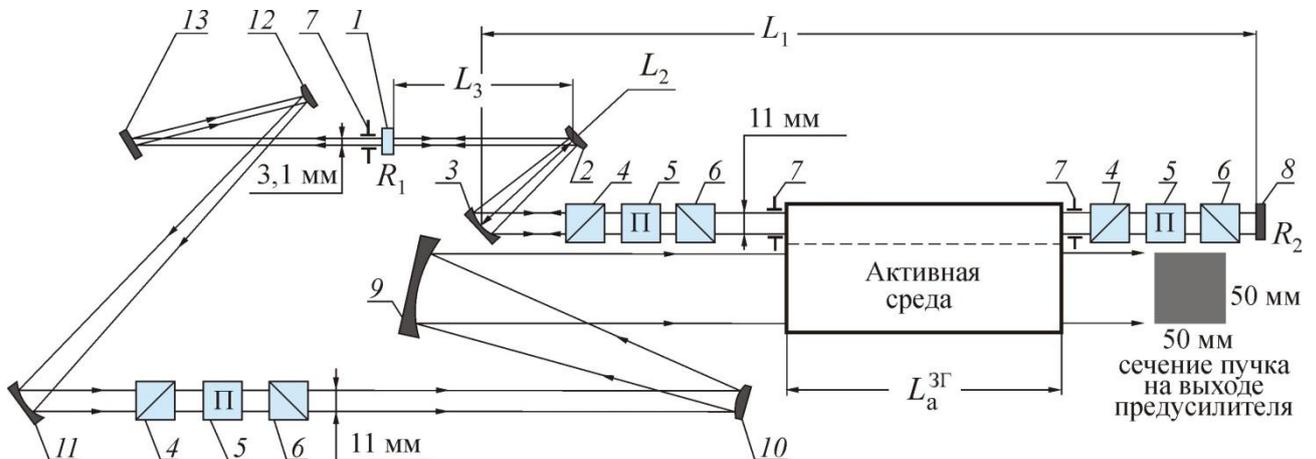


Рисунок 12 – Оптическая схема плоскоблочного задающего генератора с устойчивым плоским однопроходным резонатором (ячейки Поккельса находятся перед глухим и выходным зеркалами резонатора): 1 – выходное зеркало плоского резонатора; 2, 3 – сферические зеркала телескопа сжатия пучка; 9, 10 и 11, 12 – сферические зеркала телескопов расширения пучка; 4, 6 – поляризационные призмы; 5 – ячейки Поккельса; 7 – диафрагмы; 8 – глухое зеркало плоского резонатора; 13 – плоское зеркало.

Но самым критическим параметром в данном случае является средняя мощность излучения, которую может выдержать электрооптический затвор при длительном воздействии на него импульсно-периодического излучения с частотой не менее 40 кГц. Среди проанализированных материалов, в той или иной степени удовлетворяющих приведенным выше требованиям, как то RbTiOPO_4 , LiNbO_3 , CdTe , наилучшую совокупность характеристик показал CdTe . В дальнейших расчетах будем опираться на результаты экспериментальной работы [36] (см. рисунок 13). В ней при использовании перед выходным зеркалом с коэффициентом отражения $R_1=50\%$ затвора Поккельса с электрооптическим кристаллом CdTe размером $(12 \times 12 \times 40) \text{ мм}^3$, помещенного в резонатор непрерывного электроразрядного CO_2 -лазера с продольной прокачкой, была получена устойчивая генерация в импульсно-периодическом режиме с энергией излучения в импульсе $W_{\text{имп}}=2 \text{ мДж}$ при частоте повторения $f=10 \text{ кГц}$. Отсюда можно вычислить среднюю выходную мощность излучения данного CO_2 -лазера:

$$\bar{P}_{\text{вых}} = W_{\text{имп}} \cdot f = 2 \text{ мДж} \cdot 10 \text{ кГц} = 20 \text{ Вт} . \quad (19)$$

Также в [60] сообщалось о получении генерации при нужной нам частоте повторения импульсов 40 кГц, но, естественно, при соответствующем уменьшении энергии в импульсе. Причем подчеркивалось, что "была достигнута исключительно стабильная генерация импульсов в течение нескольких часов".

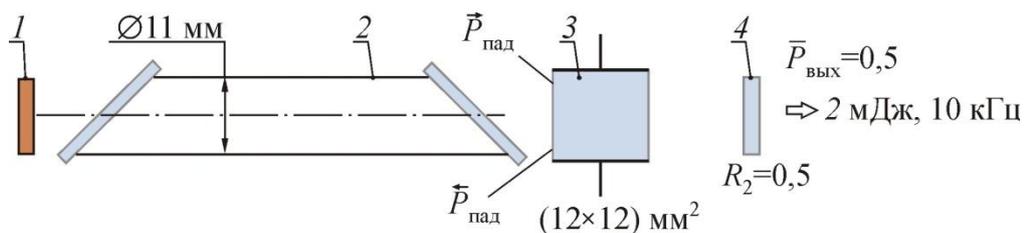


Рисунок 13 – Схематическое изображение постановки эксперимента в [36] по получению в непрерывном электроразрядном CO_2 -лазере импульсов излучения с энергией 2 мДж и частотой повторения импульсов 10 кГц: 1 – глухое зеркало резонатора; 2 – трубка CO_2 -лазера $\varnothing 11 \text{ мм}$; 3 – электрооптический затвор с ячейкой Поккельса на основе кристалла CdTe размером $(12 \times 12 \times 40) \text{ мм}^3$; 4 – полупрозрачное выходное зеркало резонатора с коэффициентом отражения $R_2=0,5$.

Рассчитаем лучевую нагрузку на использованный кристалл CdTe . Для этого вы-

числим падающую мощность излучения в прямой волне $\bar{P}_{\text{пад}}$ из активной среды на кристалл CdTe в работе [36]:

$$\bar{P}_{\text{пад}} = \bar{P}_{\text{вых}} / [k_{\text{пр}} (1 - R_1)], \quad (20)$$

где $k_{\text{пр}}$ – коэффициент пропускания электрооптического затвора в открытом состоянии. При $R_1=0,5$ [36] и типичной величине $k_{\text{пр}}=0,6$ [58] получим $\bar{P}_{\text{пад}}=67$ Вт. В отраженной от выходного зеркала обратной волне мощность излучения, падающей на тот же торец кристалла CdTe, составит

$$\bar{P}_{\text{пад}} = \bar{P}_{\text{пад}} \cdot k_{\text{пр}}^2 \cdot R_1 = \bar{P}_{\text{вых}} \cdot k_{\text{пр}} \cdot R_1 / (1 - R_1). \quad (21)$$

В итоге, максимальная лучевая нагрузка на кристалл, определяемая суммарной мощностью обеих волн на том торце кристалла, который обращен к активной среде, достигнет значения

$$\bar{P}_{\text{макс}} = \bar{P}_{\text{пад}} + \bar{P}_{\text{пад}} = \frac{\bar{P}_{\text{вых}} (1 + k_{\text{пр}}^2 \cdot R_1)}{k_{\text{пр}} \cdot (1 - R_1)} = 79 \text{ Вт}. \quad (22)$$

Следует подчеркнуть еще раз, что это значение падающей на него средней мощности излучения кристалл CdTe выдерживал в течение многих часов. Оценки показали, что лучевая нагрузка на втором торце кристалла CdTe намного меньше.

Нужно иметь в виду, что помимо средней лучевой нагрузки кристалл ячейки Поккельса должен выдерживать без разрушения и импульсную пиковую лучевую нагрузку. Основываясь на величине максимально допустимой лучевой нагрузки $\bar{P}_{\text{макс}} = 79$ Вт, можно найти максимальную пиковую лучевую нагрузку на кристалл в одном импульсе

$$P_{\text{пик}}^{\text{макс}} / S = \bar{P}_{\text{макс}} / (f \cdot S \cdot \tau_{\text{имп}}) = 79 \text{ Вт} / (4 \cdot 10^4 \text{ Гц} \cdot 1,21 \text{ см}^2 \cdot 10^{-8} \text{ с}) \approx 160 \text{ кВт/см}^2.$$

Полученная величина более чем на два порядка меньше типичной пиковой плотности мощности порога разрушения ячейки Поккельса.

Опираясь на полученное выше значение средней мощности излучения, которое может выдержать кристалл CdTe (79 Вт), рассмотрим вариант оптической схемы ре-

зонатора ЗГ совместно с предусилителем, представленной на рисунке 12. В нем помимо одного затвора Поккельса, помещенного внутрь резонатора перед глухим зеркалом, предусмотрено размещение второго (внешнего по отношению к резонатору ЗГ) затвора после выходного зеркала перед усилительными каскадами. Необходимость внешнего затвора диктуется двумя обстоятельствами. Во-первых, он может быть использован для более надежного получения импульсов излучения с требуемой длительностью путем обрезания части переднего и заднего фронтов импульса с выхода ЗГ до его поступления в усилительные блоки. Во-вторых, внешний затвор крайне необходим для снижения уровня УСИ в усиливающих каскадах путем блокировки внешним затвором отражения этого излучения от выходного зеркала ЗГ (подробнее см. раздел 1.6). В этом случае при закрытом внешнем затворе с типичным коэффициентом пропускания $\sim 10^{-3}$ [58] величина отражения УСИ, поступающего из усилительных блоков обратно в эти блоки, будет определяться не коэффициентом отражения выходного зеркала резонатора ЗГ, а коэффициентом отражения от граней внешнего затвора.

Следует иметь в виду, что лучевая нагрузка на внешний затвор существенно больше, чем на внутренний. Ведь согласно [61] поток излучения, падающий на глухое зеркало плоского резонатора, меньше потока, падающего на выходное зеркало с коэффициентом отражения R_1 , в $\sqrt{R_1^{-1}}$ раз. При $R_1=0,1$ получим $\sqrt{R_1^{-1}} \approx 3,2$. Следовательно, основная лучевая нагрузка в этом варианте схемы резонатора ЗГ будет на входе внешнего затвора перед предусилителем. Примем ее, согласно (22), равной 79 Вт.

Отсюда мы можем найти необходимую длину активной среды в ЗГ $L_a^{3Г}$, которая обеспечит максимальную среднюю мощность импульсно-периодического излучения на выходе ЗГ. Учитывая эффективность извлечения в резонаторе запасенной в активной среде энергии (21), для определения величины $L_a^{3Г}$ получим уравнение:

$$E \cdot \left(1 - \alpha_{\text{пор}}^{\text{отк}} / \alpha_0^{\text{сп}}\right) = \bar{P}_{\text{макс}} / (f \cdot S), \quad (23)$$

общий вид которого не зависит от числа внутренних затворов. В (23) $\alpha_{\text{пор}}^{\text{отк}}$ – пороговый коэффициент усиления в резонаторе ЗГ, когда внутренние затворы открыты, S – площадь апертуры каждого затвора. В случае одного внутреннего затвора выражение для отношения $\alpha_{\text{пор}}^{\text{отк}} / \alpha_0^{\text{сп}}$ запишется в виде

$$\frac{\alpha_{\text{пор}}^{\text{отк}}}{\alpha_0^{\text{сп}}} = \frac{1}{2L_a^{3\Gamma}(1\text{ з}) \cdot \alpha_0^{\text{сп}}} \ln \frac{1}{R_1 \cdot k_{\text{пр}}^2}. \quad (24)$$

Подставляя (46) в (45), получим выражение для определения $L_a^{3\Gamma}$:

$$L_a^{3\Gamma}(1\text{ з}) = \frac{1}{2\alpha_0^{\text{сп}}} \ln \frac{1}{R_1 \cdot k_{\text{пр}}^2} + \frac{\bar{P}_{\text{макс}}}{f \cdot S(E/L_a^{3\Gamma})}.$$

Для $\bar{P}_{\text{макс}} = 79$ Вт, $\alpha_0^{\text{сп}} = 0,04$ см⁻¹, $R_1 = 0,1$, $k_{\text{пр}} = 0,6$, $f = 40$ кГц, $S = (1,1 \times 1,1)$ см², $E/L_a^{3\Gamma} = 3,3 \cdot 10^{-5}$ Дж/см³ (см. (19)) получим $L_a^{3\Gamma}(1\text{ з}) \approx 90$ см, что на ~ 20 см больше предельно допустимой величины $L_a^{3\Gamma}(1\text{ з}) = 70$ см, найденной из условия невозможности возникновения генерации в ЗГ в промежутках между импульсами излучения (16). Следовательно, реальная величина $L_a^{3\Gamma}(1\text{ з})$ будет диктоваться именно этим условием. Отсюда можно найти мощность излучения на выходе из ЗГ $\bar{P}_{\text{вых}}^{3\Gamma}(1\text{ з})$ и, следовательно, на входе во внешний затвор, если в данном уравнении положить $L_a^{3\Gamma}(1\text{ з}) = 70$ см, а $\bar{P}_{\text{макс}}$ заменить на $\bar{P}_{\text{вых}}^{3\Gamma}(1\text{ з})$:

$$\bar{P}_{\text{вых}}^{3\Gamma}(1\text{ з}) = f \cdot S \cdot L_a^{3\Gamma}(1\text{ з}) \left(E/L_a^{3\Gamma} \right) \cdot \left(1 - \frac{1}{2\alpha_0^{\text{сп}} L_a^{3\Gamma}(1\text{ з})} \ln \frac{1}{R_1 \cdot k_{\text{пр}}^2} \right) = 46 \text{ Вт}. \quad (25)$$

Таким образом, на входе предусилителя допустимая средняя мощность излучения в случае одного внутреннего затвора составит

$$\bar{P}_{\text{вх}}^{\text{пред}}(1\text{ з}) = \bar{P}_{\text{вых}}^{3\Gamma} \cdot k_{\text{пр}} = 46 \text{ Вт} \cdot 0,6 = 27,5 \text{ Вт}, \quad (26)$$

что соответствует энергии импульса излучения, поступающего на вход предусилителя,

$$W_{\text{вх}}^{\text{пред}}(1\text{ з}) = \bar{P}_{\text{вх}}^{\text{пред}}(1\text{ з}) / f = 27,5 \text{ Вт} / 40 \text{ кГц} \approx 6,9 \cdot 10^{-4} \text{ Дж}. \quad (27)$$

Рассмотрим теперь, какова будет мощность излучения на выходе из ЗГ в варианте (см. рисунок 12) с размещением внутри резонатора ЗГ двух внутренних затворов (перед глухим и выходным зеркалами). Выше было показано, что в соответствии с выражением (18) для довольно больших коэффициентов отражения от граней обоих затворов $R_{\text{затв}} = 0,5\%$ максимально допустимая длина активной среды составляет $L_a^{3\Gamma}$

(2 з)=80 см. Для этого случая в выражениях (23), (24) член $k_{\text{пр}}^2$ под знаком натурального логарифма нужно заменить на $k_{\text{пр}}^4$, а $L_a^{3\Gamma}$ (1 з) на $L_a^{3\Gamma}$ (2 з):

$$\bar{P}_{\text{вых}}^{3\Gamma} (2 з) = f \cdot S \cdot L_a^{3\Gamma} (2 з) \cdot \left(\frac{E}{L_a^{3\Gamma}} \right) \left(1 - \frac{1}{2\alpha_0^{\text{ср}} L_a^{3\Gamma} (2 з)} \cdot \ln \frac{1}{R_1 \cdot k_{\text{пр}}^4} \right). \quad (28)$$

В результате расчетов получим $\bar{P}_{\text{вых}}^{3\Gamma} (2 з)=41$ Вт. Эта величина одновременно является и средней лучевой нагрузкой на внешнем затворе, которая существенно ниже средней максимально допустимой $\bar{P}_{\text{макс}}=79$ Вт.

Лучевую нагрузку на наиболее нагруженном обращенном к активной среде торце затвора, размещенного внутри резонатора со стороны выходного зеркала с $R_1=0,1$, можно найти, зная $\bar{P}_{\text{вых}}^{3\Gamma}$ и используя выражение (22), из которого получим $P_{\text{затв}}=78,7$ Вт, что соответствует максимально допустимой величине $\bar{P}_{\text{макс}}=79$ Вт. Отсюда понятно, что, не смотря на существенно бóльшую мощность излучения на выходе 3Г, в варианте схемы с двумя внутренними затворами с $R_{\text{затв}}=0,1\%$, когда $L_a^{3\Gamma} (2 з)\leq 106$ см, этот вариант использовать нельзя. Ведь в этом случае лучевая нагрузка на рассматриваемом торце затвора намного превысит максимально допустимую. Оценки показали, что лучевые нагрузки на втором торце этого же затвора, обращенном к выходному зеркалу, и на обоих торцах затвора перед глухим зеркалом существенно ниже максимально допустимой величины.

Таким образом, в варианте оптической схемы резонатора 3Г с двумя внутренними затворами средняя мощность излучения на входе предусилителя составит согласно (48) $\bar{P}_{\text{вх}}^{\text{пред}} (2 з)=41 \text{ Вт} \cdot 0,6=24,6$ Вт. Это соответствует (см. (27)) энергии импульса

$$W_{\text{вх}}^{\text{пред}} (2 з) = \bar{P}_{\text{вх}}^{\text{пред}} (2 з) / f = 24,6 \text{ Вт} / 40 \text{ кГц} \approx 6,2 \cdot 10^{-4} \text{ Дж}, \quad (29)$$

которая очень незначительно уступает энергии импульса в (28) для варианта размещения в резонаторе 3Г только одного затвора перед глухим зеркалом. В то же время нужно отметить, что в случае размещения в 3Г двух внутренних затворов значительно легче изготовить затворы, у которых допустимый коэффициент отражения $R_{\text{затв}}=0,5\%$ намного меньше величины $R_{\text{затв}}=0,1\%$ для варианта с одним внутренним затвором. Отсюда можно сделать вывод о большей целесообразности использования в

резонаторе 3Г двух внутренних затворов $R_{\text{затв}}=0,5\%$.

Рассмотрим теперь варианты выполнения четвертого требования к резонатору 3Г, заключающегося в обеспечении в нем генерации излучения с очень низкой угловой расходимостью. Известно, что для этой цели обычно используются или плоские резонаторы (ПР) с большой длиной базы L_p , или неустойчивые резонаторы (НР). Прежде всего отметим, что по сравнению с обычным линейным НР, в котором формирование основной моды излучения происходит в пределах узкой приосевой зоны в активной среде с последующим ее расширением, применение ПР для формирования в нем коротких импульсов излучения с помощью электрооптических затворов более целесообразно, поскольку в ПР может быть обеспечена одинаковая длина оптического пути для всех лучей в пучке с плоским волновым фронтом внутри электрооптического затвора.

Чтобы в ПР в результате модовой селекции генерация возникала только на основной моде, нужно, чтобы число Френеля N_ϕ лишь незначительно превышало единицу. Примем его значение равным $N_\phi=1,7$. Тогда при поперечном размере кристалла CdTe $d_0=1,1$ см найдем необходимую длину базы ПР:

$$L_p^{\text{эфф}} = d_0^2 / (4\lambda N_\phi) \geq 1,21 \text{ см}^2 / (4 \cdot 2,8 \cdot 10^{-4} \text{ см} \cdot 1,7) = 636 \text{ см}, \quad (30)$$

которая намного превышает величину $L_p^{\text{реал}}(2 \text{ з}) \leq 260$ см, требуемую для обеспечения необходимо малого времени жизни фотона в резонаторе ($\tau_\phi \approx 4 \cdot 10^{-9}$ с).

Из сопоставления выражений (15) и (30) следует, что для снижения числа Френеля нужно увеличивать длину базы резонатора L_p , но для уменьшения длительности генерируемого импульса величину L_p необходимо уменьшать. Выход из этого противоречия состоит в применении ПР, имеющих небольшую реальную длину базы $L_p^{\text{реал}}$, которая по физическому смыслу эквивалентна величине L_p в выражении (30). В таком ПР наличие участка с малым сечением пучка приводит к резкому возрастанию эффективной длины резонатора $L_p^{\text{эфф}}$ и, соответственно, к значительному снижению эффективного числа Френеля $N_{\text{эфф}}$ [61]. Для вычисления длины такого участка разделим базу резонатора $L_p^{\text{реал}}(2 \text{ з})$ по длине на 3 участка с длинами L_1 (участок несжатого пучка), L_2 (участок сжатия пучка), L_3 (участок сжатого пучка), как показано на рисунке 12 для конфигурации ПР со сжатием пучка, впервые предложенной в работе [62]. Следова-

тельно, согласно [62] будем иметь:

$$L_p^{\text{реал}}(2 \text{ з})=L_1+L_2+L_3, \quad (31)$$

$$L_p^{\text{эфф}}=636 \text{ см}=L_1+L_2 \cdot d_0/d_1+L_3 d_0^2/d_1^2, \quad (32)$$

где d_0 – размер пучка в активной среде, d_1 – размер пучка на сжатом участке. Поперечный размер пучка в активной среде (d_0) определяется поперечным размером световой зоны на кристалле CdTe (1,1 см). Оценим длину каждого из трех участков резонатора 3Г.

В варианте с размещением в резонаторе двух затворов Поккельса выше было показано, что длина активной среды составляет $L_a^{3\Gamma}(2 \text{ з})=80$ см. В этом случае оценки реальной длины первого участка дают $L_1 \approx 130$ см. Минимальную длину участка сжатия пучка L_2 в сферическом телескопе с коэффициентом увеличения M_T оценим из условия, что угловые сферические aberrации при прохождении лазерного пучка через него незначительны, например, не должны превышать 1/6 от дифракционного предела $2\lambda/D_T$ ($D_T=d_0=1,1$ см). Для оценки длины базы этого телескопа воспользуемся выражением, приведенным в [72], которое при $M_T \gg 1$ примет вид

$$L_T \geq \frac{1}{4} \cdot D_T \cdot \sqrt[3]{\frac{3D_T}{\lambda}} \approx 6,5 \text{ см}. \quad (33)$$

Отсюда примем величину L_2 равной 10 см. Тогда из (53) для $L_p^{\text{реал}}(2 \text{ з})=260$ см (при $R_1=10\%$) следует, что длина сжатого участка должна быть не больше $L_3=120$ см. Для определения необходимой величины сжатия пучка в ПР, т.е. отношения d_0/d_1 , нужно решить квадратное уравнение (6) относительно соотношения d_0/d_1 при подстановке в него найденных выше значений $L_1=130$ см, $L_2=10$ см и $L_3=120$ см. В результате найдем необходимую величину сжатия пучка в ПР: $d_0/d_1 \approx 2$. Отсюда поперечный размер пучка после его сжатия составит $11 \text{ мм}/2=5,5$ мм и приблизится к поперечному размеру первой зоны Френеля $D_f \approx 2\sqrt{\lambda L} = 2\sqrt{2,8 \cdot 10^4 \text{ см} \cdot 260 \text{ см}} \approx 5,4$ мм, поэтому дальнейшее сжатие пучка для уменьшения L_3 нежелательно.

Следует отметить, что ПР с большой эквивалентной длиной помимо достоинств имеют и недостатки. Сжатие пучка в ПР приводит к необходимости введения после резонатора дополнительного расширяющего телескопа. Наличие сжатого участка со-

провождается нежелательным увеличением базы ПР. На сжатом участке должны, в принципе, возрастать лучевые нагрузки на выходное зеркало и выпуклое зеркало сжимающего телескопа. Для оцененной выше (в варианте с двумя внутренними затворами в ПР) мощности излучения на выходе из резонатора ЗГ $\bar{P}_{\text{вых}}^{3\Gamma}(2\text{ з})=41$ Вт лучевая нагрузка на эти зеркала оказалась незначительной:

$$\bar{P}_{\text{нагр}} = \bar{P}_{\text{вых}}^{3\Gamma}(2\text{ з}) / [(1 - R_1) \cdot S_{\text{пуч}}] = 41 \text{ Вт} / (0,9 \cdot (0,55 \text{ см})^2) \approx 150 \text{ Вт/см}^2.$$

1.3 Расчет параметров предусилителя коротких импульсов на основе НФ-НХЛ

Очевидно, что для достижения требуемой энергии короткого импульса выходного НФ-излучения ($W_{\text{вых}} \geq 1$ Дж) нужно усиливать импульс излучения, выходящий из ЗГ. В случае плоскочленного усилителя за его прототип могут быть взяты два созданных в «НПО Энергомаш» генератора активной среды [3]: среднеразмерный с площадью апертуры активной зоны $S_a = (11 \times 5) \text{ см}^2$ и ее длиной 40 см, где 11 см – высота среза сопловой решетки, а ~5 см – протяженность активной зоны по потоку, и крупноразмерный с апертурой активной зоны $(40 \times 5) \text{ см}^2$ и ее длиной ~135 см. С учетом (13), и принимая во внимание то, что в каждой колебательной полосе в генерации участвуют по 6 колебательно-вращательных переходов (с $j=3\dots 8$), полученная согласно (29) энергия импульса на входе в усилитель, равная $W_{\text{вх}} = 6,2 \cdot 10^4$ Дж, обеспечивает следующую плотность энергии импульса на входе в среднеразмерный ГАС на одном колебательно-вращательном переходе в колебательных полосах $\nu=1-0$ и $\nu=2-1$:

$$E_{\text{вх}}^{1-0} = \frac{1}{6} W_{\text{вх}} \cdot \frac{1,5/3,3}{S_a} \approx 8,5 \cdot 10^{-7} \text{ Дж/см}^2, \quad (34a)$$

$$E_{\text{вх}}^{2-0} = \frac{1}{6} W_{\text{вх}} \cdot \frac{1,8/3,3}{S_a} \approx 1 \cdot 10^{-6} \text{ Дж/см}^2. \quad (34б)$$

Эти плотности энергии даже для среднеразмерного ГАС, не говоря уже о крупноразмерном, довольно существенно уступают плотностям энергии насыщения на каждом колебательно-вращательном переходе в обеих колебательных полосах (см. (2) и (7)):

$$E_s^{1-0} = \frac{h\nu}{2\sigma_D^{1-0}} \approx 4,5 \cdot 10^{-5} \text{ Дж/см}^2, \quad (35a)$$

$$E_s^{2-1} = \frac{h\nu}{2\sigma_D^{2-1}} \approx 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ Дж/см}^2. \quad (35b)$$

Таким образом, придется мириться с тем, что даже в среднеразмерном усилителе входная часть активной среды будет плохо насыщена. Отсюда следует вывод о целесообразности использования в усилительных каскадах сначала предусилителя, а уже после него – окончного крупноразмерного усилителя с большой апертурой. Поэтому, взяв за прототип существующий среднеразмерный ГАС, было решено оставить без изменений в нем длину сопловой решетки (40 см). Тогда в таком ГАС можно совместить ЗГ с предусилителем коротких импульсов излучения, как показано на рисунках 11, 12. Аналогично ЗГ такой ПУМ для повышения плотности энергии входного импульса излучения и увеличения длины активной среды также целесообразно сделать двухпроходным с квадратной апертурой пучка (5 см×5см). Следовательно, высота среза сопловой решетки модернизированного среднеразмерного ГАС будет складываться из двух высот пучка в ЗГ (по 1,1 см), двух высот пучка в предусилителе (по 5 см) и пяти не занятых излучением промежутков (по 0,5 см). В итоге, высота среза сопловой решетки составит ~14,7 см, что вполне приемлемо для обеспечения достаточно равномерной раздачи вторичного горючего по высоте лопаток, учитывая опыт создания в «НПО Энергомаш» крупноразмерного ГАС, в котором высота лопаток достигала 15 см.

При расчете энергетике предусилителя так же, как и ЗГ, следует учесть возможность недостаточного насыщения его активной среды с протяженностью вдоль оптической оси предусилителя $L_a^{\text{пред}} = 80$ см. Для этого при расчете плотности энергии импульса излучения $E_{\text{вых}}(L_a^{yc})$ на каждом колебательно-вращательном переходе на выходе усилителя с длиной активной среды (L_a^{yc}) воспользуемся приведенным в [53] выражением, полученным для случая однородного уширения квантового перехода в двухуровневой системе:

$$E_{\text{вых}}(L_a^{yc}) = E_s \cdot \ln \left\{ 1 + \left[\exp \left(\frac{E_{\text{вх}}^{yc}}{E_s} \right) - 1 \right] \cdot \exp(\alpha_0 \cdot L_a^{yc}) \right\}, \quad (36)$$

где $E_{\text{вх}}^{\text{пред}}$ – плотность энергии импульса излучения на одном колебательно-вращательном переходе на входе усилителя. Рассмотрим, как будет выглядеть данное уравнение в случае для плотности энергии импульса излучения на выходе предлагаемого предусилителя. Величины E_s задаются выражениями (35 а,б), а плотности энергии импульса излучения на входе предусилителя на одном колебательно-вращательном переходе $E_{\text{вх}}^{\text{пред}}$ – выражениями (34 а,б), в которые нужно подставить площадь апертуры пучка в модернизированном ГАС $S_a=(5 \times 5) \text{ см}^2$ вместо $S_a=(11 \times 5) \text{ см}^2$ для существующего среднеразмерного ГАС. В результате получим

$$E_{\text{вх}}^{\text{пред}}(1-0)=1,9 \cdot 10^{-6} \text{ Дж/см}^2, \quad E_{\text{вх}}^{\text{пред}}(2-1)=2,25 \cdot 10^{-6} \text{ Дж/см}^2. \quad (37)$$

Что касается коэффициента усиления слабого сигнала, будем исходить из выражения для него $\alpha_0=\sigma \Delta N$, причем сверху вниз в коротком импульсе переходит $(1/2) \Delta N$. У нас же согласно (54 а,б) сверху вниз на каждом колебательно-вращательном переходе переходит число излучающих молекул, равное ΔN^k . Следовательно, эффективный коэффициент усиления слабого сигнала с учетом каскадности переходов примет вид

$$\alpha_0=2\sigma_D \Delta N^k. \quad (38)$$

Таким образом, выражение (36) трансформируется в следующие выражения для плотности энергии импульса излучения на выходе предусилителя на одном колебательно-вращательном переходе в каждой из двух колебательных полос $\nu=2-1$ и $\nu=1-0$:

$$E_{\text{вх}}^{\text{пред}}(1-0)=E_s^{1-0} \cdot \ln \left\{ 1 + \left[\exp \left(\frac{E_{\text{вх}}^{\text{пред}}(1-0)}{E_s^{1-0}} \right) - 1 \right] \cdot \exp(2\sigma_D^{1-0} \cdot \Delta N_{1-0}^k \cdot L_a^{\text{пред}}) \right\}, \quad (39a)$$

$$E_{\text{вх}}^{\text{пред}}(2-1)=E_s^{2-1} \cdot \ln \left\{ 1 + \left[\exp \left(\frac{E_{\text{вх}}^{\text{пред}}(2-1)}{E_s^{2-1}} \right) - 1 \right] \cdot \exp(2\sigma_D^{2-1} \cdot \Delta N_{2-1}^k \cdot L_a^{\text{пред}}) \right\}. \quad (39б)$$

Подставляя в данное выражение величины E_s^{1-0} и E_s^{2-1} согласно (35а,б), величины $E_{\text{вх}}^{\text{пред}}(1-0)$ и $E_{\text{вх}}^{\text{пред}}(2-1)$ согласно (37), величины ΔN_{1-0}^k и ΔN_{2-1}^k согласно (10а,б), получим на одном колебательно-вращательном переходе в каждой колебательной полосе плотность энергии импульса излучения на выходе предусилителя с $L_a^{\text{пред}}=80 \text{ см}$, равную

$$E_{\text{ВЫХ}}^{\text{пред}}(1-0)=5,1 \cdot 10^{-4} \text{ Дж/см}^2, \quad E_{\text{ВЫХ}}^{\text{пред}}(2-1)=1,4 \cdot 10^{-4} \text{ Дж/см}^2. \quad (40)$$

Полная энергия импульсов излучения в каждой колебательной полосе будет в 6 раз больше в соответствии с числом генерирующих колебательно-вращательных переходов (с $j=3 \dots 8$).

В оконечном усилителе предполагается использовать два последовательно расположенных модуля ГАС с апертурой активной зоны $(20 \times 5) \text{ см}^2$, которая в 4 раза больше, чем в предусилителе. Несмотря на это, из (40) и (35) следует, что плотность энергии импульса излучения в колебательной полосе $\nu=1-0$ на входе оконечного усилителя в $\sim 2,5$ раза превосходит плотность энергии насыщения, а в полосе $\nu=2-1$ – в 1,5 раза. Следовательно, предложение использовать в данной диссертационной работе ПУМ в оптической схеме силового канала МКЛЭУ вполне себя оправдывает, поскольку ОУМ практически с самого его входа будет работать в режиме насыщения. А это приведет к более рациональному использованию компонентов лазерного топлива в системе хранения, так как основной расход этих компонентов приходится именно на ОУМ.

1.4 Расчет параметров импульсного задающего генератора и усилителя на основе DF-НХЛ

Если излучение HF-НХЛ предполагается использовать в МКЛЭУ для очистки космических орбит от опасных фрагментов космического мусора, как будет показано далее, поэтому в разделе 1.3 были определены параметры импульсного ЗГ, генерирующего излучение одновременно на всех возможных колебательно-вращательных переходах двух колебательных полос, то при применении излучения DF-НХЛ в МКЛЭУ для анализа содержания углеводородов в атмосфере нас будет интересовать мощность излучения на конкретных колебательно-вращательных переходах. Расчеты, проведенные в разделе 4.3, показали, что при использовании метода дифференциального поглощения излучения с использованием ретрорефлектора на двух линиях молекулы $DFP_1(9)+P_2(6)$ соответственно в качестве аналитической и опорной волн достаточно энергии импульса ~ 1 мДж, чтобы зарегистрировать надфоновую концентрацию метана в приземной атмосфере из космоса. Следовательно, в отличие от HF-НХЛ для определения энергии импульсов генерации в ЗГ на основе DF-НХЛ нужно рассмотреть каскадные переходы не между всеми колебательно-вращательными переходами

в двух колебательных полосах молекулы HF $\nu=2-1$ и $\nu=1-0$, а только между конкретными колебательно-вращательными переходами в трех колебательных полосах молекулы DF, в которых обычно происходит генерация на молекулах DF: $\nu=3-2$, $\nu=2-1$ и $\nu=1-0$. Таким образом, в каскаде при генерации на колебательно-вращательном переходе $P_1(9)$ будут рассмотрены два участвующих перехода $P_2(8)$ и $P_3(7)$, а в каскаде с переходом $P_2(6)$ - переходы $P_3(7)$ и $P_1(5)$.

Определение параметров ЗГ на основе DF-НХЛ проведем путем, аналогичным HF-НХЛ, опираясь на результаты раздела 1.3. Коэффициенты Эйнштейна для спонтанного излучения были взяты из работы [54]: $A_0^1=54,4 \text{ с}^{-1}$, $A_1^2=97,3 \text{ с}^{-1}$, $A_2^3=129 \text{ с}^{-1}$. Отсюда, используя выражение (5), были вычислены сечения усиления на соответствующих переходах каскада с участием перехода $P_1(9)$:

$$\sigma_D^{1-0}(9)=5,3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2, \quad \sigma_D^{2-1}(8)=9,5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2, \quad \sigma_D^{3-2}(7)=1,3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2. \quad (41)$$

Но поскольку для определения энергии, излученной на соответствующих линиях, нужно учитывать каскадность переходов в колебательных полосах 3-2, 2-1 и 1-0, приводящую к перераспределению молекул DF по колебательно-вращательным уровням, то следует оценить количество молекул, излучающих на интересующих нас линиях. Проведем эти оценки по аналогии с разделом 1.3. В начальный момент времени до излучения короткого импульса населенность самого нижнего в каскаде колебательно-вращательного уровня с $\nu, j=0,9$ примем равной $N_0(9)$. Тогда населенность колебательно-вращательного уровня с $\nu, j=1,8$ составит $N_1(8)=N_0(9)+\Delta N_{1-0}(9)$, с $\nu=2$: $N_2(7)=N_0(9)+\Delta N_{1-0}(9)+\Delta N_{2-1}(8)$, а с $\nu=3$: $N_3(6)=N_0(9)+\Delta N_{1-0}(9)+\Delta N_{2-1}(8)+\Delta N_{3-2}(7)$. После излучения импульса населенности всех уровней сравняются и станут равными $N_{\text{ср}}=N_0(9)+3\Delta N_{1-0}(9)/4+\Delta N_{2-1}(8)/2+\Delta N_{3-2}(7)/4$. Тогда на колебательно-вращательном переходе $P_3(7)$ сверху вниз перейдет число частиц, равное $N_{3-2}^{\text{изл}}(7) = N_3 - N_{\text{ср}} = \Delta N_{1-0}(9)/4 + \Delta N_{2-1}(8)/2 + 3\Delta N_{3-2}(7)/4$. С уровня $\nu, j=2,7$ на уровень $\nu, j=1,8$ перейдет число частиц, равное $N_{2-1}^{\text{изл}}(8) = N_2 + N_{3-2}^{\text{изл}}(7) - N_{\text{ср}} = \Delta N_{1-0}(9)/2 + \Delta N_{2-1}(8) + \Delta N_{3-2}(7)/2$. С уровня $\nu, j=1,8$ на уровень $\nu, j=0,9$ перейдет число частиц, равное

$$N_{1-0}^{\text{изл}}(9) = N_1 + N_{2-1}^{\text{изл}}(8) - N_{\text{ср}} = 3\Delta N_{1-0}(9)/4 + \Delta N_{2-1}(8)/2 + \Delta N_{3-2}(7)/3. \quad (42)$$

Вычислим теперь начальные разности населенностей соответствующих колеба-

тельно-вращательных уровней, участвующих в рассматриваемых каскадных переходах. При этом значения коэффициентов усиления слабого сигнала α_0 на соответствующих колебательно-вращательных переходах брались из графика, представленного на рисунке 14. Обычно для одной и той же топливной композиции величина α_0 для DF-НХЛ значительно меньше, чем для HF-НХЛ. Однако в работе [63] вместо NF_3 в камере сгорания использовался F_2 , что приводило к увеличению α_0 . Но нам в целях эксплуатационной безопасности более целесообразно использовать NF_3 . Тогда в качестве первичного горючего в камере сгорания нужно использовать CS_2 . В этом случае согласно работе [64] коэффициент усиления будет тем же, что и на рисунке 14. Повышение α_0 в случае DF-НХЛ необходимо не только для увеличения его энергетических характеристик, но и для облегчения большего превышения α_0 над порогом генерации.

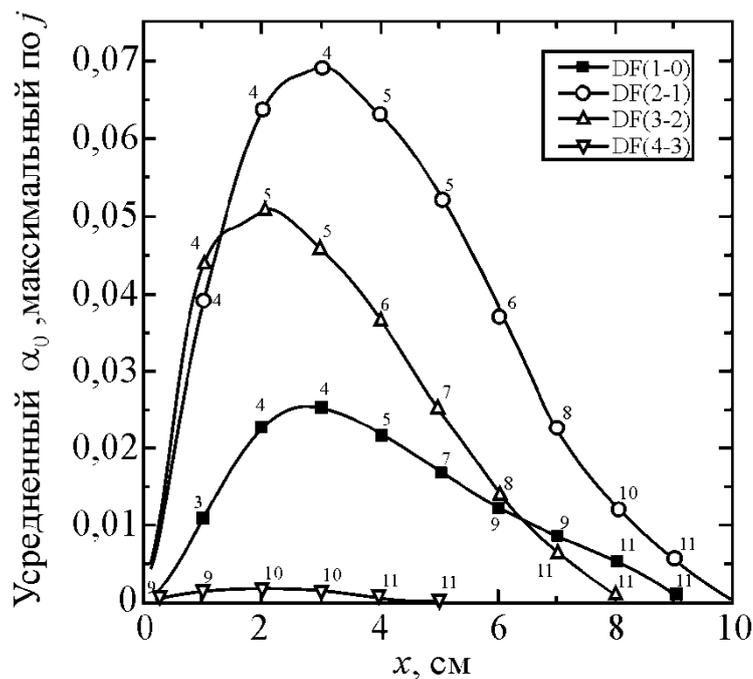


Рисунок 14 – Распределение вдоль потока максимального по вращательному квантовому числу j коэффициента усиления слабого сигнала α_0 [63] (значение j на рисунке отмечено цифрами у кривых).

Расчеты начальных разностей населенностей с использованием (41) дали следующие значения:

$$\Delta N_{1-0}(9) = \frac{\alpha_0^{1-0}(9)}{\sigma_D^{1-0}(9)} = \frac{0,014 \text{ см}^{-1}}{5,3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2} = 2,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3},$$

$$\Delta N_{2-1}(8) = \frac{\alpha_0^{2-1}(8)}{\sigma_D^{2-1}(8)} = \frac{0,023 \text{ см}^{-1}}{9,5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2} = 2,4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3},$$

$$\Delta N_{3-2}(7) = \frac{\alpha_0^{3-2}(7)}{\sigma_D^{3-2}(7)} = \frac{0,025 \text{ см}^{-1}}{1,3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2} = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}.$$

Отсюда из (42) получим искомое число молекул DF, перешедших с верхнего уровня на нижний в переходе $P_1(9)$: $N_{1-0}^{\text{изл}}(9) \approx 3,9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Соответствующие расчеты были проведены для линии $P_2(6)$. В результате были получены следующие значения для сечений усиления на соответствующих каскадных переходах:

$$\sigma_D^{1-0}(7) = 5,5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2, \quad \sigma_D^{2-1}(6) = 9,7 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2, \quad \sigma_D^{3-2}(5) = 1,3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2 \quad (43)$$

и для начальных разностей населенностей между использованными в каскаде колебательно-вращательными уровнями:

$$\Delta N_{1-0}(7) = \frac{\alpha_0^{1-0}(7)}{\sigma_D^{1-0}(7)} = \frac{0,017 \text{ см}^{-1}}{5,5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2} = 3,1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3},$$

$$\Delta N_{2-1}(6) = \frac{\alpha_0^{2-1}(6)}{\sigma_D^{2-1}(6)} = \frac{0,037 \text{ см}^{-1}}{9,7 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2} = 3,8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3},$$

$$\Delta N_{3-2}(5) = \frac{\alpha_0^{3-2}(5)}{\sigma_D^{3-2}(5)} = \frac{0,047 \text{ см}^{-1}}{1,3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2} = 3,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}.$$

Отсюда получим искомое число молекул DF, перешедших с верхнего уровня на нижний на переходе $P_2(6)$, при учете не только дополнительной подпитки верхнего уровня за счет каскадности, но и уменьшения населенности нижнего уровня за счет генерации излучения между ним и более низким уровнем в переходе $P_1(7)$:

$$N_{2-1}^{\text{изл}}(6) = \Delta N_{1-0}(7)/2 + \Delta N_{2-1}(6) + \Delta N_{3-2}(5)/2 = 7,15 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}. \quad (44)$$

При дальнейших оценках примем, что конструкция резонатора 3Г на основе DF-НХЛ будет той же самой, что и на основе HF-НХЛ, то есть в ней используются два внутренних затвора. Тогда будет можно использовать одну и ту же конструкцию в

обоих случаях. Чтобы в DF-НХЛ в промежутках времени между короткими импульсами генерация не возникала, нужно использовать условие (40). Из рисунка 14 видно, что максимальный коэффициент усиления (на переходе $P_2(4)$) составляет $\sim 0,07 \text{ см}^{-1}$. Отсюда примем величину $\alpha_{\text{пор}}^{\text{зак}}$ равной $0,075 \text{ см}^{-1}$. При одной и той же длине активной среды $L_a^{3\Gamma} (2 \text{ з}) = 80 \text{ см}$ получим $R_{\text{затв}} \leq 0,25\%$, что вполне приемлемо.

Рассмотрим, насколько будут выполнены пороговые условия для генерации на используемых переходах. Это очень важно, поскольку в колебательной полосе 1–0, как видно из рисунка 14, величина α_0 намного меньше, чем в случае HF-НХЛ. В реальности за счет каскадных переходов, как показано в разделе 1.4, реальный коэффициент усиления слабого сигнала $\alpha_0^{\text{реал}}$ на любом переходе между низкорасположенными колебательно-вращательными уровнями

$$\alpha_0^{\text{реал}} = 2\sigma_D \cdot N^{\text{всё}} \quad (45)$$

будет больше α_0 без учета каскадности переходов. Это нужно учитывать в расчетах. Тогда для переходов $P_1(9)$ и $P_2(6)$ получим $\alpha_0^{\text{реал}} (P_1(9)) = 4,2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ и $\alpha_0^{\text{реал}} (P_2(6)) = 6,9 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$. Кроме того, при использовании кольцевого НР, как было показано выше, допустимая длина резонатора 3Γ может быть уменьшена за счет исключения участка с малым сечением пучка, то есть будем иметь $L_a^{3\Gamma} (2 \text{ з}) = 140 \text{ см}$ вместо 260 см . Тогда, как следует из (376), для достижения требуемых времен жизни фотонов в резонаторе $\tau_{\text{ф}} = 4 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ достаточен коэффициент отражения выходного зеркала $R_1 = 74\%$. С учетом сделанных замечаний выражение (50) в случае его использования для оценки средней выходной мощности генерации коротких импульсов на конкретном колебательно-вращательном переходе молекулы DF перепишем в следующем виде:

$$\begin{aligned} \bar{P}_{\text{вых}}^{3\Gamma} (P_v(j)) &= f \cdot S \cdot L_a^{3\Gamma} (2 \text{ з}) \cdot h\nu \cdot N^{\text{изл}} (P_v(j)) \times \\ &\times \left(1 - \frac{1}{2\alpha_0^{\text{реал}} (P_v(j)) \cdot L_a^{3\Gamma} (2 \text{ з})} \cdot \ln \frac{1}{R_1 \cdot k_{\text{пр}}^4} \right), \end{aligned} \quad (46)$$

где знаком $P_v(j)$ обозначен конкретный используемый колебательно-вращательный переход P -ветви. Отсюда получим

$$\bar{P}_{\text{ВЫХ}}^{3\Gamma}(P_1(9)) = 4 \cdot 10^4 \text{ Гц} \cdot 1,21 \text{ см}^2 \cdot 80 \text{ см} \cdot 5,2 \cdot 10^{-20} \text{ Дж} \cdot 3,9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} \times$$

$$\times \left(1 - \frac{1}{2 \cdot 4,2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1} \cdot 80 \text{ см}} \cdot \ln \frac{1}{0,74 \cdot 6^4} \right) \approx 5,1 \text{ Вт.}$$

Тогда энергия одного импульса излучения на более слабой линии из рассматриваемой пары составит

$$W_{\text{ВЫХ}}^{3\Gamma}(P_1(9)) = \bar{P}_{\text{ВЫХ}}^{3\Gamma}(P_1(9)) / f = 5,1 \text{ Вт} / 4 \cdot 10^4 \text{ Гц} = 1,3 \cdot 10^{-4} \text{ Дж},$$

что намного меньше требуемой энергии импульса 10^{-3} Дж. Следовательно, необходимо такие импульсы усиливать. Плотность энергии насыщения перехода $P_1(9)$, используя (41), оценим согласно (2):

$$E_s^{1-0}(9) = h\nu / 2\sigma_D^{1-0}(9) = 5,2 \cdot 10^{-20} \text{ Дж} / (2 \cdot 5,3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2) \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ Дж/см}^2.$$

По аналогии с (39) выражение для нахождения энергии импульса излучения на данном колебательно-вращательном переходе на выходе из предусилителя имеет следующий вид:

$$W_{\text{ВЫХ}}^{\text{пред}}(P_1(9)) = S_a \cdot E_s^{1-0}(9) \cdot \ln \left\{ 1 + \left[\exp \left(\frac{W_{\text{ВЫХ}}^{3\Gamma}(P_1(9))}{S_a \cdot E_s^{1-0}(9)} \right) - 1 \right] \times \right.$$

$$\left. \times \exp \left[2\sigma_D^{1-0}(9) \cdot N_{1-0}^{\text{изл}}(9) \cdot L_a^{\text{пред}} \right] \right\}. \quad (47)$$

При подстановке в него $S_a = 25 \text{ см}^2$, $E_s^{1-0}(9) = 5 \cdot 10^{-5} \text{ Дж/см}^2$, $W_{\text{ВЫХ}}^{3\Gamma}(P_1(9)) = 1,3 \cdot 10^{-4} \text{ Дж}$, $\sigma_D^{1-0}(9) = 5,3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, $N_{1-0}^{\text{изл}}(9) = 3,9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $L_a^{\text{пред}} = 80 \text{ см}$ получим энергию импульса излучения на выходе предусилителя, равную $\sim 1,8 \text{ мДж}$, чего уже достаточно для зондирования атмосферы. Выражение (47) можно использовать для нахождения энергии импульса излучения на выходе предусилителя на любом колебательно-вращательном переходе молекулы DF путем подстановки в него соответствующих величин. В результате для второй линии – $P_2(6)$, энергия импульса излучения достигнет 7 мДж.

Рассмотрим возможность использования другой подходящей комбинации пар переходов, предложенной в работе [31]: $P_1(5) + P_1(6)$, обладающей большими коэффициентами усиления по сравнению с $P_1(9)$ и к тому же расположенной близко от мак-

симула в распределении коэффициентов усиления слабого сигнала вдоль по потоку. Сначала проведем расчеты для перехода $P_1(5)$. Сечения усиления для соответствующих каскадных переходов равны

$$\sigma_D^{1-0}(5)=5,5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2, \sigma_D^{2-1}(4)=1 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2, \sigma_D^{3-2}(3)=1,4 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2.$$

Начальные разности населенностей на этих переходах, базируясь на соответствующих коэффициентах усиления слабого сигнала из рисунка 14, дают следующие значения:

$$\Delta N_{1-0}(5)=3,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}, \Delta N_{2-1}(4)=6,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}, \Delta N_{3-2}(3)=2,1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}.$$

В итоге, искомое число молекул DF, перешедших с верхнего уровня на нижний на переходе $P_1(5)$, составит

$$N_{1-0}^{\text{изл}}(5) = 3\Delta N_{1-0}(5) / 4 + \Delta N_{2-1}(4) / 2 + \Delta N_{3-2}(3) / 3 = 6,75 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}.$$

Расчеты, выполненные аналогично приведенным выше, дали для перехода $P_1(5)$ энергию импульса излучения на выходе ЗГ, равную $W_{\text{вых}}^{\text{ЗГ}}(P_1(5))=2,7 \cdot 10^{-4}$ Дж, а на выходе предусилителя – $W_{\text{вых}}^{\text{пред}}(P_1(5))=5,4$ мДж. Примерно такая же энергия импульса будет на переходе $P_1(6)$. То есть в этой паре переходов энергия импульсов на выходе предусилителя существенно превышает требуемый уровень, и поэтому при использовании этих двух линий, при использовании метода дифференциального поглощения излучения необходимость в использовании ретрорефлектора отпадает.

Таким образом, для решения задач обнаружения надфоновых концентраций метана в приземной атмосфере с помощью DF-излучения достаточно использовать только ЗГ в комбинации с предусилителем. Необходимости в применении окончательного усилителя нет. Причем следует подчеркнуть, что оптическая схема ЗГ с предусилителем остается без изменений при переходе от ГАС HF-НХЛ к ГАС DF-НХЛ. Отпадает только необходимость в использовании внешнего электрооптического затвора, поскольку при использовании ГАС DF-НХЛ отсутствует ОУМ.

1.5 Расчет предельной длины активной среды в усилителе коротких импульсов HF-НХЛ излучения

Прежде чем проводить расчеты оконечного усилителя в оптической системе силового канала МКЛЭУ нужно знать предельную длину активной среды этого усилителя. Ведь при усилении коротких импульсов излучения в активной среде HF-НХЛ мы сталкиваемся с ключевой для энергетика такого усилителя проблемой, ограничивающей энергию импульсов и отсутствующей при непрерывном режиме генерации. Она заключается в возможности возникновения мощного усиленного спонтанного излучения в момент времени между короткими импульсами, когда, как было отмечено выше, усилительные свойства активной среды HF-НХЛ восстанавливаются к приходу следующего импульса излучения. Чтобы избежать вредного влияния этого излучения, нужно понижать коэффициент усиления слабого сигнала α_0 в активной среде усилителя или ее длину L_a^{yc} , а это может существенно ограничить энергию усиливаемых импульсов. Ниже найдем пределы такого ограничения, для чего сначала рассмотрим, следуя работе [65], процесс формирования УСИ в усиливающей среде HF-НХЛ.

Мощность спонтанного шума, испущенного элементом объема dV активной среды на частоте ν в частотном интервале $d\nu$ в телесный угол Ω , определяется, согласно [65], следующим выражением:

$$\frac{dP_{ш}(\nu)}{dV} = \frac{h\nu \cdot N_{\nu,j} \cdot A_{\nu,j}^{\nu+1,j-1} \cdot q(\nu) \cdot \Omega}{4\pi} d\nu, \quad (48)$$

где $N_{\nu,j}$ – населенность определенного колебательно-вращательного уровня, а $q(\nu)$ – форм-фактор доплеровской линии:

$$q(\nu) = \frac{2 \cdot \sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi} \cdot \Delta\nu_D} \cdot \exp \left[-4 \cdot \ln \left(2 \cdot \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D} \right)^2 \right) \right]. \quad (49)$$

Спонтанный шум, зародившийся в активной среде, будет усиливаться при прохождении по ней. В отсутствии насыщения активной среды зависимость коэффициента усиления слабого сигнала от частоты для доплеровской линии может быть описана следующим образом:

$$\alpha(v) = \alpha_0 \exp \left[-4 \cdot \ln \left(2 \left(\frac{v - v_0}{\Delta v_D} \right)^2 \right) \right]. \quad (50)$$

Понятно, что наибольшей интенсивностью на выходе оконечного усилителя (см. рисунок 15) будут обладать кванты УСИ, зародившиеся около выходного сечения активной среды и прошедшие, усиливаясь, от этого сечения налево к выходному зеркалу ЗГ и, отразившись от него, обратно к выходу из оконечного усилителя. Как уже упоминалось в разделе 1.3, после выхода из ЗГ перед предусилителем целесообразно установить еще один (внешний) затвор Поக்கельса с просветленными гранями, чтобы уменьшить коэффициент отражения для спонтанного излучения, до уровней $R_{\text{затв}} = 0,1\% \dots 0,5\%$, когда затвор закрыт. В результате интенсивность УСИ на выходе конечного усилителя должна существенно снизиться. Таким образом, выражение для интенсивности УСИ на выходе оконечного усилителя можно представить в

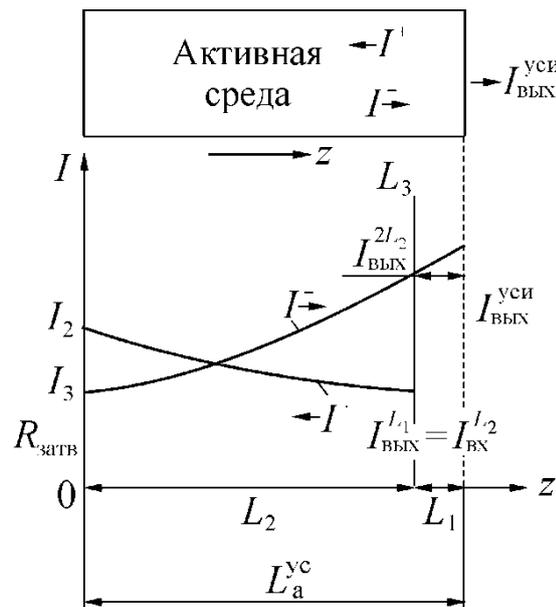


Рисунок 15 – Схематическая диаграмма, показывающая ход интенсивностей прямой и обратной волн усиленного спонтанного излучения в оконечном усилителе мощности длиной L_a^{yc} .

следующем виде, учитывая частотные зависимости (49) и (50):

$$I_{\text{ВЫХ}}^{\text{УСИ}} = R_{\text{ЗАТВ}} \cdot \int_0^{4L_a} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dP_{\text{ш}}(v)}{dV} \ell^{\alpha(v)} dv \cdot dl = \frac{R_{\text{ЗАТВ}} \cdot hv_0 \cdot N_{v,j} \cdot A_{v,j}^{v+1,j-1} \Omega}{4\pi} \times$$

$$\frac{2 \cdot \sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi} \cdot \Delta v_D} \int_0^{4L_a} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-4 \cdot \ln 2 \left(\frac{v - v_0}{\Delta v_D} \right)^2 \right] \cdot \exp \left\{ \alpha_0 \ell \exp \left[-4 \cdot \ln 2 \left(\frac{v - v_0}{\Delta v_D} \right)^2 \right] \right\} dv \cdot dl, \quad (51)$$

где L_a – длина активной среды в оконечном усилителе. Здесь учтено, что, поскольку спектральная линия имеет малую ширину Δv_D , величину кванта hv можно принять равной hv_0 внутри частотного интервала $v_0 \pm \Delta v_D / 2$. Далее, делая подстановку $v_* = 2 \cdot \sqrt{\ln 2} (v - v_0) / \Delta v_D$, вместо (51) получим выражение

$$I_{\text{ВЫХ}}^{\text{УСИ}} = \frac{hv_0 \cdot N_{v,j} \cdot A_{v,j}^{v+1,j-1} \Omega}{4\pi^{3/2}} \int_0^{4L_a} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-v_*^2 + \alpha_0 \cdot \ell \cdot \exp(-v_*^2) \right] dv_* dl. \quad (52)$$

Для облегчения дальнейших преобразований нужно оценить величину v_*^2 . Полное усиление $G_0(v_*)$ на частоте уменьшается в обе стороны от центра линии, когда $G_0(v_*) = G_0(0)$, до величины, которая зависит от значения разности $v - v_0$ на рассматриваемой частоте. Найдем частоту, на которой величина $G_0(v_*)$ падает от $G_0(0)$ до $G_0(0)/2$. Обозначим значение v_* , при котором это происходит, равным ω . Тогда, исходя из (26), имеем на центральной частоте ($v_* = 0$)

$$\alpha_0 \ell = \ln G_0(0), \quad (53)$$

а на частоте $v_* = \omega$

$$-\omega^2 + \alpha_0 \ell \cdot e^{-\omega^2} = \ln[G_0(0)/2]. \quad (54)$$

Решая совместно уравнения (53) и (54), получим

$$e^{-\omega^2} = 1 + \frac{\omega^2 - \ln 2}{\alpha_0 \ell}. \quad (55)$$

Логарифмируя обе части (55) и учитывая, что при $\alpha_0 \ell \gg 1$ величина $(\omega^2 - \ln 2) / \alpha_0 \ell \ll 1$, преобразуем (55) к виду

$$-\omega^2 = \frac{\omega^2 - \ln 2}{\alpha_0 \ell}.$$

Откуда

$$\omega^2 = \frac{\ln 2}{1 + \alpha_0 \ell} = \ln 2 \cdot [2(v - v_0) / \Delta v_D]^2. \quad (56)$$

Величина $2(v - v_0)$ в этом уравнении по физическому смыслу представляет собой ширину контура усиления Δv_{YC} , равную

$$\Delta v_{YC} = \Delta v_D / \sqrt{1 + \alpha_0 \ell}.$$

Она отражает процесс сужения контура усиления спонтанного излучения при его усилении. Причем этот контур продолжает оставаться доплеровским. Тогда уравнение (73) может быть преобразовано к довольно простому виду

$$\begin{aligned} I_{\text{вых}}^{\text{УСИ}} &= \frac{R_{\text{затв}} \cdot h\nu_0 \cdot N_{v,j} \cdot A_{v,j}^{v+1,j-1} \cdot \Omega}{4\pi} \cdot \int_0^{2L_a^{\text{yc}}} \frac{\Delta v_{YC}}{\Delta v_D} e^{\alpha_0 \ell} d\ell = \\ &= \frac{R_{\text{затв}} \cdot h\nu_0 \cdot N_{v,j} \cdot A_{v,j}^{v+1,j-1} \cdot \Omega}{4\pi} \cdot \int_0^{2L_a^{\text{yc}}} \frac{e^{\alpha_0 \ell}}{\sqrt{1 + \alpha_0 \ell}} d\ell. \end{aligned} \quad (57)$$

Выражение (52), полученное в работе [65] для случая отсутствия насыщения в активной среде, также было упрощено в [66], где без достаточного обоснования было предположено, что $v_*^2 \ll 1$. В описанном в данной диссертационной работе подходе это вытекает из уравнения (56) при большой длине активной среды усилителя, когда $\alpha_0 \ell \gg 1$. Тогда $\exp(-v_*^2)$ в формуле (52) может быть разложена в ряд, после чего интеграл по частоте в (52) можно последовательными преобразованиями привести к следующему виду [66]:

$$\frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-v_*^2 + \alpha_0 \ell - \alpha_0 \ell v_*^2] d v_* = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{\alpha_0 \ell} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{-v_*^2(1 + \alpha_0 \ell)} d v_* = \frac{e^{\alpha_0 \ell}}{\sqrt{1 + \alpha_0 \ell}}.$$

При получении окончательного результата в [63] было учтено, что при замене переменных $t = v_* \sqrt{1 + \alpha_0 \ell}$, когда $d v_* = dt / \sqrt{1 + \alpha_0 \ell}$, возможны следующие упрощения:

$$\frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-v_*^2(1+\alpha_0\ell)} dv_* = \frac{1}{\sqrt{1+\alpha_0\ell}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-t^2} dt = \frac{1}{\sqrt{1+\alpha_0\ell}}.$$

Таким образом, упрощающие преобразования в работе [66] также привели к получению формулы (57).

В рамках работы [65] с использованием полной системы уравнений Навье-Стокса были вычислены населенности колебательно-вращательных уровней, переходы с которых обладали наибольшим усилением: $N_{v=1,j=3}=2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_{v=2,j=3}=10^{14} \text{ см}^{-3}$. Соответствующие этим переходам коэффициенты Эйнштейна для спонтанного излучения (P -ветвь) составляют, согласно (6), $A_{v=0,j=4}^{v=1,j=3} = 109 \text{ с}^{-1}$, $A_{v=1,j=4}^{v=2,j=3} = 194 \text{ с}^{-1}$. Для максимального уменьшения телесного угла Ω , в котором усиливается спонтанное излучение, в схеме усилителя нужно предусмотреть угловые селекторы излучения в виде пространственных фильтров. В этом случае можно надеяться, что по каждой из координат апертуры телесный угол УСИ будет ограничен 2-мя дифракционными пределами. Тогда

$$\Omega = \theta_x \cdot \theta_y = 4 \cdot \frac{\lambda}{h_x} \cdot 4 \cdot \frac{\lambda}{h_y} = 16 \cdot \frac{\lambda^2}{h_x \cdot h_y} = 1,25 \cdot 10^{-8} \text{ стеррад.} \quad (58)$$

Здесь протяженность лазерной зоны по потоку $h_x=5 \text{ см}$, а высота апертуры модулей усилителя $h_y=20 \text{ см}$. Используя полученные выше значения, найдем величину коэффициента перед интегралом в выражении (35) при $R_{\text{затв}}=0,5\%$

$$D = \frac{R_{\text{затв}} \cdot h\nu_0 \cdot N_{v,j} \cdot A_{v,j}^{v+1,j-1} \cdot \Omega}{4\pi} = \frac{5 \cdot 10^{-3} \cdot 7 \cdot 10^{-20} \text{ Дж} \cdot 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot 109 \text{ с}^{-1} \cdot 1,25 \cdot 10^{-8}}{4\pi} = 7,6 \cdot 10^{-15} \text{ Вт/см}^3.$$

Следует еще раз отметить, что как следует из раздела 1.2, максимальное значение коэффициента усиления слабого сигнала составляет $\alpha_0^{\text{макс}}=0,06 \text{ см}^{-1}$, поэтому во всех выражениях нужно считать, что $\alpha_0 \equiv \alpha_0^{\text{макс}}$. Если не учитывать сужение спектральной линии при усилении, выражение (57) для интенсивности УСИ на выходе усилителя $I_{\text{вых}}^{\text{УСИ}}(1)$ с длиной активной среды $\alpha_a^{\text{УС}}$ примет простой вид

$$I_{\text{ВЫХ}}^{\text{УСИ}}(1) = D \int_0^{2L_a^{\text{УС}}} e^{\alpha_0^{\text{макс}} l} dl \approx \frac{D}{\alpha_0^{\text{макс}}} \cdot (e^{2\alpha_0^{\text{макс}} L_a^{\text{УС}}} - 1) = 6 \cdot 10^3 \text{ Вт/см}^2 \quad (59)$$

при $L_a^{\text{УС}} = 340$ см (индекс 1 означает, что при вычислениях не учитывалось ни сужение спектральной линии при усилении, ни насыщение активной среды). Полученная величина $I_{\text{ВЫХ}}^{\text{УСИ}}(1)$ намного превышает типичную интенсивность насыщения $I_s \approx 300 \text{ Вт/см}^2$. Это свидетельствует о необходимости учитывать в расчетах и насыщение активной среды, и сужение спектральной линии при усилении, для чего нужно выражение (79) для этого случая записать в следующем виде:

$$I_{\text{ВЫХ}}^{\text{УСИ}}(3) = D \int_0^{2L_a^{\text{УС}}} \frac{\exp\left\{\alpha_0 \ell / \left[1 + \frac{(I^+ + I^-)}{I_s}\right]\right\}}{\sqrt{1 + \alpha_0 \ell / \left[1 + \frac{(I^+ + I^-)}{I_s}\right]}} d\ell, \quad (60)$$

где I^+ и I^- – соответственно интенсивности прямой и обратной волн УСИ, проходящих по одному и тому же участку активной среды. Вычислить такой интеграл напрямую невозможно, поскольку интенсивности прямой и обратной волн сложным образом зависят от текущей длины активной среды ℓ . В работе [66] была сделана попытка учета влияния насыщения. Однако в ней не учитывалось влияние суммарной интенсивности прямой и обратной волн УСИ друг на друга. Кроме того, недостаточно корректным представляется использование при расчете интенсивности УСИ в этой работе усредненных по поперечному сечению пучков суммарных по спектру значений коэффициентов усиления. Если бы зависимость полного усиления G от α_0 не носила экспоненциального характера, то такое усреднение было бы допустимым, что мы и использовали в приведенном выше расчете разности населенностей ΔN на колебательно-вращательных переходах, поскольку усредненные значения коэффициента усиления слабого сигнала $\alpha_0^{\text{сп}}$ прямо пропорциональны величине ΔN . В случае экспоненциальной зависимости наиболее сильно усиливаться будут прежде всего переходы, где α_0 максимальны. Проведенные расчеты показали, что в колебательных полосах $\nu=1 \rightarrow 0$ и $\nu=2 \rightarrow 1$ наибольшим усилением при использовании типичного состава топливной композиции будут обладать переходы P -ветви с соответствующим изменением вращательного квантового числа $j=3 \rightarrow j=4$. Следовательно, именно на этих переходах интенсивность УСИ будет наибольшей, и если найти условия, когда она слабо будет влиять на разность населенностей на переходе с $j=3$ на $j=4$, то на остальных пе-

реходах она будет влиять еще меньше.

Для более корректного по сравнению с работой [66] учета насыщения в активной среде предлагается следующая схема расчетов. Разделим путь, который проходит спонтанное излучение по активной среде от его зарождения до выхода из усилителя, на три последовательно расположенных участка, как показано на рисунке 15. На первом (начальном) участке длиной L_1 , где происходит зарождение спонтанного излучения, интенсивность УСИ в направлении справа налево вычисляется с учетом насыщения активной среды только за счет обратной волны УСИ I^- , поскольку на этом участке зарождающаяся волна I^+ будет иметь малую интенсивность:

$$I_{\text{ВЫХ}}^{L_1} = I_{\text{ВХ}}^{L_2} = \frac{D}{R_{\text{ЗАТВ}}} \int_0^{L_1} \exp[\alpha_0 \ell / (1 + I^- / I_s)] d\ell. \quad (61)$$

Интенсивность $I_{\text{ВЫХ}}^{L_1}$ на входе начального участка одновременно служит входной интенсивностью УСИ $I_{\text{ВХ}}^{L_2}$ для следующего (второго) участка длиной $L_2 = L_a^{yc} - L_1$. На этом участке происходит усиление прямой и обратной волн УСИ, зародившегося на участке L_1 . Для этого процесса запишем уравнение переноса для волн, бегущих слева направо I^+ и справа налево I^- (рисунок 15), считая, как было показано выше, что линии усиления уширены однородно:

$$\frac{dI^+}{dz} = \frac{\alpha_0 I^+}{1 + (I^+ + I^-) / I_s}, \quad (62a)$$

$$-\frac{dI^-}{dz} = \frac{\alpha_0 I^-}{1 + (I^+ + I^-) / I_s}. \quad (62b)$$

Деля одно из уравнений (62) на другое и интегрируя, получим, что в каждой точке на отрезке L_2

$$I^+ \cdot I^- = \text{const}. \quad (63)$$

Подставляя (85) в уравнения (84), преобразуем их к виду

$$\frac{dI^+}{I^+} = \frac{\alpha_0 dz}{1 + (I^+ + \text{const} / I^+) / I_s}, \quad (64a)$$

$$-\frac{dI^-}{I^-} = \frac{\alpha_0 dz}{1 + (I^- + \text{const}/I^-)/I_s}. \quad (64б)$$

Обозначив интенсивность прямой волны I^+ на границах участка L_2 (см. рисунок 15) через $I_{\text{ВХ}}^{L_1}$ и I_2 , а интенсивность обратной волны I^- на этих же границах через I_3 и $I_{\text{ВЫХ}}^{L_2}$, и интегрируя уравнения (64 а,б) по длине L_2 , находим для прямой волны

$$\alpha_0 L_2 = \ln(I_2/I_{\text{ВХ}}^{L_1}) + I_2/I_s - I_{\text{ВХ}}^{L_1}/I_s - \text{const}(I_s/I_2 - I_s/I_{\text{ВХ}}^{L_1}) \quad (65а)$$

и для обратной

$$\alpha_0 L_2 = \ln(I_{\text{ВЫХ}}^{L_2}/I_3) + I_{\text{ВЫХ}}^{L_2}/I_s - I_3/I_s - \text{const}(I_s/I_{\text{ВЫХ}}^{L_2} - I_s/I_3). \quad (65б)$$

Для нахождения зависимости $I_{\text{ВЫХ}}^{L_2}$ от $I_{\text{ВЫХ}}^{L_1}$ удобно константу из уравнений (65а) и (65б) представить в виде $\text{const} = I_{\text{ВЫХ}}^{L_2} \cdot I_{\text{ВЫХ}}^{L_1}$. Тогда складывая уравнения (65а) и (65б) друг с другом и принимая во внимание, что $I_3 = I_2 \cdot R_{\text{затв}}$, после несложных преобразований получим уравнение, связывающее интенсивность УСИ $I_{\text{ВЫХ}}^{L_2}$ на выходе участка длиной L_2 с интенсивностью $I_{\text{ВЫХ}}^{L_1}$ на входе в этот участок:

$$\alpha_0 L_2 = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{I_{\text{ВЫХ}}^{2L_2}}{R_{\text{затв}} \cdot I_{\text{ВЫХ}}^{L_1}} \right) + \frac{\sqrt{I_{\text{ВЫХ}}^{L_1} \cdot I_{\text{ВЫХ}}^{2L_2}} (1 - R_{\text{затв}})}{I_s \sqrt{R_{\text{затв}}}} + (I_{\text{ВЫХ}}^{2L_2} - I_{\text{ВЫХ}}^{L_1})/I_s. \quad (66)$$

Далее рассматриваем распространение обратной волны I^- на третьем участке усилителя длиной $L_3 = L_1$, пренебрегая, как было отмечено выше, вкладом прямой волны в насыщение активной среды. Соответствующее уравнение примет вид

$$\frac{dI^-}{dz} = \frac{\alpha_0 I^-}{(1 + I^-/I_s)}.$$

Его решение аналогично решению уравнений (62). В результате получим

$$\alpha_0 L_1 = \ln \left(\frac{I_{\text{ВЫХ}}^{\text{УСИ}}}{I_{\text{ВЫХ}}^{2L_2}} \right) + \frac{I_{\text{ВЫХ}}^{\text{УСИ}}}{I_s} - \frac{I_{\text{ВЫХ}}^{2L_2}}{I_s}, \quad (67)$$

где $I_{\text{ВЫХ}}^{\text{УСИ}}$ – интенсивность УСИ на выходе усилителя.

Таким образом, выше дано обоснование достаточно достоверных расчетов интенсивности УСИ $I_{\text{ВЫХ}}^{\text{УСИ}}$, учитывающих насыщение активной среды на участках с длиной L_2 и L_3 , но не учитывающих насыщение активной среды на участке с длиной L_1 и сужение спектральных линий переходов при усилении на всех трех рассматриваемых участках. Для учета этих факторов предлагается решение уравнения (67) осуществить методом последовательных приближений, заключающемся в следующем. На первом этапе расчетов не учитывается ни насыщение активной среды на начальном участке L_1 , ни сужение спектральных линий переходов при усилении на всех участках активной среды. Этот случай отмечен индексом (1) при расчете интенсивностей УСИ на различных участках активной среды усилителя. Тогда на выходе участка с L_1 вместо (61) будем иметь

$$I_{\text{ВЫХ}}^{L_1}(1) = I_{\text{ВХ}}^{L_2}(1) = \frac{D}{R_{\text{затв}}} \cdot \int_0^{L_1} e^{\alpha_0^{\text{макс}} \ell} d\ell = \frac{D}{R_{\text{затв}} \cdot \alpha_0^{\text{макс}}} \left(e^{\alpha_0^{\text{макс}} L_1} - 1 \right). \quad (68)$$

Как было отмечено выше, основной вклад в величину интенсивности УСИ на выходе усилителя с большой длиной вносит начальный участок, поскольку затравочное спонтанное излучение, зарождающееся в нем, испытывает наибольшее усиление при прохождении активной среды усилителя. Поскольку эффективная длина L_1 такого участка заранее не известна, имеет смысл проварьировать в расчетах его длину, чтобы найти такое значение L_1 , когда выходная интенсивность УСИ перестает существенно изменяться с ростом L_1 . Используя полученные значения $I_{\text{ВЫХ}}^{L_1}(1)$, как входные параметры при решении трансцендентного уравнения (66), были получены величины интенсивности УСИ $I_{\text{ВЫХ}}^{2L_2}(1)$ после прохода по участку с L_2 в прямом и обратном направлениях, а при решении другого трансцендентного уравнения (67) – интенсивность УСИ на выходе усилителя $I_{\text{ВЫХ}}^{\text{УСИ}}(1)$. В таблице 2 представлены результаты расчетов на первом этапе интенсивности УСИ на различных участках активной среды усилителя при варьировании длины начального участка L_1 . Полученные на первом этапе данные далее были использованы в качестве входных параметров в расчетах на втором этапе, когда насыщение активной среды на участке с длиной L_1 учитывалось таким образом, что уравнение (42) принимало вид:

$$I_{\text{ВЫХ}}^{L_1}(2) = I_{\text{ВХ}}^{L_2}(2) = \frac{D}{R_{\text{затв}}} \cdot \int_0^{L_1} \exp\left(\frac{\alpha_0^{\text{макс}} \cdot \ell}{(1 + I_{\text{ср}}^{L_1}(1)/I_s)}\right) d\ell, \quad (69)$$

где $I_{\text{ср}}^{L_1}(1) = (I_{\text{ВЫХ}}^{\text{УСИ}}(1) + I_{\text{ВЫХ}}^{2L_2}(1))/2$.

Таблица 2. Величины интенсивности УСИ на различных участках активной среды усилителя без учета насыщения активной среды и сужения спектральных линий при усилении ($R_{\text{затв}}=0,5\%$)

L_1 , см	$I_{\text{ВЫХ}}^{L_1}(1)$, Вт/см ²	L_2 , см	$I_{\text{ВЫХ}}^{2L_2}(1)$, Вт/см ²	$I_{\text{ВЫХ}}^{\text{УСИ}}(1)$, Вт/см ²
30	$1,3 \cdot 10^{-10}$	310	454	818
50	$4,8 \cdot 10^{-10}$	290	334	927
70	$1,7 \cdot 10^{-9}$	270	225	1028
90	$5,6 \cdot 10^{-9}$	250	128	1102

Пересчитав с помощью уравнения (69) величину $I_{\text{ВЫХ}}^{L_1}(2)$, учитывающую уже насыщение на участке с L_1 , далее заново пересчитываются новые значения $I_{\text{ВЫХ}}^{2L_2}(2)$ из решения уравнения (66) и $I_{\text{ВЫХ}}^{\text{УСИ}}(2)$ из решения уравнения (67). Затем эти значения подставляются в уравнение (72), и проводятся следующие итерации по пересчету интенсивностей $I_{\text{ВЫХ}}^{L_1}(2)$, $I_{\text{ВЫХ}}^{2L_2}(2)$ и $I_{\text{ВЫХ}}^{\text{УСИ}}(2)$ до тех пор, пока значения этих интенсивностей на текущей и предыдущей итерациях не станут отличаться друг от друга менее чем на 1%. Результаты расчета величин $I_{\text{ВЫХ}}^{L_1}(2)$, $I_{\text{ВЫХ}}^{2L_2}(2)$ и $I_{\text{ВЫХ}}^{\text{УСИ}}(2)$ на последней итерации приведены в таблице 3.

Таблица 3. Величины интенсивности УСИ на различных участках активной среды усилителя при учете насыщения активной среды и сужения спектральных линий при усилении ($R_{\text{затв}}=0,5\%$)

L_1 , см	$I_{\text{ВЫХ}}^{L_1}(2)$, Вт/см ²	L_2 , см	$I_{\text{ВЫХ}}^{2L_2}(2)$, Вт/см ²	$I_{\text{ВЫХ}}^{\text{УСИ}}(2)$, Вт/см ²	$a_{\text{н}}$, см ⁻¹	$I_{\text{ВЫХ}}^{\text{УСИ}}(3)$, Вт/см ²
30	$6,2 \cdot 10^{-11}$	310	372	715	0,05315	118,2
50	$1,3 \cdot 10^{-10}$	290	210	734	0,0532	122,1
70	$2,2 \cdot 10^{-10}$	270	139	854	0,05343	141,9
90	$3,7 \cdot 10^{-10}$	250	17,5	584	0,05285	97,2

На третьем этапе расчетов помимо насыщения также было учтено сужение спектральных переходов в процессе усиления согласно формуле (57). Для ее использования в расчетах нужно знать реальный коэффициент усиления активной среды при тех уровнях насыщения, которые обусловили получение значений $I_{\text{ВЫХ}}^{\text{УСИ}}(2)$, приведенных в таблице 3. Поэтому реальный коэффициент усиления при насыщении α_n можно оценить, решая уравнение

$$I_{\text{ВЫХ}}^{\text{УСИ}}(2) = D \cdot \int_0^{2L_a^{\text{УС}}} e^{\alpha_n \cdot \ell} d\ell = \frac{D}{\alpha_n} (e^{2\alpha_n \cdot L_a^{\text{УС}}} - 1) \quad (70)$$

относительно α_n , беря величины $I_{\text{ВЫХ}}^{\text{УСИ}}(2)$ из таблицы 3, где после расчетов по формуле (70) также приведены соответствующие величины α_n . Подставляя их в уравнение (57) были найдены интенсивности УСИ $I_{\text{ВЫХ}}^{\text{УСИ}}(3)$ на выходе усилителя с длиной активной среды $L_a^{\text{УС}}=340$ см при учете как насыщения в активной среде, так и сужения спектральных линий при усилении.

Результаты аналогичных расчетов интенсивностей УСИ на различных участках активной среды, но только для пониженного коэффициента отражения от электрооптического затвора $R_{\text{затв}}=0,1\%$, представлены в таблице 4. Как и ожидалось, интенсивности УСИ оказались несколько ниже, чем в таблице 3.

Таблица 4. Величины интенсивности УСИ на различных участках активной среды усилителя при учете насыщения активной среды и сужения спектральных линий при усилении ($R_{\text{затв}}=0,1\%$)

$L_1, \text{ см}$	$I_{\text{ВЫХ}}^{L_1}(2), \text{ Вт/см}^2$	$L_2, \text{ см}$	$I_{\text{ВЫХ}}^{2L_2}(2), \text{ Вт/см}^2$	$I_{\text{ВЫХ}}^{\text{УСИ}}(2), \text{ Вт/см}^2$	$\alpha_n, \text{ см}^{-1}$	$I_{\text{ВЫХ}}^{\text{УСИ}}(3), \text{ Вт/см}^2$
30	$6,7 \cdot 10^{-11}$	310	220	508	0,05507	82,7
50	$1,49 \cdot 10^{-10}$	290	100	510	0,05508	83,3
70	$2,84 \cdot 10^{-10}$	270	28	453	0,0549	74
90	$5,14 \cdot 10^{-10}$	250	5,3	360	0,05456	59,3

Сравнивая расчетные величины α_n в таблице 3 с максимальным значением коэффициента усиления слабого сигнала $\alpha_0^{\text{макс}}=0,06 \text{ см}^{-1}$, видим, что потери запасенной в активной среде удельной энергии за счет наличия УСИ не превышают 10% при вы-

бранной длине активной среды в усилителе $L_a^{yc}=340$ см. Конечно, можно увеличить L_a^{yc} и свыше 340 см, но тогда будут увеличиваться и потери запасенной в активной среде удельной энергии, что приведет к падению эффективности использования запаса компонентов лазерного топлива в системе хранения. А это очень нежелательно. Для оценки степени влияния угла расходимости УСИ в таблице 5 приведены результаты аналогичных расчетов при $R_{затв}=0,3\%$ и угле расходимости, в 5 раз превышающем дифракционный предел. Как видно из этой таблицы, увеличение угла расходимости УСИ с 2-х дифракционных пределов до 5-ти дифракционных пределов не приводит к существенному росту интенсивности выходного УСИ, что позволяет надеяться на его относительно слабое влияние на энергетические характеристики плоскоблочных усилительных каскадов.

Таблица 5. Величины интенсивности УСИ на различных участках активной среды усилителя при учете насыщения активной среды и сужения спектральных линий при усилении ($R_{затв}=0,3\%$, угол расходимости в 5 раз превышает дифракционный предел)

L_1 , см	$I_{\text{вых}}^{L_1}(2)$, Вт/см ²	L_2 , см	$I_{\text{вых}}^{2L_2}(2)$, Вт/см ²	$I_{\text{вых}}^{\text{УСИ}}(2)$, Вт/см ²	a_n , см ⁻¹	$I_{\text{вых}}^{\text{УСИ}}(3)$, Вт/см ²
30	$6,07 \cdot 10^{-11}$	310	317	645	0,05378	106,9
50	$1,24 \cdot 10^{-10}$	290	163	648	0,053786	107,3
70	$2,17 \cdot 10^{-10}$	270	54	595	0,05365	98,2
90	$3,55 \cdot 10^{-10}$	250	10,3	479	0,05333	79,7

1.6 Расчет энергетических характеристик оконечного усилителя коротких импульсов НФ-излучения

Сначала рассмотрим случай оконечного усилителя, построенного на основе крупноразмерного ГАС с плоской сопловой решеткой (см. рисунок 16). В качестве прототипа ГАС типа Н00 с размерами аппретуры (5×40) см² и длиной активной среды вдоль оптической оси, равной $L_a^{yc}=135$ см. Для компенсации тяги выхлопного потока целесообразно ГАС оконечного усилителя разбить по высоте на две части и расположить каждую часть симметрично относительно центральной оси КА около его оболочки, чтобы обеспечить выхлоп отработанных газов каждой части ГАС непосредственно в окружающее пространство без необходимости использования в данном

случае сверхзвуковых диффузоров, как предложено в работе [67]. Учитывая, что, как было определено в разделе 1.4, длина активной среды усилителя составляет $L_a^{\text{пред}} = 80$ см, а согласно разделу 1.5 общая длина усилительных каскадов на основе плоскоблочного ГАС не должна превышать $L_a^{yc} = 340$ см, отсюда длина активной среды оконечного усилителя составит $L_a^{\text{ок. yc}} = L_a^{yc} - L_a^{\text{пред}} = 260$ см.

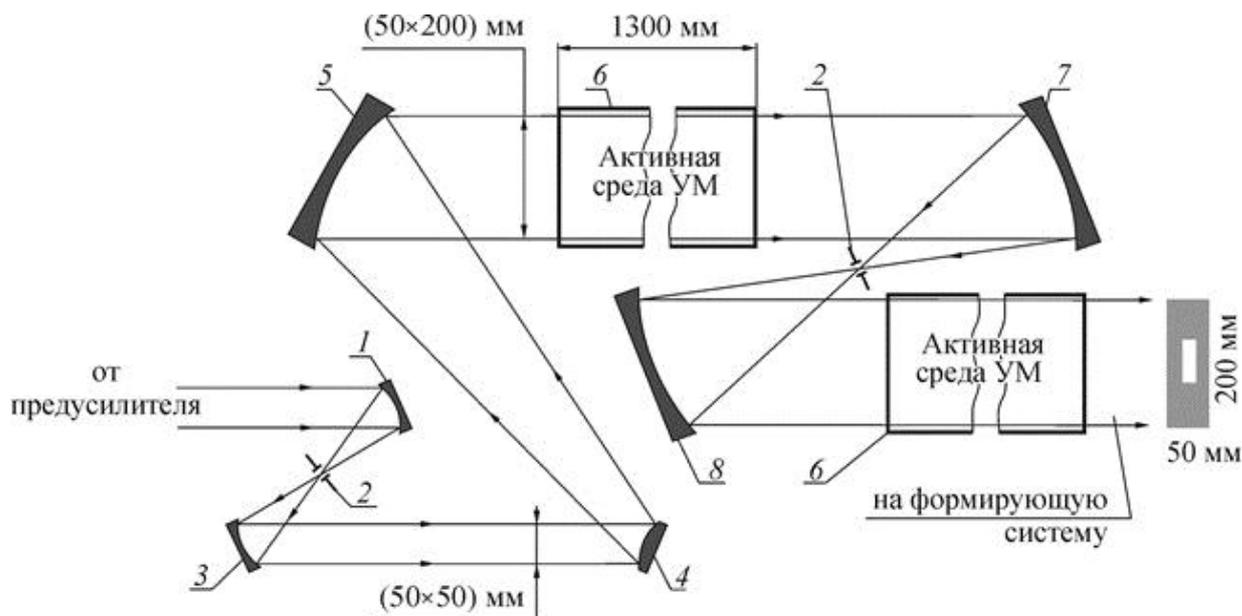


Рисунок 16 – Оптическая схема однопроходового оконечного усилителя на основе двух последовательно расположенных плоскоблочных ГАС (однопроходовых усилителей мощности): 1, 3, 7, 8 – сферические зеркала пространственных фильтров; 2 – диафрагмы; 4, 5 – зеркала цилиндрического расширяющего телескопа; 6 – ГАС двух блоков однопроходового усилителя.

Таким образом, оптическая схема данного плоскоблочного оконечного усилителя (рисунок 16) включает в себя два последовательно расположенных ГАС с размерами апертуры $(5 \times 20) \text{ см}^2$ и общей длиной усиливающей активной среды $L_a^{yc} (\text{окон}) = (2 \times 130) \text{ см} = 260$ см. Для уменьшения влияния aberrаций целесообразно предусмотреть использование в оптической схеме пространственных фильтров (зеркала 1, 3 и 7, 8), пропускание которых резко зависит от направления распространения излучения. Они представляют собой систему из двух софокусных зеркал и помещенной в их общем фокусе диафрагмы с малым отверстием.

Поскольку из предусилителя выходит пучок с размерами апертуры $S_a^{\text{пред}} = 5 \text{ см} \times 5 \text{ см}$, то для полного заполнения выходной апертуры оконечного усилителя с площадью $S_a^{\text{ок.у.с}} = 20 \text{ см} \times 5 \text{ см}$ необходимо выходящий из предусилителя пучок излучения расширить в четыре раза вдоль высоты сопловой решетки. В схеме на рисунке 16 это предлагается осуществить с помощью цилиндрического согласующего телескопа, образованного зеркалами 3, 4. Четырехкратное увеличение апертуры пучка приведет соответственно к четырехкратному уменьшению плотности энергии импульса излучения на одном колебательно-вращательном переходе на входе в ОУМ по сравнению с плотностью энергии импульса излучения на выходе предусилителя. Таким образом, будем иметь

$$\begin{aligned} E_{\text{ВХ}}^{\text{ок.у.с}}(1-0) &\approx 0,25 E_{\text{ВЫХ}}^{\text{пред}}(1-0) \approx 1,3 \cdot 10^{-4} \text{ Дж/см}^2, \\ E_{\text{ВХ}}^{\text{ок.у.с}}(2-1) &\approx 0,25 E_{\text{ВЫХ}}^{\text{пред}}(2-1) \approx 3,5 \cdot 10^{-5} \text{ Дж/см}^2. \end{aligned} \quad (71)$$

Для вычисления полной энергии импульса излучения $W_{\text{ВХ}}^{\text{ВЫХ}}$ (пл) на выходе описанного выше плоскоблочного оконечного усилителя воспользуемся формулами (38, 39). Учитывая, что в каждой колебательной полосе генерация происходит на 6-ти колебательно-вращательных переходах, в результате получим

$$\begin{aligned} W_{\text{ИМП}}^{\text{ВЫХ}} &= 6 \cdot S_a^{\text{ок.у.с}} \cdot E_s^{1-0} \cdot \ln \left\{ 1 + \left[\exp \left(\frac{E_{\text{ВХ}}^{\text{ок.у.с}}(1-0)}{E_s^{1-0}} \right) - 1 \right] \cdot \exp \left(2 \cdot \sigma_D^{1-0} \cdot \Delta N_{1-0}^k \cdot L_a^{\text{ок.у.с}} \right) \right\} + \\ &+ 6 \cdot S_a^{\text{ок.у.с}} \cdot E_s^{2-1} \cdot \ln \left\{ 1 + \left[\exp \left(\frac{E_{\text{ВХ}}^{\text{ок.у.с}}(2-1)}{E_s^{2-1}} \right) - 1 \right] \cdot \exp \left(2 \cdot \sigma_D^{2-1} \cdot \Delta N_{2-1}^k \cdot L_a^{\text{ок.у.с}} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (72)$$

Подставляя в данное выражение величины E_s^{1-0} и E_s^{2-1} , согласно (53а,б), значения $E_{\text{ВХ}}^{\text{ок.у.с}}(1-0)$ и $E_{\text{ВХ}}^{\text{ок.у.с}}(2-1)$ в соответствии с (71), величины σ_D^{1-0} и σ_D^{2-1} , согласно (7), и величины ΔN_{1-0}^k и ΔN_{2-1}^k согласно (10а,б), найдем полную энергию импульса НФ-излучения на выходе оконечного усилителя на основе плоскоблочного ГАС типа Н00 с длиной активной среды $L_a^{\text{у.с}} = 260 \text{ см}$ $W_{\text{ИМП}}^{\text{ВЫХ}}$ (пл) $\approx 1 \text{ Дж}$, что удовлетворяет сформулированным выше требованиям к энергии импульса излучения для воздействия на опасные ФКМ.

1.7 Расчет мощности непрерывного излучения системы

Для подпитки энергией действующих КА, как будет обосновано в разделе 4.3, требуется непрерывное HF-излучение. Расчет ЗГ, представленного на рисунке 12, работающего в непрерывном режиме (на ячейки Поக்கельса не подается управляющее напряжение) был произведен в программе при использовании системы уравнений Навье-Стокса в приближении узкого канала. В качестве входных параметров для расчета помимо параметров резонатора и длины активной среды ЗГ были заданы топливная композиция ГАС $\text{NF}_3\text{-D}_2\text{-He-N}_2$ и ее мольный состав: $n_{\text{F}}=0,111$, $n_{\text{DF}}=0,222$, $n_{\text{He}}=0,611$, $n_{\text{N}_2}=0,056$.

Рассчитанная приведённая мощность, получаемая в ЗГ, составила 36 Вт/см^2 . Распределение интенсивности вдоль по потоку активной среды представлена на рисунке 17.

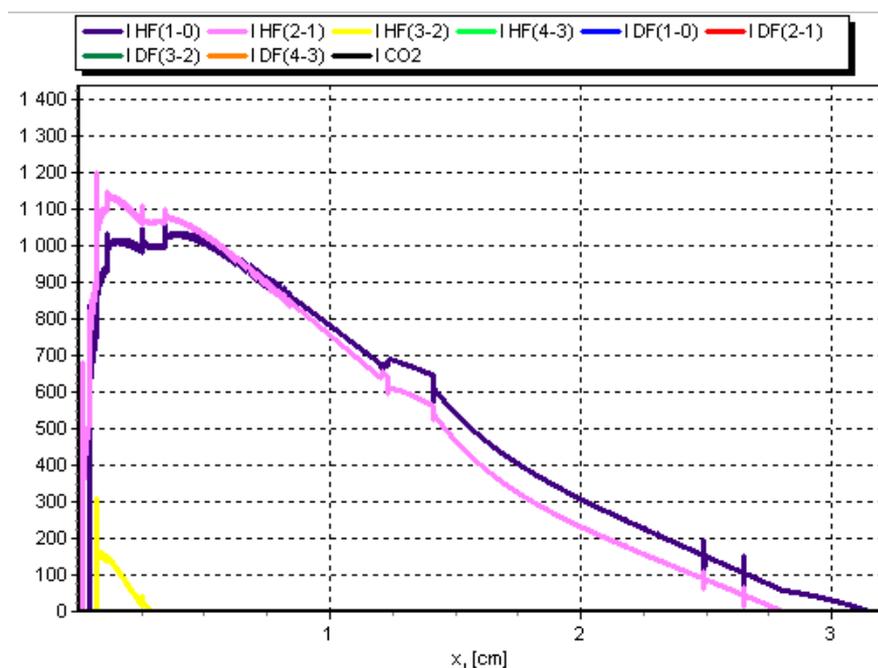


Рисунок 17 - Распределение интенсивности вдоль по потоку активной среды ЗГ.

Поскольку аппаратура ЗГ представляет собой квадрат со сторонами $1,1 \text{ см} \times 1,1 \text{ см}$, то на выходе из ЗГ имеем интенсивность излучения $I_{\text{ЗГ}}^{\text{блх}}=43,56 \text{ Вт}$. Далее для согласования апертур ЗГ и ПУМ, размер апертуры которого $5 \text{ см} \times 5 \text{ см}$, предлагается использовать сферический согласующий телескоп $M_c=4,545$. Рассчитаем его параметры. Базу согласующего телескопа можно вычислить по формуле [68]:

$L_c \geq \frac{D_c}{2} \sqrt[3]{\frac{M_c-1}{M_c} * \frac{D_c}{\lambda}}$, здесь D_c – размер пучка на выходе согласующего телескопа.

Подставив в эту формулу $D_c=5$ см и $M_c=4,545$ получим $L_c \geq 60,15$ см. Выберем базу согласующего телескопа $L_c = 61$ см. Радиусы зеркал для данного телескопа найдем из формулы $R_c = \frac{L_c}{(M_c-1)/2M_c}$, где R_c – радиус кривизны большого зеркала телескопа, равный $R_c = 156,4$ см, а радиус малого зеркала $R_m = R_c - L_c = 95,4$ см.

Пересчитав мощность на входе ПУМ имеем $P_{\text{ПУМ}}^{\text{ВХ}} = 1,742$ Вт/см². Мощность излучения на выходе ПУМ найдем из соотношения для усиления в ненасыщенном режиме

$$P_{\text{ПУМ}}^{\text{ВЫХ}} = P_{\text{ПУМ}}^{\text{ВХ}} \cdot e^{\alpha_{\text{ср}} \cdot L_{\text{ак}}} \quad (73)$$

При длине активной среды ПУМ 80 см и величине $\alpha_{\text{ср}}=0.06$ см⁻¹ получим $P_{\text{ПУМ}}^{\text{ВЫХ}} = 211,67$ Вт/см², что соответствует интенсивности на выходе ПУМ $I^{\text{ВЫХ}} = 5,3$ кВт, что вполне сочетается с требованиями по энергетике излучения для дистанционной подпитки КА. В этом случае необходимости в применении оконечного усилителя нет, но для согласования оптической схемы УМ, который имеет апертуру 20 см x 5 см после ПУМ необходимо использовать цилиндрический согласующий телескоп с $M_c=4$. Оценка базы согласующего телескопа дает величину $L_c \geq 376,97$ см. Выберем базу согласующего телескопа $L_c = 377$ см. Радиусы зеркал для данного телескопа найдем из формулы $R_c = \frac{L_c}{(M_c-1)/2M_c}$, где R_c – радиус кривизны большого зеркала телескопа, равный $R_c = 1005,33$ см, а радиус малого зеркала $R_m = R_c - L_c = 628,33$ см.

Далее излучение перенаправляется на формирующую оптическую схему силового канала излучения.

Выводы к главе 1

1. Разработана оптическая система формирования мощной импульсно-периодической генерации излучения в энергоустановке на основе НФ-НХЛ. Обосновано применение в ней системы ЗГ-ПУМ-ОУМ. Сформулированы требования к излучению ЗГ, приводящие к противоречивым требованиям: излучение дифракционного качества, необходимая длительность и энергию импульсов, необходимая частота их повторения, не разрушение оптических элементов в ЗГ, отсутствие генерации в промежутке между импульсами, когда усилительные свойства активной среды в ЗГ вос-

становливаются до исходного уровня. Исходя из компромисса между этими требованиями, опираясь на результаты работы [36] по экспериментальному получению импульсно-периодической генерации, было обосновано применение внутри ЗГ двух электрооптических затворов CdTe для модуляции добротности ПР и для повышения порога возникновения генерации в промежутках между импульсами. Найдена предельно-допустимая длина активной среды в ЗГ (80 см).

2. Обосновано для обеспечения достаточного уровня насыщения активной среды в усилительных каскадах помимо ОУМ HF-излучения применение после ЗГ двухпроходowego ПУМ с длиной одного прохода 40 см и апертурой 5 см x 5 см, имеющий общий с ЗГ ГАС.

3. Расчеты для DF-излучения показали, что на выходе блока ЗГ-ПУМ можно получать необходимую для осуществления мониторинга атмосферы энергию импульсов ~5 мДж на нужных колебательно-вращательных переходах, то ОУМ в данном случае не используется.

4. Расчет параметров непрерывного HF-излучения при использовании только ЗГ-ПУМ без ОУМ показал, что на выходе такой системы достигается мощность излучения ~ 5 кВт.

5. Оценена предельная длина активной среды в ОУМ, обусловленная возникновением вредного мощного усиленного спонтанного излучения в момент времени между соседними импульсами излучения, когда усилительные свойства активной среды в HF-усилителе восстанавливаются до прежнего уровня, что может привести к существенному снижению запасенной в активной среде HF-усилителя энергии ко времени прихода очередного импульса излучения на вход усилительных каскадов. При допустимых потерях запасенной в активной среде энергии не более 10% и при среднем коэффициенте усиления $0,06 \text{ см}^{-1}$ общая длина активной среды в усилительных каскадах не должна превышать 340 см. Таким образом, длина активной среды в ОУМ за вычетом длины активной среды в ПУМ не должна превышать 260 см. В качестве прототипа ГАС ОУМ взят ГАС типа Н00, разработанного в «НПО Энергомаш» с размерами апертуры $(5 \times 40) \text{ см}^2$ и длиной активной среды вдоль оптической оси, равной $L_a^c = 135 \text{ см}$. На выходе такого ОУМ достижима полная энергия импульса HF-излучения ~ 1 Дж.

Глава 2 РАЗРАБОТКА ОПТИЧЕСКОЙ ФОРМИРУЮЩЕЙ И ИНФОРМАЦИОННО-ПРИЦЕЛЬНОЙ СИСТЕМ (ФИПС)

2.1 Обоснование общих требований к системе обнаружения опасных ФКМ (по солнечному блику или по локационному сигналу)

Обнаружение частиц ФКМ осуществляется преимущественно с использованием радиолокации в миллиметровом диапазоне и оптической пеленгации по рассеянному солнечному свету. Оптические методы в коротковолновой области спектра (0,3 мкм...1,0 мкм), как известно, превосходят радиолокационные по чувствительности и разрешающей способности. Однако при наблюдении в области тени или на фоне Земли, освещенной Солнцем, пропадает световой контраст изображения точечной цели на фоне шумов, и увеличивается вероятность регистрации ложных целей.

Поскольку нам нужно контролировать опасные ФКМ (то есть размером от 1 см до 10 см, движущиеся с высокой относительной скоростью), то от системы обнаружения требуются исключительно высокая точность, чувствительность и быстроедействие вне зависимости от условий наблюдения. Как показывают расчеты, представленные в следующем разделе, выполнение этих требований обеспечивают только активные методы локации с лазерной подсветкой.

Эффективность локации зависит от спектральной плотности фоновых шумов, обусловленных солнечным излучением, излучением земной поверхности, Луны, звезд и т.д. Таким образом, локационный лазер должен иметь такую длину волны, на которой уровень шумов, даже при работе локатора на фоне земной поверхности и атмосферы, освещенной Солнцем, на порядок меньше порога чувствительности фотоприемников [50].

2.2 Обоснование выбора типа лазерного локатора

Рассмотрим требования к лазеру локатора. Из работ [69...71] известно, что лазер локатора должен иметь следующие характеристики:

- 1) работать в импульсно-периодическом режиме с длительностью импульса $\tau_{\text{и}} \approx 20$ нс;
- 2) иметь энергию излучения в моноимпульсе $> 0,1$ Дж в видимом диапазоне

($\lambda=0,53$ мкм);

3) обеспечивать частоту повторения импульсов $\sim (25...50)$ Гц.

Обычно в качестве такого лазера используется ИАГ: Nd-лазер на основе ВРМБ-зеркала и удвоением частоты на основе кристалла ДКДР. Как было показано в [72], ИАГ:Nd-лазер среди твердотельных лазеров, использующихся в локационных системах, обладает высокими энергетическими параметрами при сравнительно низких массогабаритных параметрах, что особо ценно ввиду расположения локатора на борту МКЛЭУ. Выберем в качестве локационного лазера ИАГ ($\lambda=0,53$ мкм) с длительностью импульса $\tau_{\text{лок}}=20$ нс. Одна из схем построения такого лазера представлена на рисунке 18 [70].

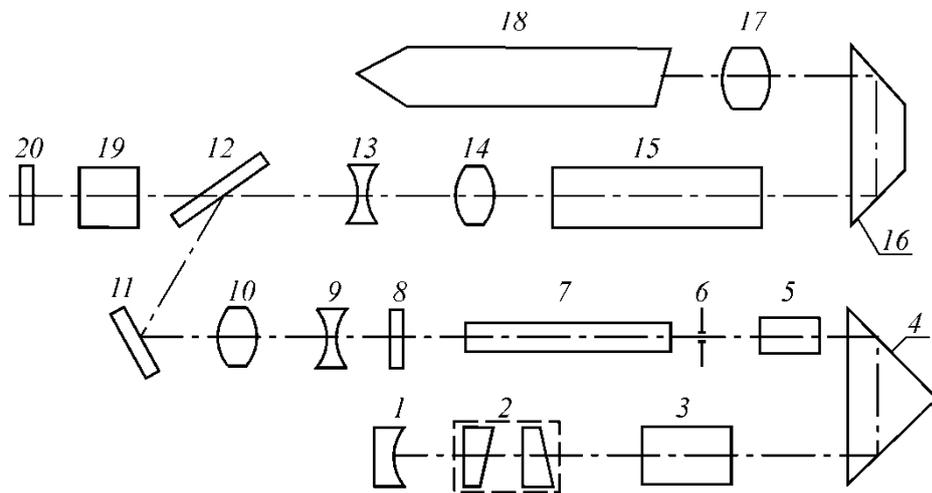


Рисунок 18 – Принципиальная схема генератора локатора.

Лазер работает следующим образом. Задающий генератор 7, выполненный на ИАГ:Nd диаметром 3 мм и длиной 65 мм, работает в режиме модулированной добротности с пассивным затвором 3 из кристалла LiF с F-центрами окраски. В начальный момент времени пропускание затвора $\sim 17\%$. Селекция поперечных мод резонатора осуществлялась расположением внутри его диафрагмы с диаметром 1,8 мм. Следуя [70], отметим следующее. С целью уменьшения габаритов излучателя и достижения стабильности юстировки в резонатор вводится трипель-призма 4, а угловая настройка осуществляется клиновым комплексом 2. В качестве выходного зеркала ЗГ используется пластина-селектор 8, в качестве вогнутого зеркала 1 – с радиусом кривизны $R \approx 800$ мм: длина резонатора – 750 мм, для накачки ЗГ используется лампа

ИНП 4-5/60. Задающий генератор выдает импульс с $\tau_{и}^{3Г} = 25$ нс и энергией (7...8) мДж в основной поперечной моде с частотой (25...50) Гц. Накачка ЗГ составляет (18...22) Дж с длительностью $\tau_{и}^{нак} \approx 150$ нс. Генерация происходит на одной продольной моде в большинстве импульсов (70%), в остальных случаях на 2...3-х продольных модах. Пластина 5 устанавливается под углом Брюстера и обеспечивает линейно-поляризованное излучение.

Далее луч расширяется телескопом 9, 10 до $\varnothing 3,5$ мм и зеркалом 11 направляется через поляризатор 12 и 1,5-кратный телескоп 13, 14 в усилитель с активным элементом 15 ($\varnothing 6,5$ на 65 мм). После двукратного прохождения через четвертьволновую призму 16 и отражения сфокусированного линзой 17 излучения от ВРМБ-кюветы 18 (наполнитель четыреххлористый кремний SiCl_4) импульс изменяет поляризацию на ортогональную и вторично проходит активный элемент усилителя и телескоп 13, 14 и попадает на удвоитель частоты 19 (длина удвоителя 40 мм).

Рассчитаем, какой энергией в импульсе должен обладать такой лазер, чтобы система лазерной локации ФКМ была эффективной. Поскольку на расстоянии 2 км от МКЛЭУ уже нужно начать воздействие на ФКМ, то на большем расстоянии ФКМ нужно обнаружить и успеть навести на него силовое излучение. Поэтому зададимся минимальным расстоянием для локации ФКМ $L_{лок} = 20$ км, на котором локационная система должна будет обнаружить ФКМ. Рассмотрим этот процесс более подробно. В качестве типа и размера ФКМ для расчетов возьмем наихудший вариант для локационной системы ФКМ: минимальный размер рассматриваемых опасных ФКМ составляет 1 см, а альbedo является одним из наихудших ($r = 0,2$).

В качестве элементов приемных матриц предлагается использовать ПЗС-матрицы (сокр. от "прибор с зарядовой связью") на основе кремния, спектральная чувствительность которых находится в диапазоне $\lambda = 0,5$ мкм...1,5 мкм. Одним из разработчиков и производителей таких матриц на данный момент в России является ЗАО Научно-производственное предприятие "ЭЛАР". Там выпускается ПЗС-матрица типа ELCSM 1085, работающая в заданном спектральном диапазоне, число элементов в которой (Н×V) 2050×2300, размер ячейки 8,2 мкм×8,2 мкм [73]. Для регистрации импульсов с длительностью $\tau_{лок} = 20$ нс постоянная времени фотоприемника должна быть не хуже нескольких наносекунд, чему и удовлетворяет выбранная ПЗС-матрица,

имеющая постоянную времени (3...10) нс [73].

Рассчитаем теперь, какое пространство будет видеть матрица с данными параметрами на расстоянии $L=20$ км, учитывая, что в качестве локационного приемного телескопа предлагается использовать выходной телескоп силового канала $D=1$ м ($M_T=5$), если приемную ПЗС-матрицу разместить в фокальной плоскости ($F=40$ см) собирающей линзы. Предложенная выше ПЗС-матрица имеет размер 1,68 см×1,88 см. Рассмотрим ход лучей от короткой стороны матрицы. Тогда после фокусирующей линзы по направлению к телескопу угол расходимости θ_1 составит $\theta_1=1,68 \text{ см}/F=1,68 \text{ см}/40 \text{ см}=0,042$ рад. После прохода через формирующий телескоп расходимость станет равной $\theta_2=\theta_1/M_T=0,042/5=8,4 \cdot 10^{-3}$ рад. Тогда на расстоянии $L_{\text{лок}}=20$ км линейный размер обзора ПЗС-матрицы составит $H=L \cdot \theta_2=2 \cdot 10^6 \text{ см} \cdot 8,4 \cdot 10^{-3}=168 \text{ м}$. Аналогичное рассмотрение хода лучей от длинной стороны матрицы дает линейный размер ее обзора на расстоянии $L_{\text{лок}}=20$ км $H=188$ м. Таким образом, система ПЗС-матрица – формирующий телескоп на расстоянии $L=20$ км видит прямоугольник сторонами 168м×188м. Рассчитаем теперь, какое пространство на $L=20$ км видит 1 пиксель приемной ПЗС-матрицы: $h=H/2050=168 \text{ м}/2050=8$ см. Таким образом, одна ячейка ПЗС-матрицы на расстоянии $L=20$ км видит в сечении квадрат со сторонами $h=8$ см.

Поскольку для ячейки ПЗС на основе кремния обнаружительная способность не хуже $D^* \sim 10^{11} \text{ Гц}^{1/2} \text{ см}/\text{Вт}$ [74], то рассчитаем сначала пороговую чувствительность одной ячейки фотоприемника, которую можно оценить по формуле из [75]:

$$P_{\text{пор}} = \frac{u_c}{u_{\text{ш}}} \cdot \frac{\sqrt{f \cdot S_{\text{пр}}}}{D^*} = 10 \frac{\sqrt{5 \cdot 10^7 \text{ Гц} \cdot 6,75 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2}}{10^{11} \text{ Гц}^{1/2} \text{ см}/\text{Вт}} = 5,8 \cdot 10^{-10} \text{ Вт},$$

где $u_c/u_{\text{ш}}$ – отношение сигнала к шуму, $f=1/\tau_{\text{лок}}$ – ширина полосы пропускания приемного тракта, $S_{\text{пр}}$ – площадь приемного элемента. Для приемной системы, согласованной с длительностью лазерного импульса 20 нс, полоса пропускания составляет порядка 50 МГц.

Рассмотрим теперь случай лоцирования ФКМ размером 1 см на расстоянии $L_{\text{лок}}=20$ км от КА. Поскольку одна ячейка ПЗС-матрицы видит квадрат со стороной $h=8$ см, то сигнал от ФКМ размером 1 см будет приходиться на 1/8 линейного размера

ячейки, то есть на $1 \text{ мкм} \times 1 \text{ мкм}$. Чувствительность данного фрагмента ячейки в данном случае при условии отношения сигнала к шуму, равному 10, составит:

$$P = \frac{u_c}{u_{\text{ш}}} \cdot \frac{\sqrt{f \cdot S_{\text{пр}}}}{D^*} = 10 \frac{\sqrt{5 \cdot 10^7 \text{ Гц} \cdot 10^{-8} \text{ см}^2}}{10^{11} \text{ Гц}^{1/2} \cdot \text{см/Вт}} = 7 \cdot 10^{-11} \text{ Вт}.$$

Соответственно, чтобы уверенно наблюдать на расстоянии $L_{\text{лок}}=20 \text{ км}$ ФКМ размером 1 см , от него отразившись на большое зеркало приемного телескопа, должна вернуться такая же величина мощности излучения $W_{\text{телескоп}}^c = 7 \cdot 10^{-11} \text{ Вт}$. Тогда на ФКМ диаметром 1 см , рассеивающего попавшее на него излучение диффузно в пределах Ламбертова угла, должна приходиться следующая мощность излучения:

$$W_{\text{фкм}} = \frac{W_{\text{телескоп}}^c}{r} \cdot \frac{S_{\text{сферы}}^x}{S_{\text{сектор}}^{\text{сферы}}} = \frac{W_{\text{телескоп}}^c}{r} \cdot \frac{1}{2(1 - \cos\theta_i)} = \frac{7 \cdot 10^{-11} \text{ Вт}}{0,2} \cdot \frac{1}{2 \cdot 1,37 \cdot 10^{-9}} = 0,125 \text{ Вт}.$$

Здесь отношение $\frac{S_{\text{сферы}}^x}{S_{\text{сектор}}^{\text{сферы}}}$ эквивалентно отношению излучения, приходящего на приемное зеркало $D=1 \text{ м}$ с расстояния 20 км , то есть на площадь сектора сферы с радиусом 20 км и углом $\theta_i=5 \cdot 10^{-5} \text{ рад}$ к тому излучению, что попадает на площадь сферы радиусом 20 км , высекаемую телесным Ламбертовым углом. $S_{\text{сектор}}^{\text{сферы}} = 2\pi r^2 (1 - \cos\theta_i)$, а $S_{\text{сферы}}^x = \pi r^2$.

Определим теперь требования к мощности импульсов локационного лазера. Сначала рассчитаем выходной телескоп для локационного лазера. Зададим отклонение расходимости от дифракционного предела $k=6$ и диаметр главного зеркала выходного телескопа локационного лазера $D=12 \text{ см}$. Оценим теперь базу локационного телескопа согласно [68], выбрав коэффициент его увеличения $M_T=6$ (исходя из диаметра стержня локационного лазера 2 см и диаметра главного зеркала $D=12 \text{ см}$):

$$L_T \geq \frac{M_T - 1}{4M_T} \cdot D_T \cdot \sqrt[3]{\frac{M_T - 1}{M_T} \cdot \frac{D_T}{\lambda}} = \frac{5}{24} \cdot 12 \text{ см} \cdot \sqrt[3]{\frac{5}{6} \cdot \frac{12 \text{ см}}{6 \cdot 0,53 \cdot 10^{-4} \text{ см}}} \approx 97 \text{ см}.$$

Таким образом, для локационного лазера рассчитан телескоп, диаметр главного зеркала которого $D=12 \text{ см}$, коэффициент увеличения $M_T=6$ и длина базы телескопа

$L_T=79$ см.

При отклонении расходимости от дифракционного предела $k=6$ диаметр фокального пятна на расстоянии $L_{\text{лок}}=20$ км составит $d_{\text{ф}}=132$ м, а его площадь составит $S_{\text{ф}}=\frac{\pi \cdot d_{\text{ф}}^2}{4}=13,7 \cdot 10^7 \text{ см}^2$. На площадь ФКМ размером 1 см, то есть на площадь $S_{\text{ФКМ}}=0,785 \text{ см}^2$, должна приходиться мощность $W_{\text{ФКМ}}=0,125$ Вт или $I_{\text{ФКМ}}=0,15 \text{ Вт/см}^2$. Следовательно, мощность в фокальном пятне должна составить $W_{\text{ф}}=I_{\text{ФКМ}} \cdot S_{\text{ф}}=0,15 \text{ Вт/см}^2 \cdot 13,7 \cdot 10^7 \text{ см}^2=2,6 \cdot 10^7 \text{ Вт}$. При длительности импульса $\tau=20$ нс можно рассчитать энергию моноимпульса: $E=W_{\text{ф}} \cdot \tau_{\text{лок}} \approx 0,52$ Дж.

Определим теперь требование к частоте повторений импульсов локационного лазера. Направление сканирования известно – это траектория эллиптической орбиты, которая изменяется в зависимости от высоты круговой орбиты, на которой находится КА. Поскольку наиболее опасны случаи, когда ФКМ налетают на КА под углами $\pm 7,5^\circ$, то и будем сканировать в заданном направлении пространство, которое в поперечном сечении относительно скорости движения на расстоянии $L_{\text{лок}}=20$ км представляет собой круг диаметром 5266 м. Тогда, с учетом перекрытия всего данного круга, в нем укладывается 1590 фокальных пятен диаметром $d_{\text{ф}}=132$ м. Итого, чтобы просканировать заданный круг нужно 1590 импульсов. Предположим, что сканирование данного квадрата происходит за время $t=1$ с. Тогда, при наихудшей скорости сближения $v \sim 2,5$ км/с ФКМ пройдет расстояние $\sim 2,5$ км и, если при первом импульсе ФКМ находился на расстоянии ~ 20 км, приблизится к КА на расстояние $\sim 17,5$ км. Поскольку воздействие силовым излучением начинается на расстоянии ~ 2 км, то у МКЛЭУ будет вполне достаточно времени (~ 6 с), чтобы сопроводить частицу, пока он сблизится с КА на нужное расстояние, совместить локационный и силовой каналы и начать воздействие. Таким образом, частоту повторений импульсов локационного лазера предлагается выбрать $f=1590$ Гц.

Определим мощность, требуемую для питания выбранного лазера. При условии того, что накачка осуществляется фотодиодными элементами с КПД $\eta=50\%$, мощность $W=E \cdot f / \eta = 0,52 \cdot 1590 / 0,5 \approx 1,65$ кВт.

Рассмотрим теперь, какой сигнал будет приходиться на ПЗС при отражении солнечного света от ФКМ с теми же параметрами и при нахождении ФКМ на том же расстоянии $L_{\text{лок}}=20$ км. Поскольку интенсивность солнечного излучения можно при-

нять равной $I_C=1,4\text{кВт/м}^2=0,14\text{ Вт/см}^2$. Тогда на частицу ФКМ размером 1 см приходит излучение мощностью $W_C^{\text{ФКМ}}=0,11\text{ Вт}$. В поле зрения большого зеркала приемного телескопа попадет мощность отраженного солнечного излучения $W_{\text{С.Тел}}^{\text{ФКМ}} = (1 - \cos\theta_i) \cdot r \cdot I_C = 1,37 \cdot 10^{-9} \cdot 0,2 \cdot 0,14\text{ Вт/см}^2 = 3,8 \cdot 10^{-11}\text{ Вт}$. Таким образом, на фрагмент одной ячейки ПЗС-матрицы размером 1 мкм×1 мкм придет сигнал, интенсивность которого равна этой же величине. Чувствительность данного фрагмента ячейки фотоприемника в случае модуляции проходящего на матрицу излучения с частотой 1 кГц составит [75]:

$$P = \frac{u_c}{u_{\text{ш}}} \cdot \frac{\sqrt{f \cdot S_{\text{пр}}}}{D^*} = 10 \frac{\sqrt{1000\text{ Гц} \cdot 10^{-7}\text{ см}^2}}{10^{11}\text{ Гц}^{1/2}\text{ см/Вт}} \approx 10^{-12}\text{ Вт}.$$

То есть мощность, приходящаяся на одну ячейку ПЗС-матрицы, в 40 раз выше чувствительности ячейки фотоприемника, и можно сделать вывод, что ФКМ размером 1 см можно обнаружить по солнечному блику, а локационный лазер следует применять лишь при наблюдении ФКМ в области тени.

2.3 Разработка оптической ФИПС с отдельными передающим и принимающим локационными каналами и наведением лазерного излучения на ФКМ с помощью выходного формирующего каскадного телескопа

Рассмотрим теперь более подробно процесс обнаружения, сопровождения ФКМ и наведения на них силового лазерного излучения. Изначально, если КА не находится в тени, о чем свидетельствуют датчики, расположенные на его обшивке, осуществляется локация ФКМ по солнечному блику. Если КА находится в тени, то локация осуществляется с помощью локационного лазера. При этом сканируется пространство в заданном направлении, сечение которого на расстоянии $L_{\text{лок}}=20\text{ км}$ представляет собой круг диаметром 5266м. Данный периодический анализ пространства осуществляется до тех пор, пока на ПЗС не будет засвечена какая-нибудь ячейка, что будет свидетельствовать о наличии ФКМ в сканируемом пространстве. Далее с помощью ЭВМ по координате засвечиваемой ячейки на ПЗС-матрице идет анализ относительных координат и угла смещения ФКМ относительно оси приемного телескопа. Затем на электроприводы приемного телескопа подаются сигналы для максимального совме-

щения оси телескопа с направлением на ФКМ (грубое наведение: выставление телескопа с отклонением от заданного направления в пределах 1°). Продолжаются в заданную область подаваться импульсы локационного лазера в случае нахождения КА в области тени. Одновременно с этим, по времени между регистрацией посылаемого локационного импульса и его возврата после отражения от ФКМ определяется текущее расстояние от КА до ФКМ, а по временной разности возврата соседних сигналов с помощью элементов дальномера – скорость сближения. В связи с тем, что при пассивной локации существуют трудности в определении расстояния до лоцируемого объекта, то при пассивной локации в случае обнаружения ФКМ в заданной области нужно активизировать лазерный локатор.

Оптическая схема лазерного локатора изображена на рисунке 19. Элементы 21, 24, 19, 20 составляют оптико-механический тракт (ОМТ) передающего канала лазерного локатора. Элементы 9, 8, 7, 6, 5, 4, 3, 2, 10, 15, 27, 28, 24, 25, 26 составляют ОМТ дальномера. Элементы 9, 8, 7, 6, 5, 4, 3, 2, 10, 15, 19, 16, 17 составляют ОМТ приемного информационного канала лазерного локатора. Пришедший в основной телескоп отраженный от ФКМ сигнал через систему зеркал 2...7, 10 подается на призму 15, передняя грань которой хорошо отражает излучение с $\lambda=2,85$ мкм, $\lambda=0,53\dots 0,6$ мкм и пропускает излучение с $\lambda=0,53\dots 0,6$ мкм, а задняя грань хорошо отражает излучение с $\lambda=0,53-0,6$ мкм. Таким образом, локационный сигнал, отразившись от задней грани призмы 15, пройдя через электрооптический затвор 19, который всегда открыт в случае приема отраженного сигнала от локационного лазера, и открывается с частотой 1 кГц в случае локации по солнечному блику (данная частота соответствует уверенному приему сигнала на рассматриваемой ПЗС-матрице), попадает на фокусирующую линзу 16, которая в свою очередь фокусирует излучение на ячейку ПЗС-матрицы 17.

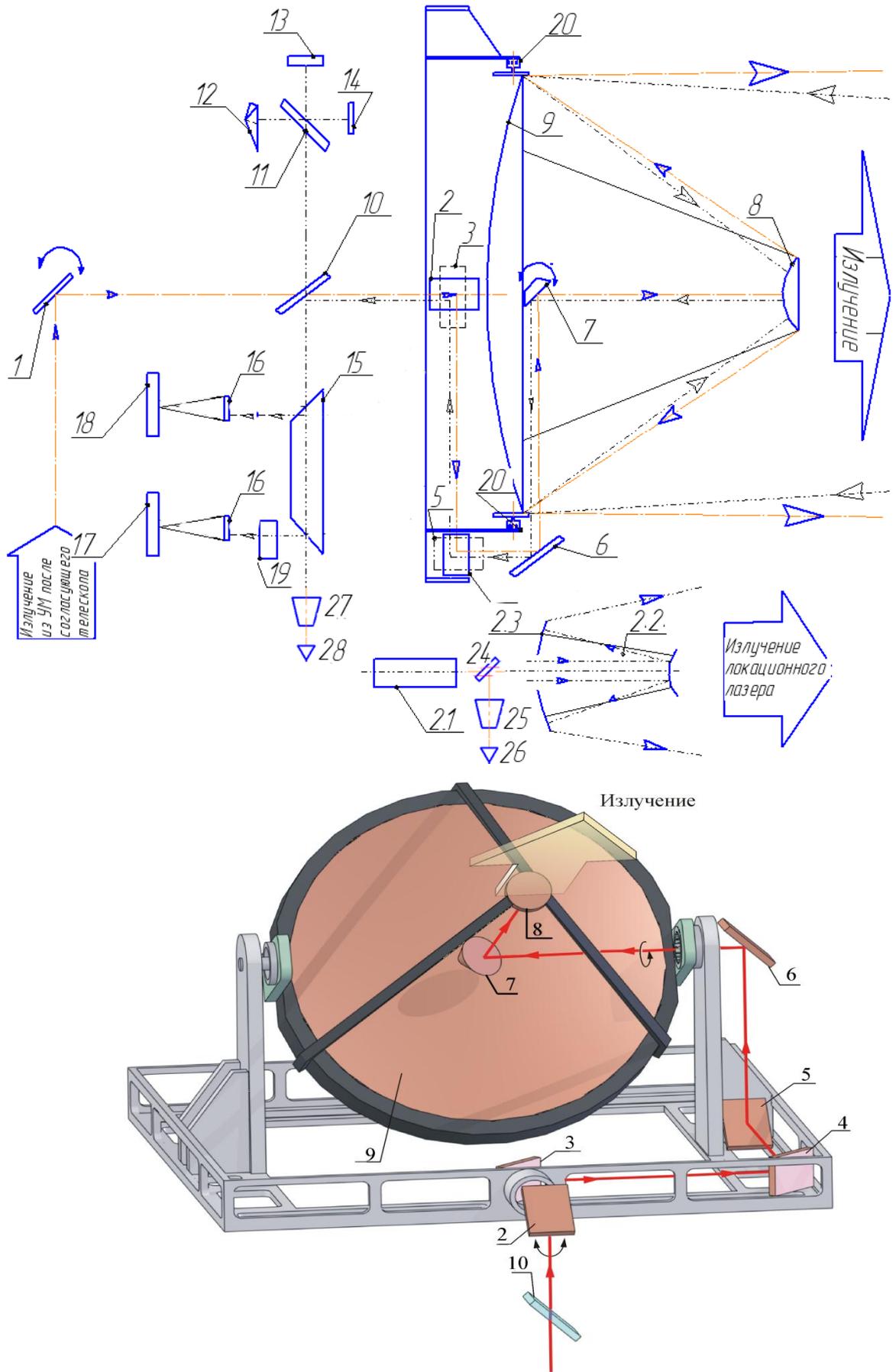


Рисунок 19 –ФИПС (принципиальная комбинированная оптическая схема)*.

Примечание*: 1...7 – поворотные зеркала; 8 – контррефлектор формирующего телескопа; 9 – главное зеркало формирующего телескопа; 10 – пластина, прозрачная для излучения $\lambda=2,85$ мкм и отражающая излучение с $\lambda=(0,5...0,6)$ мкм; 11 – пластина, просветленная для излучения с $\lambda=2,85$ мкм; 12 – трипель-призма с просветленным для $\lambda=2,85$ мкм гранями; 13 и 14 – экраны, поглощающие излучение; 15 – призма, передняя грань которой хорошо отражает излучение с $\lambda=2,85$ мкм $\lambda=(0,53...0,6)$ мкм и пропускает излучение с $\lambda=(0,53...0,6)$ мкм, а задняя грань хорошо отражает излучение с $\lambda=(0,53...0,6)$ мкм ($p/\tau=8/1$); 16 – собирающие линзы; 17 – кремниевая ПЗС-матрица; 18 – ПЗС-матрица на основе InSb; 19 – электрооптический затвор; 20 – электроприводы силового телескопа; 21 – локационный лазер; 22 – контррефлектор телескопа локационного лазера; 23 – большое зеркало телескопа локационного лазера; 24 – светоделительное зеркало ($p/\tau=1/6$); 25, 27 – телескоп кеплеровского типа; 26, 28 – фотоприемник (ЛФД-2, PiN и т.п.).

После того как системой локации ФКМ обнаружен, ось формирующего телескопа максимально возможно совмещена с осью, направленной от центра телескопа до ФКМ (проводится грубое наведение телескопа). В дальномерном канале регистрируется момент посылки импульса локационного лазера 21, который при отражении от грани зеркала 24, поступает через телескоп 25 на фотоприемник 26, сигнал которого запускает счетчик времени в вычислительном управляющем комплексе (ВУК). Отраженный от объекта сигнал через телескоп 27 на фотоприемник 28 останавливает счетчик времени, и в ВУК вычисляется дальность до ФКМ и скорость сближения. По измеренной дальности из ВУК поступает сигнал, по которому приводы устанавливают контррефлектор формирующего телескопа 8 в соответствующей фокусировке лазерного излучения силового канала на ФКМ.

Элементы 1...9 образуют собой канал силового излучения. Излучение из УМ после согласующего цилиндрического телескопа поворотным зеркалом 1 заводится в карданный подвес формирующего телескопа. Зеркала 2 и 3 образуют первый оптический шарнир, позволяющий наводить силовое лазерное излучение на выходе формирующего телескопа в плоскости, перпендикулярной оси КА. После прохождения поворотных зеркал 4 и 5 силовое излучение попадает на второй оптический шарнир, образованный зеркалами 6 и 7. Этот шарнир позволяет наводить силовое излучение в

плоскости, продольной оси КА. Зеркало 7 заводит излучение в формирующий телескоп (зеркала 8 и 9). Из формирующего телескопа излучение направляется на ФКМ.

Центр вращения формирующего телескопа лежит на пересечении осей обоих вращений (примерно центр отражающей поверхности зеркала 7). Вращения формирующего телескопа должны обеспечиваться соответствующими электроприводами. Потребляемая приводами мощность не превышает 1 кВт. Следует отметить, что если ограничиться пространственным углом обзора силового телескопа равным 15° , что является величиной, определенной нами для рассматриваемых функций воздействия на ФКМ, то из крайнего положения $-7,5^\circ$ в другое крайнее положение $+7,5^\circ$ данные электроприводы смогут привести силовой телескоп менее чем за пол секунды.

Система обнаружения, наведения и сопровождения должна выполнять следующие основные функции:

- выводить ось формирующего телескопа на направление целеуказания;
- определять пеленг цели;
- совмещать ось силового излучения с пеленгом цели за счет управления угловым положением зеркала 8;
- управлять угловым положением зеркала 9, минимизируя влияние вибраций зеркал 2...7 силового тракта;
- осуществлять в реальном масштабе времени сопровождение цели с заданной точностью;
- фиксировать факт воздействия на ФКМ.

При поступлении локационного сигнала на ячейку ПЗС-матрицы 17 с приемного телескопа, формирующий телескоп при помощи соответствующих приводов должен быть выставлен в направлении на ФКМ. Далее приводами формирующего телескопа и зеркала 2 излучение заводится на ячейку ПЗС-матрицы 17, расположенную в центральной части матрицы, и далее сигнал локационного излучения удерживается на ней. Для уменьшения потерь света на пластине 9 на ее поверхность наносится интерференционное покрытие, отражающее излучение локационного лазера и спектральный максимум солнечного излучения ($\lambda=0,53$ мкм...0,6 мкм) и хорошо пропускающее волну с $\lambda=2,85$ мкм.

После определения пеленга необходимо направить по нему силовое излучение. Для этих целей используется узел совмещения направлений, состоящий из элементов

15...20. Этот узел выполняется на жесткой платформе, не допускающей заметных относительных перемещений закрепленных на ней элементов. При этом определяется разница в положениях центров "тяжести" засвеченных пятен на матрицах 16 и 17. Желательно стремиться к минимизации этой разницы. Для поддержания параллельности пучков при эксплуатации МКЛЭУ необходимо добиваться, чтобы эта разница была такой же, как при калибровке.

Процесс выставления силового пучка по пленгу цели в МКЛЭУ предлагается проводить следующим образом. В силовой пучок вносится прозрачная для него пластина 10 с просветляющим покрытием, от которой отразится $\sim 0,2\%$ мощности, т.е. достаточно большая величина мощности $\sim 2 \cdot 10^5$ Вт, которая должна поглотиться на экране 13. При следующем отражении от пластины 11 мощность уменьшится до 700 Вт. Эта мощность поступит на трипель-призму 12. Трипель-призма изготовлена из прозрачного для силового излучения $\lambda=2,85$ мкм материала (предположительно КС1). После отражений внутри нее в обратном направлении уйдет пучок мощностью около $1,5 \cdot 10^{-3}$ Вт. После повторного отражения от пластины 10 останется около 10^{-5} Вт. Далее этот маркерный луч для определения его координат, а, следовательно, и направления силового излучения предлагается направлять на ПЗС-матрицу 16 после фокусирования пучка линзой 15. ПЗС-матрица 16 выбирается исходя из ее максимальной чувствительности в диапазоне длин волн около $\lambda=2,85$ мкм. Например, это может быть ПЗС-матрица на основе InSb, область чувствительности которой находится в диапазоне (1...5,5) мм, а порог чувствительности для $\lambda=2,85$ мкм составляет 10...11 [74]. Центр "тяжести" сигнала, пришедшего на матрицу 16, сопоставляется с сигналом пленга от локационной системы на матрице 17. После анализа ЭВМ сигнал рассогласования силового и локационного пучков поступает на приводы управляемого зеркала 1. Управление состоит в поддержании сигнала рассогласования на уровне, близком к нулевому.

Совмещение силового пучка с пленгом цели, ввиду обратимости хода лучей, приведет к тому, что силовое излучение попадет на цель. Удержание излучения на цели выполняется приводами 20 формирующего телескопа (низкочастотные вибрации) и через оптические шарниры, образованные зеркалами 2 и 3, позволяющие наводить силовое лазерное излучение на выходе формирующего телескопа в плоскости, пер-

пендикулярной оси КА, и зеркалами 6 и 7, позволяющие наводить силовое излучение в плоскости, продольной оси КА (высокочастотные).

Следует напомнить, что в данной диссертационной работе в качестве схемы выходного телескопа силового излучения предлагается выбрать схему Кассегрена, представленную на рисунке 20, которая не содержит в себе промежуточных зеркал, а симметричный ввод излучения в нее и наличие двух сферических зеркал (рефлектора и контррефлектора) позволяют излучению после прохождения такого телескопа не ухудшать свою угловую расходимость. Главное зеркало большого диаметра вогнутое (в оригинальном варианте параболическое) отбрасывает лучи на выпуклое зеркало меньшего диаметра (обычно гиперболическое). Приняв, что диаметр главного зеркала (рефлектора) формирующего телескопа равен $D_T=1\text{м}$, можно оценить требуемую величину его увеличения значения $M_T=D_T/20\text{ см}=5$ (отношение диаметра рефлектора к размеру апертуры на выходе УМ). Исходя из условия, что угловые сферические aberrации не должны превышать дифракционный предел λ/D_T , с помощью выражения для оценки базы выходного формирующего телескопа при использовании в них зеркал со сферической формой поверхности [68] было получено значение, дающее ограничение снизу на длину базы сферического телескопа, составляющую 13м. При таких требованиях к подвижности оси телескопа узел формирующего телескопа при базе 13м получается весьма громоздким, а с учетом требований к точности его юстировки, еще и весьма массивным. Такой телескоп резко увеличит как габариты, так и вес всей лазерной установки в целом. Поэтому целесообразно рассмотреть возможность использования асферических зеркал в телескопе с параболическим главным зеркалом.

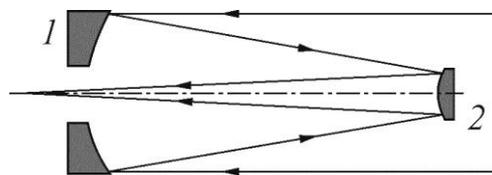


Рисунок 20 – Оптическая схема телескопа-рефлектора системы Кассегрена [76]: 1 – парабола; 2 – гипербола (хорошее качество изображения при небольшом поле зрения).

Волновой фронт входящего в телескоп слаборасходящегося пучка (ϑ – угол расходимости) разумно предположить сферическим с радиусом кривизны, равным $D_T / M_T \vartheta = 0,5 D_T^2 / M_T^2 \lambda$. Приняв зеркальную поверхность контррефлектора в виде

гиперboloида вращения и поместив центр кривизны волнового фронта в передний фокус гиперboloида, а задний фокус гиперboloида, совместив с фокусом параболоида вращения (главное зеркало), получим соответствующие уравнения для нахождения формы поверхности гиперболического зеркала. В построенном таким образом асферическом телескопе нет ограничений на его базу в приближении геометрической оптики. Опираясь на конечный результат выкладок в работе [68], запишем формулы, описывающие форму зеркальных поверхностей. Введем безразмерные координаты $\xi = x/p$, $\eta = y/p$. Здесь x – координата вдоль оси зеркала, y – апертурная координата, p – фокальный параметр параболического зеркала (удвоенное фокусное расстояние). В этих координатах форма зеркальной поверхности параболического ξ_p и гиперболического ξ_h зеркал будет иметь вид:

$$\xi_p = 0,5 \cdot \eta^2, \quad \xi_h = 0,5 \cdot M_T \cdot \eta^2 - 0,61 \cdot K \cdot M_T^2 \cdot p \cdot \lambda \cdot D_T^{-2} \cdot \eta^2 \cdot (1 + M_T^2 \cdot \eta^2) = 2,5 \cdot \eta^2 - 4,3 \cdot 10^{-7} \cdot p \cdot \eta^2 \cdot (1 + 25 \cdot \eta^2).$$

Здесь k – оптическое качество волнового фронта, падающего на контррефлектор излучения, то есть отношение реальной расходимости излучения к дифракционному пределу. В расчетах коэффициент k учитывает наличие только сферических aberrаций волнового фронта.

Поскольку в данной работе главным критерием при выборе оптической схемы телескопа является достижение наибольшей интенсивности сфокусированного на объекте лазерного излучения, нужно использовать не величину угловых aberrаций, а размер фокального пятна. При этом даже для базы $L_T = 1$ м и расстояний наведения $F \sim 50$ м происходит уменьшение радиуса фокального пятна с уменьшением F и, следовательно, возрастает интенсивность излучения в фокальном пятне, несмотря на увеличение угловых aberrаций. Дело в том, что приращение радиуса фокального пятна, обусловленное угловыми aberrациями, Δr_{ab} для $F \geq 50$ м практически не зависит от величины F и, например, при $L_T = 1$ м составляет 2 см для $M_T = 5$. Падение же радиуса фокального пятна обусловлено при этом снижением дифракционного вклада при уменьшении F .

При таком подходе, в отличие от варианта использования в качестве критерия aberrационных ограничений, уменьшение базы асферического телескопа ограничено в основном технологическими возможностями изготовления глубоких парабол и конструктивными особенностями телескопа. Расчетные значения основных конструктив-

ных параметров телескопа в зависимости от длины его базы возьмем, аппроксимировав значения, полученные в работе [68] для различных длин базы телескопа и различных M_T . Выберем базу телескопа $L_T=2$ м. В этом случае величину подвижки контррефлектора при фокусировке излучения на расстояние $F=100$ м величина подвижки контррефлектора $\Delta x=66$ мм, максимальные стрелки прогиба параболического $h_p=15,62$ мм и гиперболического зеркал $h_h=0,645$ мм, отклонения отражающих поверхностей параболического $\delta_p=0,825$ мкм и гиперболического зеркал от ближайших к ним сферических поверхностей $\delta_h=1,085$ мкм.

Величина диаметра параболического зеркала принята, как и прежде, равной 1 м. Заметим также, что с ростом F величина Δx , при прочих равных условиях, пропорционально падает.

Анализируя полученные параметры, можно отметить в качестве преимуществ телескопа с малой величиной базы, кроме значительного уменьшения его габаритов, еще и уменьшение величины подвижек контррефлектора при фокусировании излучения на объект. К недостаткам такого телескопа можно отнести, в первую очередь, возрастание стрелок прогиба (h_p и h_h) зеркальных поверхностей и увеличение стоимости его изготовления. Но из сопоставления с величиной базы аналогичного сферического телескопа 13 м, который нереально разместить на борту разрабатываемой МКЛЭУ, виден существенный выигрыш в габаритах телескопа, а, следовательно, и габаритах лазерной установки в целом. Поэтому переход к асферическим зеркалам следует считать весьма обоснованным, особенно для МКЛЭУ, когда массовые и габаритные характеристики становятся решающими.

2.4 Анализ применяемых оптических материалов для изготовления элементов формирующей оптической системы

Важным моментом в разработке формирующей оптической системы является анализ возможности создания для нее зеркал с характеристиками, обеспечивающими получение требуемых параметров выходного силового излучения МКЛЭУ. При выборе материала зеркала исходят из ряда требований к их характеристикам. Значения коэффициентов отражения R , теплопроводности K , предела текучести σ_T и температуры плавления $T_{пл}$ должны быть максимальными, а значения термического коэффициента линейного расширения β и модуля упругости E – минимальными. Также матери-

ал зеркал для облегчения полировки должен обладать максимальной твердостью, минимальным диффузным рассеянием и максимальной адгезией для обеспечения надежности покрытий при нанесении слоев других материалов. Нужно отметить, что ни один из известных материалов не удовлетворяет одновременно всем выше перечисленным требованиям. Так, Cu, Al, Au имеют высокие коэффициенты отражения R и теплопроводности K , но небольшой предел текучести σ_T и низкую твердость, а Mo и W – большое значение температуры плавления $T_{пл}$ и отношения σ_T/E , но недостаточно большое значение коэффициента теплопроводности K .

Сочетание разных материалов в виде слоев позволяет совместить их лучшие свойства. Так, в широко используемых медных зеркалах на медь наносят слой Ni для облегчения полировки, а уже затем наносят слой Au для получения высокого R при слабом окислении поверхности зеркала. Все большее применение находят зеркала из хорошо полируемого кремния Si и карбида кремния SiC, на полированную поверхность которых вакуумным напылением наносят тонкий слой высокоотражающего материала (Cu, Au). Такие зеркала обладают рекордным параметром стабильности к термодформациям ($K/\beta A_n$), где A_n – коэффициент поглощения. Это обусловлено тем, что значения K и β определяются свойствами материала подложки, а значения A_n – свойствами нанесенного слоя металла.

В таблице 6 [77] приводятся данные по некоторым наиболее распространенным материалам, используемым для изготовления неохлаждаемых зеркал. Понятно, что кремний и карбид кремния могут использоваться только как подложки для нанесения отражающих покрытий. Из таблицы 6 видно, что по устойчивости к термодформациям эти материалы более чем вдвое превосходят зеркала из меди и молибдена, и примерно в 1,5 раза зеркала из вольфрама. Отметим, что особенно карбид кремния сочетает удельную жесткость бериллия с температурной стабильностью лучших сверхнизкорасширяющихся материалов, что позволяет создавать из этого материала зеркала с качественно новыми служебными свойствами [78].

В последнее время зеркала больших габаритов для лазерной техники делают из ситалла СО-115М с подслоем хрома и золотым покрытием, при этом за счет выемки массы зеркала и его облегчения эффективная плотность может быть меньше в 2...3 раза. Ситалл стабилен, в нем отсутствуют после обработки большие внутренние напряжения ($\varnothing 100$ мм...1000 мм).

Таблица 6. Параметры наиболее распространенных материалов зеркал [77]

Материал \ Параметр	Медь	Кремний с медным отражающим слоем	Карбид кремния с медным отражающим слоем	Вольфрам	Молибден
Стойкость к термдеформации $K_T/\beta, 10^8 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}$	0,24	0,56	0,57	0,38	0,27
Коэффициент полного отражения $r_3+r_d=r$	0,99	0,99	0,99	0,97	0,96

Примечание: r_3 – коэффициент зеркального отражения, r_d – коэффициент диффузного отражения.

Сейчас в качестве подложки также реально использовать пироуглерод, в настоящее время изготавливаемый для гражданской промышленности. Пироуглерод получают из углеродистых нитей после специальной термической обработки. Удельный вес пироуглерода в зависимости от плотности упаковки нитей может быть от $1,5 \text{ г/см}^3$ до $2,0 \text{ г/см}^3$, коэффициент линейного термического расширения у пироуглерода в 3...6 раз меньше, чем у алюминия и титана. Детали из этого материала легко механически обрабатываются, как обычные конструкционные стали.

Для космического исполнения (облегчение веса) целесообразно для главного зеркала телескопа ($\varnothing 1\text{м}$) рассмотреть возможность его изготовления из реакционно-спеченного материала SiC с $E \approx 48000 \text{ кг/мм}^2$. Это является новым моментом в создании крупногабаритных зеркал. За счет большого E и малой плотности ($\rho \approx 2,9 \text{ г/см}^3$) можно достичь уменьшения веса зеркала в 8...12 раз без потери жесткости. Отсутствие внутренних напряжений обеспечивается сплавлением заготовки зеркала при высоких температурах ($T_{\text{спек}} = 1200^\circ\text{C} \dots 1600^\circ\text{C}$). Также исключительно плодотворной является концепция облегчения зеркал, содержащих реберную структуру, образованную облегчающими полостями той или иной формы (сотовая структура). Эта возможность основана на математически доказанном утверждении, что для каждой сплошной пластины существует сотовая пластина меньшей массы, имеющая по крайней мере не больший прогиб под действием собственного веса, чем сплошная пласти-

на при одинаковой схеме расположения ее опор [78].

В качестве конструкционного слоя может быть использован слой газофазного SiC, наносимого методом газотранспортной реакции. Данные процессы обеспечивают плоское и сферическое формообразование, возможно параболическое с толщиной газофазного SiC порядка 150 мкм и шероховатостью со среднеквадратичной величиной $\sigma \approx 20 \text{ \AA}$. Оптические покрытия представляют собой слой $\text{Ag} + \text{Al}_2\text{O}_3$ (для $\varnothing 300$ мм) или $\text{Cr} + \text{Cu} + \text{La}_2\text{O}_3$ (для $\varnothing(300 \dots 1000)$ мм). Ситалловые и SiC зеркала могут эксплуатироваться в импульсно-периодическом режиме, при этом стабильность формы не нарушается более чем на $\lambda/10$ ($\lambda = 10,6$ мкм) при $I_\lambda^* \approx 80 \text{ Вт/см}^2$ для ситалла с золотым покрытием и $I_\lambda^* \approx 300 \text{ Вт/см}^2$ для SiC-зеркала ($\varnothing 1$ м). Время облучения зеркала – не более 5с. В некоторых случаях возможно некоторое кратковременное превышение ($I_\lambda^* \approx 400 \text{ Вт/см}^2$).

С целью минимизации вклада термодформации зеркал в aberrации волнового фронта лазерного излучения и повышения лучевой стойкости зеркал нужно увеличивать коэффициент отражения зеркала и, разумеется, использовать охлаждение зеркал. Для дальнейшего повышения коэффициентов отражения на поверхность зеркал наносят несколько пар слоев диэлектрических интерференционных покрытий с толщиной каждого слоя $t = \lambda/4n$, где n – показатель преломления. В таблице 7 на основе анализа литературных данных [59, 79...82] представлены наиболее широко используемые диэлектрические материалы для нанесения интерференционных покрытий, удовлетворяющие ряду требований.

Прежде всего, для создания зеркал с коэффициентом отражения более 99% должны использоваться сочетания материалов по возможности с наиболее низким и наиболее высоким значениями показателей преломления. В этом случае покрытия будут иметь минимальное число тонких диэлектрических слоев, что способствует достижению более высокой лучевой стойкости зеркал благодаря снижению количества поглощающих неоднородностей в интерференционном покрытии, а также получению высоких коэффициентов отражения в более широком спектральном интервале, что важно для HF(DF)-НХЛ, генерация в которых происходит в довольно широких спектральных диапазонах.

Таблица 7. Оптические свойства выбранных диэлектрических материалов [79]

Материал	Показатель преломления n			Коэффициент объемного поглощения $\alpha \cdot 10^4, \text{ см}^{-1}$		
	$\lambda=2,8 \text{ мкм}$	$\lambda=3,8 \text{ мкм}$	$\lambda=10,6 \text{ мкм}$	$\lambda=2,8 \text{ мкм}$	$\lambda=3,8 \text{ мкм}$	$\lambda=10,6 \text{ мкм}$
BaF ₂	1,4623	1,4577	1,3936	3,0	1,2	1300
KCl	1,4737	1,473	1,454	1,2	2,1	0,66
CdTe	2,69	2,69	2,67	53,0	48,0	2,5
ZnSe	2,4386	2,4345	2,4033	5,0	1,5	4,0
ThF ₄	1,465	1,449	1,35	–	–	650

Другое требование заключается в том, чтобы выбранные материалы имели низкий коэффициент объединенного поглощения в диапазонах генерации HF(DF)-НХЛ. Согласно таблице 7, требованиям к материалу с высоким показателем преломления и низким коэффициентом объемного поглощения наиболее удовлетворяет ZnSe. При его применении в диапазоне длин волн 10,6 мкм были получены очень хорошие результаты при нанесении на медную подложку многослойного покрытия Mo/Cr/Au/ZnSe(ThF₄/ZnSe)²CeF₃, реальный коэффициент отражения для которого достигал 99,9% [59]. Этот материал интерференционного покрытия также успешно использовался для создания зеркал в экспериментах с DF-НХЛ, где охлаждаемые зеркала имели молибденовую подложку с покрытием тонким слоем серебра или золота, на которое было нанесено многослойное диэлектрическое покрытие из чередующихся слоев ZnSe и ThF₄. Были достигнуты рекордные значения коэффициентов отражения 99,9%. Причем такие зеркала выдерживали лучевую нагрузку до 60 кВт/см² [83].

Оценим теперь массу и габариты выходного формирующего телескопа, поскольку они будут в основном определять эти параметры всей формирующей системы в целом. Масса выходного телескопа определяется, главным образом, массой главного зеркала. Нужно найти объем зеркала с диаметром 1 м. Примем толщину этого зеркала минимальной, то есть равной одной десятой от диаметра. Тогда объем главного зеркала составит $\sim 0,0785 \text{ м}^3$. Отсюда масса главного зеркала, если бы оно было изготовлено из меди (удельный вес $\sim 9 \text{ г/см}^3$) будет равно $\sim 700 \text{ кг}$. Массу всего телескопа можно оценить, положив массу его рамы и элементов крепления зеркала и приводов телескопа равной массе главного зеркала. Таким образом, оценки дают массу теле-

скопа, равной ~ 1200 кг. Применение кремниевого зеркала (удельный вес $2,33 \text{ г/см}^3$) приведет к значительному уменьшению массы главного зеркала до ~ 180 кг и, соответственно, всего телескопа до 500 кг (вполне приемлемого значения для размещения телескопа на КА). При диаметре главного зеркала ~ 1 м и использовании асферической формы поверхности зеркал в работе [68] было показано, что база телескопа ~ 2 м достаточна для снижения aberrаций до дифракционного уровня. Приняв, что размеры рамы телескопа будут в $\sim 1,5$ раза больше диаметра главного зеркала, получим объем, занимаемый выходным телескопом, равным $1,5 \text{ м} \times 1,5 \text{ м} \times 2 \text{ м} \approx 4,5 \text{ м}^3$, что вполне позволяет разместить такой телескоп на КА, выводимом в космос ракетой-носителем "Протон-М".

Выводы к главе 2

1. Разработаны оптическая формирующей и информационно-прицельной систем с вариантом совмещения передающего и принимающего локационных каналов с выходным формирующим телескопом Кассегрена.

2. Показана возможность уверенного обнаружения налетающих на КА в диапазоне углов $\pm 7,5^\circ$ опасных ФКМ размером от 1 см до 10 см на расстоянии 20 км по солнечному отраженному излучению, когда ФКМ освещен Солнцем, и по отраженному излучению лазерного локатора, когда ФКМ находится в тени. Определены требования к излучению локационного ИАГ: Nd-лазера, работающего на удвоенной частоте ($\lambda = 0,53 \text{ мкм}$): энергия в импульсе $0,5$ Дж, длительность импульсов ~ 20 нс, частота их повторения $1,6$ кГц. Для экономии затрат электрической энергии в лазерном локаторе целесообразно использовать не ламповую накачку, а селективную накачку полупроводниковыми светодиодами или лазерными диодами, электрический КПД которых может достигать $\sim 50\%$. В этом случае для электропитания лазерного локатора, когда КА находится в тени, потребуется приемлемая мощность $1,6$ кВт.

3. Выполненный анализ современного состояния разработок оптических элементов формирующей оптической системы, прежде всего наиболее сложного в изготовлении главного зеркала выходного формирующего телескопа с асферической формой поверхности и со световым диаметром 1 м, показал возможность изготовления такого зеркала на пространственно-облегченной подложке из карбида кремния (масса ~ 200 кг) с последующим нанесением металлических и диэлектрических покрытий, с

использованием которых уже достигнут коэффициент отражения $\sim 99,9\%$ в диапазоне длин волн HF(DF)-излучений. Оценки массы всего телескопа дали величину ~ 700 кг при объеме $\sim 4,5$ м³, что вполне позволяет разместить его на КА.

Глава 3 РАЗРАБОТКА ОБЩЕЙ КОМПОНОВОЧНОЙ СХЕМЫ МКЛЭУ НА БОРТУ КА

3.1 Основные параметры КА, используемого для размещения на нем МКЛЭУ

Основные параметры КА для размещения на его борту МКЛЭУ во многом определяются решаемыми установкой задачами, в качестве которых для определенности выбраны исследование атмосферы Земли методом лазерного зондирования на предмет содержания углеводородов, подпитка энергией КА и очистка околоземного пространства от фрагментов космического мусора.

Для решения задач зондирования атмосферы вблизи поверхности Земли желательно обеспечить базирование КА на невысокой круговой орбите с целью минимизации требуемой мощности излучения лазера и получения информации в одинаковом масштабе со всей зондируемой поверхности для упрощения ее дальнейшей обработки. Угол наклона плоскости орбиты к плоскости экватора i должен выбираться в зависимости от размещения участков зондируемой поверхности, при этом для обеспечения зондирования всей земной поверхности, включая приполярные зоны, КА должен выводиться на приполярные ($i \approx 90^\circ$) или близкие к ним орбиты.

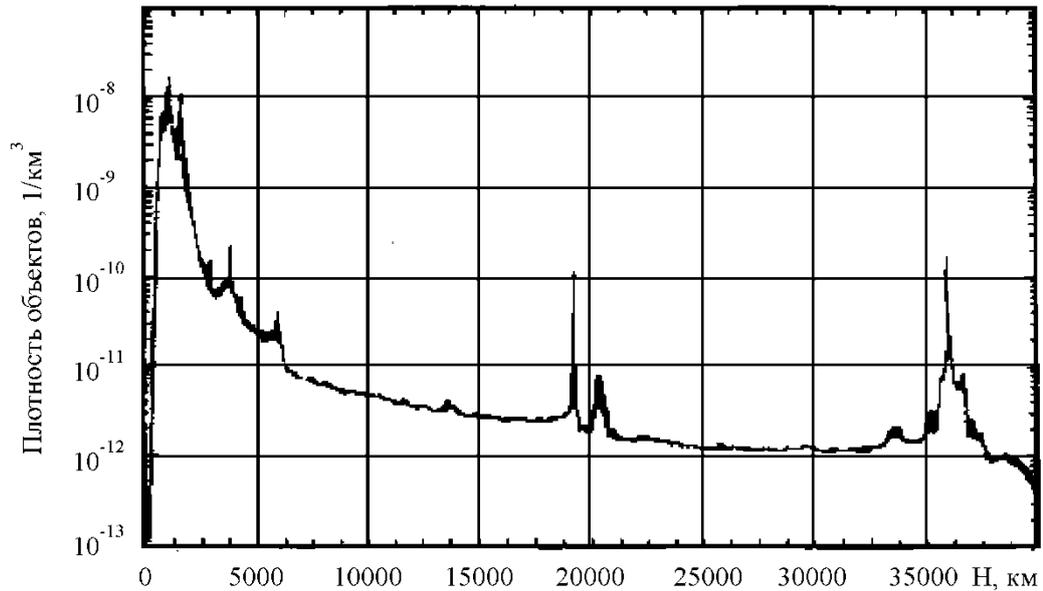
При подпитке энергией КА с помощью МКЛЭУ наиболее целесообразно для получения наибольшей эффективности подпитки МКЛЭУ размещать на орбите, имеющей по наклонению и высоте схожие значения с орбитами подпитываемых КА.

Очистка околоземного пространства от космического мусора актуальна для наиболее используемых для космических полетов орбит, которые, собственно, и являются наиболее "замусоренными". На рисунке 21 показано распределение плотности "космического мусора" от высоты над поверхностью Земли по материалам [14, 84]. Однако вероятность столкновения КА с космическим мусором также существенно зависит и от размеров этого КА.

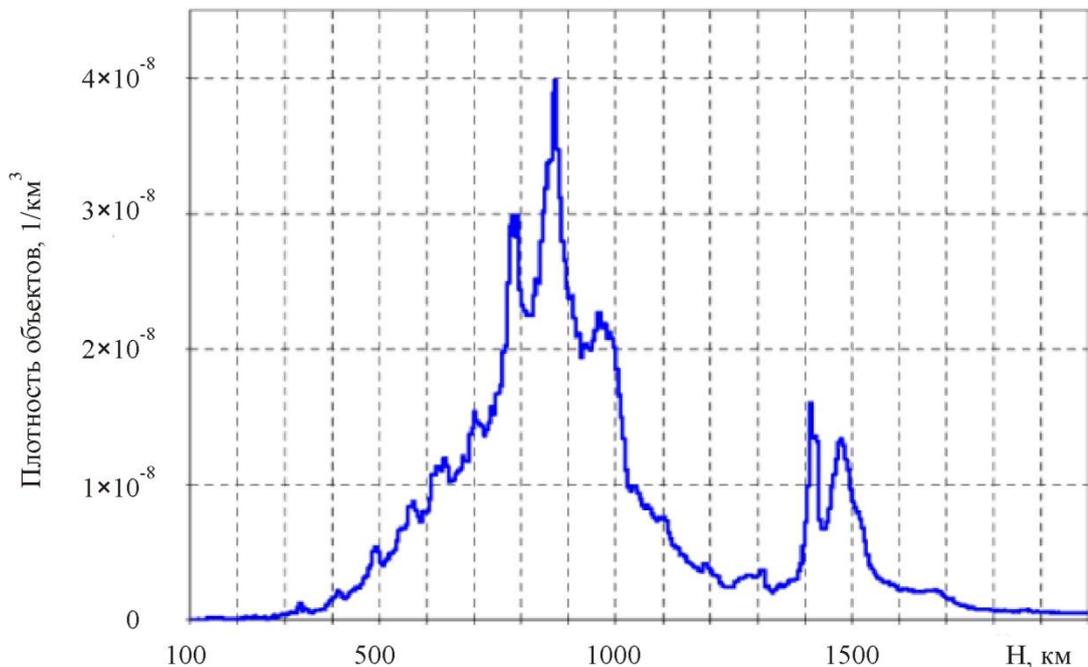
Одним из самых крупных объектов, эксплуатируемых в космосе, в настоящее время является международная космическая станция (МКС) с геометрическими размерами $58\text{м} \times 27\text{м} \times 73\text{м}$ (на 22.02.2007г.), находящаяся на орбите высотой (337...351) км с наклоном $51,6^\circ$ [84]. При этом по заявлениям Космических войск России в 2007 году им пришлось около 70 раз предупредить Центр управления по-

летами об опасных сближениях с МКС искусственных объектов [85].

"Суммарный объем" решаемых с помощью МКЛЭУ технических задач на орбите непосредственно зависит от запаса "компонентов лазерного топлива" НХЛ на борту КА, что в свою очередь определяется возможностью используемого ракетносителя по выводу полезного груза на орбиту базирования.



а) по материалам [14] на 1993г.



б) на низких орбитах по материалам [86] на январь 2008г.

Рисунок 21 – Пространственная плотность распределения искусственных объектов над поверхностью Земли.

Для определенности в настоящей диссертационной работе с целью решения вышеперечисленных задач предполагается вывод КА с МКЛЭУ на борту с космодрома Байконур с помощью отечественной ракеты-носителя тяжелого класса "Протон-М" на круговую орбиту высотой ~ 350 км с наклоном $51,6^\circ$. Ракета-носитель Протон-М способна вывести на указанную орбиту полезную нагрузку массой 19,7т [87]. При этом желательно, чтобы габариты КА в "стартовом положении" позволяли разместить его под стандартным обтекателем ракеты-носителя (рисунок 22) $\varnothing 4,15\text{м} \times 15,5\text{м}$, хотя, при необходимости, может быть установлен и увеличенный обтекатель $\varnothing 5,1\text{м} \times 19,6\text{м}$.

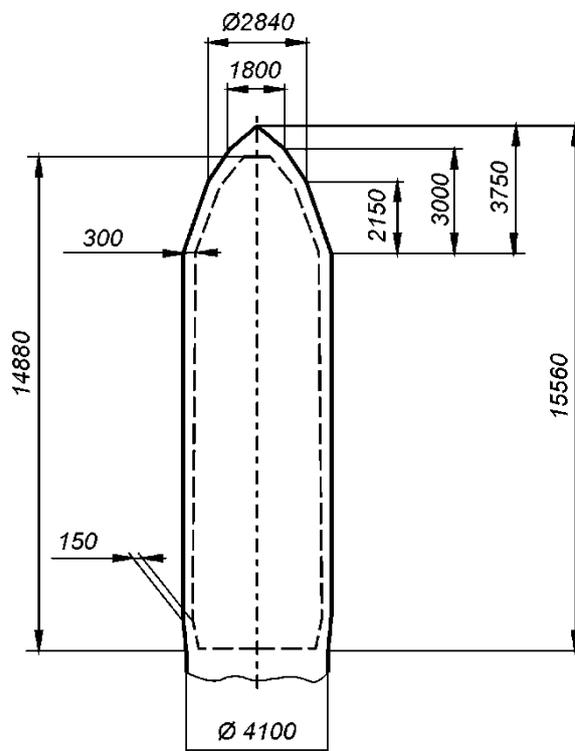
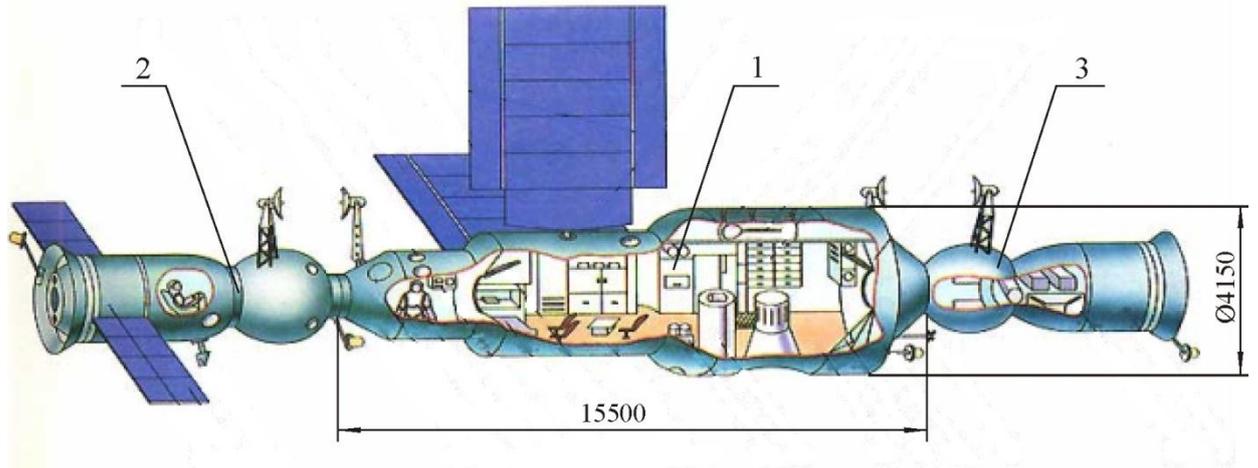
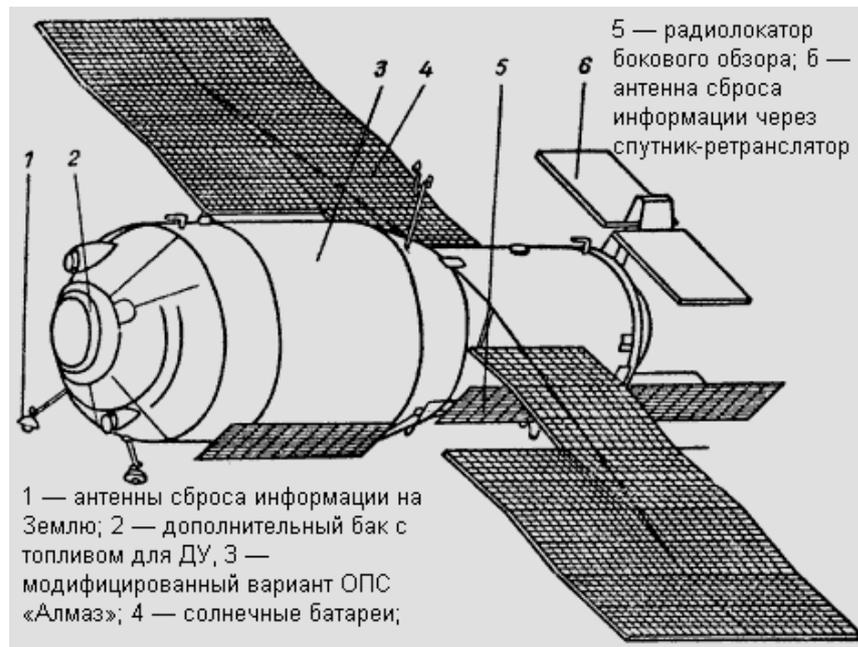


Рисунок 22 – Схема размещения полезной нагрузки под стандартным обтекателем ракеты-носителя "Протон-М".

В качестве массогабаритных и частично конструктивных прототипов КА можно рассматривать пилотируемые долговременные орбитальные станции (ДОС) серии "Салют" (рисунок 23а) [88], выводившиеся на орбиты высотой (180...280) км с наклоном $i=51,6^\circ$ и беспилотные спутники радиолокационной разведки серии "Алмаз" (рисунок 23б) [89], выводившиеся на орбиты высотой (260...350) км с наклоном $i=72^\circ$ ракетами-носителями "Протон" в 1977...1991 г.г.



а) орбитальная станция "Салют" с пристыкованными КА "Союз" и транспортным грузовым кораблем "Прогресс": 1 – ДОС "Салют"; 2 – КА "Союз"; 3 – ТКГ "Прогресс"



б) орбитальная станция "Алмаз" (Космос-1870)

Рисунок 23 – Массогабаритные прототипы КА для размещения МКЛЭУ.

В случае возникновения необходимости дозаправки КА с МКЛЭУ на борту компонентами топлива и (или) существенного изменения его рабочей орбиты на КА должен быть предусмотрен узел стыковки с транспортными кораблями, аналогичный имеющимся на станциях "Салют". В качестве прототипа для этой цели можно рассматривать пилотируемый "Транспортный корабль снабжения" (ТКС) конструкции "КБ Челомея", который может выполнять функции "буксира",

"заправщика" и имеет возвращаемый на Землю аппарат [90]. ТКС при стартовой массе (15...20) т, диаметре 4,1м и длине (на орбите) 13,2м имеет объем внутренних отсеков $\sim 50 \text{ м}^3$ (рисунок 24).

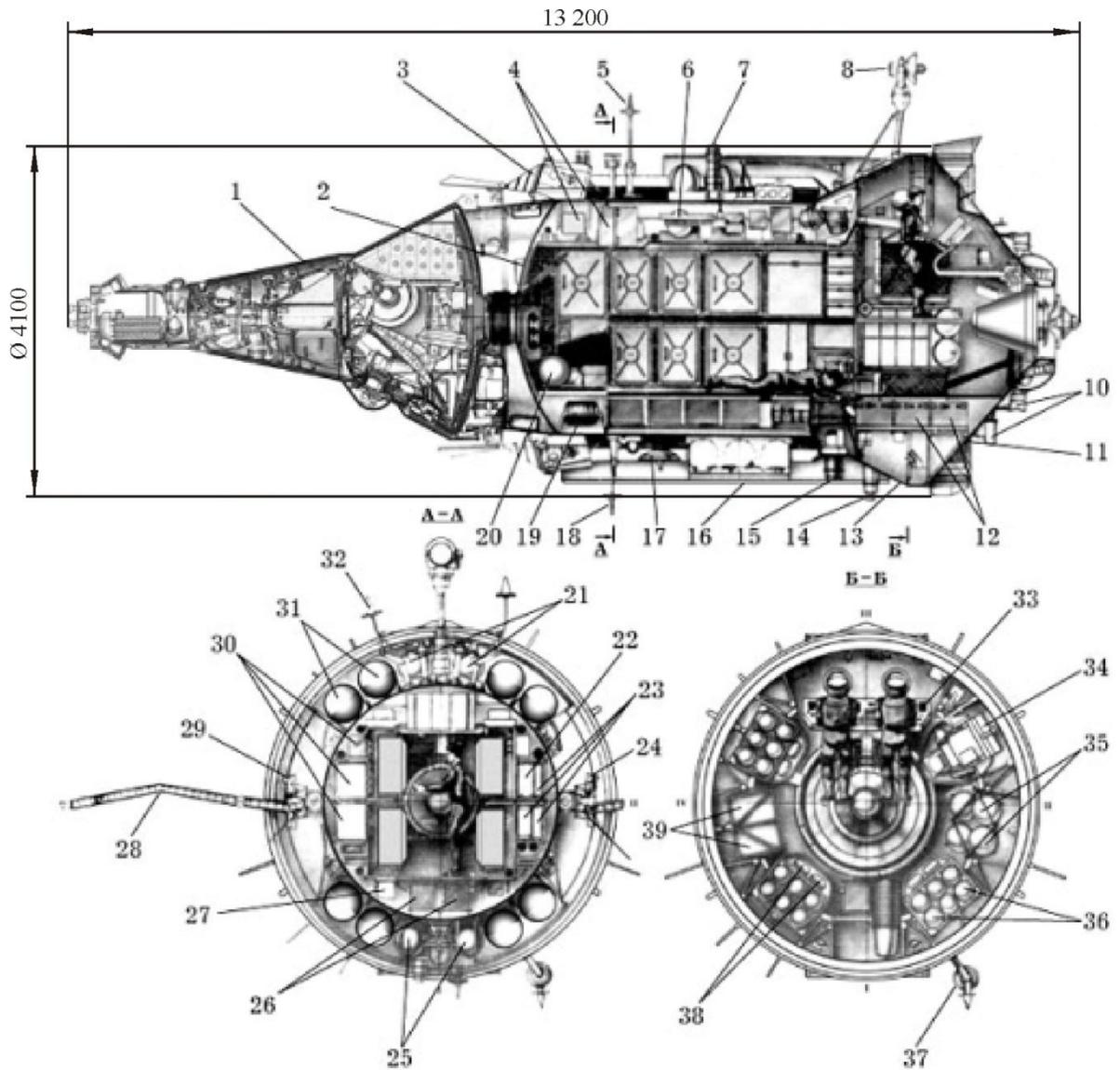


Рисунок 24 – Транспортный корабль снабжения "КБ Челомея".

Так в 1985г. ТКС-4 (Космос-1686) доставил на ДОС "Салют-7" $\sim 4,5$ т груза и поднял орбиту ДОС с 280 км до 450 км над поверхностью Земли.

Структурно КА с МКЛЭУ на борту (рисунок 25) состоит из целевого и функционально-служебного модулей.

Целевой модуль размещается в негерметичном отсеке КА и включает в себя собственно МКЛЭУ без "электроники" системы управления: систему генерации излучения, состоящую из генераторов активной среды и оптической системы НХЛ; систем

хранения и подачи компонентов лазерного топлива; формирующую оптическую систему и систему лазерной локации.



Рисунок 25 – Структурная схема КА с МКЛЭУ на борту.

Функционально-служебный модуль построен по традиционной для КА технологии и включает в себя: негерметичный *отсек двигательной установки* с системой хранения и подачи ракетного топлива к двигателям системы ориентирования и корректировки орбиты; при необходимости *узел стыковки* с транспортным кораблем снабжения для дозаправки МКЛЭУ, и (или) изменения рабочей орбиты КА; и герметичный *приборно-агрегатный отсек*, в котором поддерживаются параметры атмосферы, близкие к нормальным наземным условиям для обеспечения надежной работы электронной аппаратуры (так как атмосфера в электронной аппаратуре является диэлектриком и теплоносителем системы ее охлаждения). Приборно-агрегатный отсек включает в себя системы электропитания, обеспечения теплового режима в отсеке, управления МКЛЭУ и КА и систему связи с центром управления полетом.

3.2 Оценка массогабаритных характеристик собственных систем КА

Относительная полезная нагрузка КА (относительная масса целевого оборудования) существенно зависит от назначения и состава КА. Например, полезная нагрузка КА для фотографического мониторинга поверхности Земли в видимой и инфракрасной областях спектра "Ресурс-Ф2", имеющего возвращаемый отсек с фотооборудованием, составляет всего 16% от общей массы КА [91]. Многоразовый космический корабль "Буран" [92] при стартовой массе 100т имеет грузовой отсек вместимостью 30т (полезная нагрузка 30%) с возможностью возврата на Землю 20т груза. Не возвращаемый транспортный КК "Прогресс", имеющий герметичный и негерметичный грузовые отсеки, при общей массе до 7,5т имеет массу полезной нагрузки до 3,2т (43%). Универсальная космическая платформа "Виктория" [93] с негерметичным отсеком целевого оборудования при выводе на низкие и средние орбиты при общей массе до 2140 кг имеет массу полезной нагрузки до 1340 кг (63%).

Для определенности в рассматриваемом нами случае выполним оценку массы собственных систем не возвращаемого КА общей массой 19,7т (который выводится на круговую орбиту ИСЗ высотой 350 км с наклоном $51,6^\circ$ ракетой-носителем "Протон-М") с негерметичным отсеком целевого оборудования при сроке активного существования (САС) на низких или средних орбитах ИСЗ 180 суток ($\sim 0,5$ года). Оценку выполним по методике "относительных массовых показателей" по рекомендациям [94, 95], где этот вопрос рассмотрен на примерах КА для мониторинга поверхности Земли ("Ресурс-Ф2, "Кубань"), спутников связи и телевидения.

КА включает в себя следующие системы:

1. Конструкция КА включает в себя: корпус, раму, систему отделения от ракеты-носителя. Для не возвращаемых КА масса конструкции составляет $\sim 12\%$ массы КА и в данной работе $m_{\text{корп}}=0,12m_{\text{КА}}=0,12 \cdot 19700 \text{ кг}=2364 \text{ кг}$.

2. Корректирующая двигательная установка для коррекции орбиты и ориентации КА на основе жидкостных реактивных двигателей (ЖРД) $m_{\text{ДУ}}=0,022m_{\text{КА}}=0,022 \cdot 19700 \text{ кг}=434 \text{ кг}$.

3. Заправка топливом корректирующей двигательной установки на основе ЖРД в режиме непрерывной орбитальной ориентации составляет 3,6 кг/сутки для КА массой (5...8)т. В данной работе (САС 180 суток, $m_{\text{КА}}=19,7\text{т}$) $m_{\text{топл}}=3,6 \cdot 180 \cdot 3=1944 \text{ кг}$.

Масса следующих систем определяется, в основном, их функциональным

назначением, мало зависит от общей массы КА и принята близкой к массе этих систем для КА мониторинга фотографической поверхности Земли с орбит высотой (200...400) км (Ресурс-Ф2, Кубань) [91] с массой КА ~6500 кг:

1. Система измерений, управления движением и бортовая ЭВМ $m_{САУ}=0,046 \cdot 6500 \text{ кг}=299 \text{ кг}$.

2. Бортовая кабельная сеть и антенно-фидерные устройства $m_{БКСиА-ФУ}=0,07 \cdot 6500 \text{ кг}=455 \text{ кг}$.

3. Система обеспечения теплового режима $m_{СТР}=0,012 \cdot 6500 \text{ кг}=78 \text{ кг}$.

4. Система электропитания (СЭП) на основе солнечных батарей (СБ) и химических аккумуляторов мощностью $W=2 \text{ кВт}$ имеет массу СБ $m_{СБ}=108 \text{ кг}$ ($E_{уд}=130 \text{ Вт/м}^2$, $m_{уд}=7 \text{ кг/м}^2$); массу аккумуляторов при емкости $E=1 \text{ кВт}\cdot\text{час}$ и сроке активного существования $T_{САС}=0,5 \text{ года}$ $m_{ак}=20E(1+3T_{САС}^{0,5})=63 \text{ кг}$; массу системы контроля СЭП $m_{контр}=30(W+1)^{0,5}=52 \text{ кг}$; всего 223 кг.

5. Система трансляции команд и распределения питания преобразует слаботочные команды САУ в сильноточные $m_{СТК}=0,015 \cdot 6500 \text{ кг}=98 \text{ кг}$.

6. Система заправки газом отсеков и исполнительных органов $m_{Г}=0,016 \cdot 6500 \text{ кг}=104 \text{ кг}$.

При этом суммарная масса собственных систем КА составит ~**6000** кг и масса полезной нагрузки КА $m_{пн}=19700 \text{ кг}-6000 \text{ кг}=\mathbf{13700 \text{ кг}}$, что составляет ~70% от общей массы КА.

подавляющая часть собственных систем КА размещается в функционально-служебном модуле (ФСМ), см. рисунок 25, габаритные размеры которого оценим следующим образом. Масса модуля, включающая в себя массу собственных систем КА без корпуса целевого модуля, составляет ~4400 кг. Плотность размещения оборудования в модуле примем аналогичной значению соответствующего модуля транспортно-грузового корабля "Прогресс" (рисунок 26), длина которого составляет ~3м, габаритный диаметр ~2,7м при массе 2800 кг. Величину габаритного диаметра ФСМ КА примем равной 3,7м (при диаметре стандартного обтекателя РН "Протон" 4,15м, рисунок 22), тогда при плотности размещения оборудования ~160 кг/м³ и принятом габаритном диаметре ~3,7м габаритная длина ФСМ составит ~2,6м.

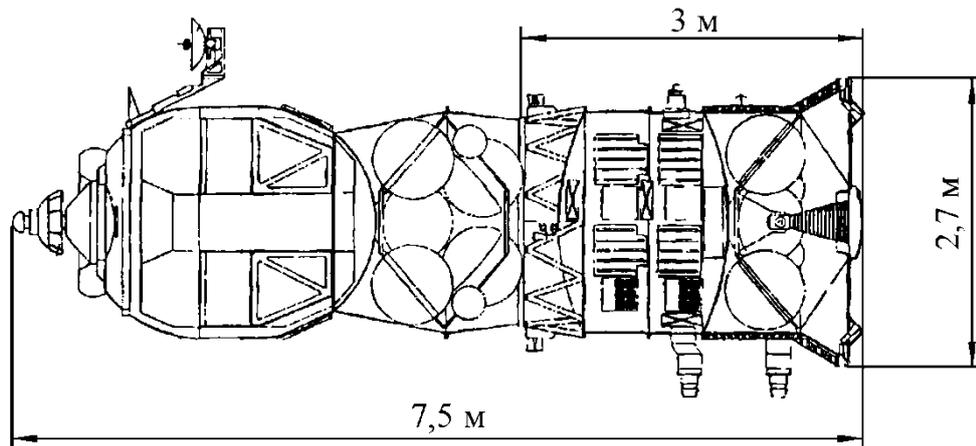


Рисунок 26 – Транспортно-грузовой корабль "Прогресс".

3.3 Оценка массогабаритных характеристик МКЛЭУ

Оценку массогабаритных характеристик систем МКЛЭУ выполним следующим образом. Сначала оценим массогабаритные характеристики систем генерации излучения, подачи компонентов "лазерного" топлива, формирующей оптической системы и системы лазерной локации, затем определим оставшиеся ресурсы КА по массе и габаритам для размещения системы хранения компонентов "лазерного" топлива. Эти ресурсы определяют размерность системы хранения, а, следовательно, и продолжительность работы МКЛЭУ в режиме излучения от заправленной системы хранения. Если лимитирующим ресурсом по размещению МКЛЭУ на борту КА окажется габаритный размер, то для увеличения расчетной продолжительности работы МКЛЭУ в режиме излучения можно рассматривать вариант размещения КА на РН "Протон" с увеличенным обтекателем $\varnothing 5,1\text{ м} \times 19,6\text{ м}$ (раздел 3.1).

3.3.1 Система генерации излучения

Газодинамический тракт. Схема системы генерации излучения (СГИ) совместно с системой подачи компонентов лазерного топлива показана на рисунке 27. На генераторе активной среды с плоской сопловой решеткой ГАС1 собран задающий генератор импульсно-периодического излучения с последовательно включенным (по оптической схеме) предварительным усилителем мощности излучения (ПУМ). Нейтрализация реактивной тяги при работе ГАС1 обеспечивается выхлопным трактом ВТ, содержащим сверхзвуковой лопаточный диффузор и два симметричных взаимно проти-

воположно направленных выхлопных патрубков для отвода выхлопного потока ГАС за пределы КА.

Работа ГАС1 может осуществляться как в режиме DF-НХЛ для лазерного зондирования атмосферы Земли на предмет содержания углеводородов, так и в режиме HF-НХЛ с целью очистки околоземного пространства от фрагментов космического мусора.

Переключение режимов работы ГАС1 осуществляется путем взаимной замены горючих камеры сгорания и соплового блока (H_2 и D_2) с помощью пускоотсечных клапанов К2, К3 и К7, К8.

Для обеспечения требуемой мощности излучения в режиме HF-НХЛ с целью очистки околоземного пространства от фрагментов космического мусора последовательно с ГАС1 по оптической схеме включен двухкаскадный ОУМ HF-НХЛ, выполненный на двух идентичных генераторах активной среды с плоской сопловой решеткой ГАС2.1 и ГАС2.2, которые размещены вблизи внешней оболочки КА так, что их выхлопные потоки направлены взаимно противоположно с целью нейтрализации реактивной тяги. Включение УМ осуществляется только при работе в режиме HF-НХЛ с помощью пускоотсечных клапанов К1, К4, К6 и К9.

Газодинамические тракты всех ГАС включены по пневматической схеме параллельно. Воспламенение компонентов топлива в камерах сгорания (КС) ГАС осуществляется с помощью электроплазменных агрегатов зажигания (АЗ), к которым подводятся горючее, окислитель и электроэнергия на свечу зажигания. Оптический тракт отделяется от потока активной среды при работе НХЛ газодинамическими окнами (ГО) с помощью сверхзвуковых струй гелия, включение которых осуществляется пускоотсечными клапанами К11 и К12.

Основные особенности конструкции и принципы работы генераторов активной

среды HF(DF)-НХЛ рассмотрены в [3]. Габаритные размеры ГАС определяются требуемыми размерами сопловой решетки. Газодинамический режим работы ГАС определяется расходонапряженностью сопловой решетки $0,25 \text{ г}/(\text{с}\cdot\text{см}^2)$ в режиме HF-НХЛ, при этом соотношение расходов компонентов топлива определялись типовой зависимостью

$$D_2(H_2) + \frac{2}{3} \alpha \cdot NF_3 + A \cdot (\alpha - 1) He + 2K \cdot (\alpha - 1) H_2(D_2)$$

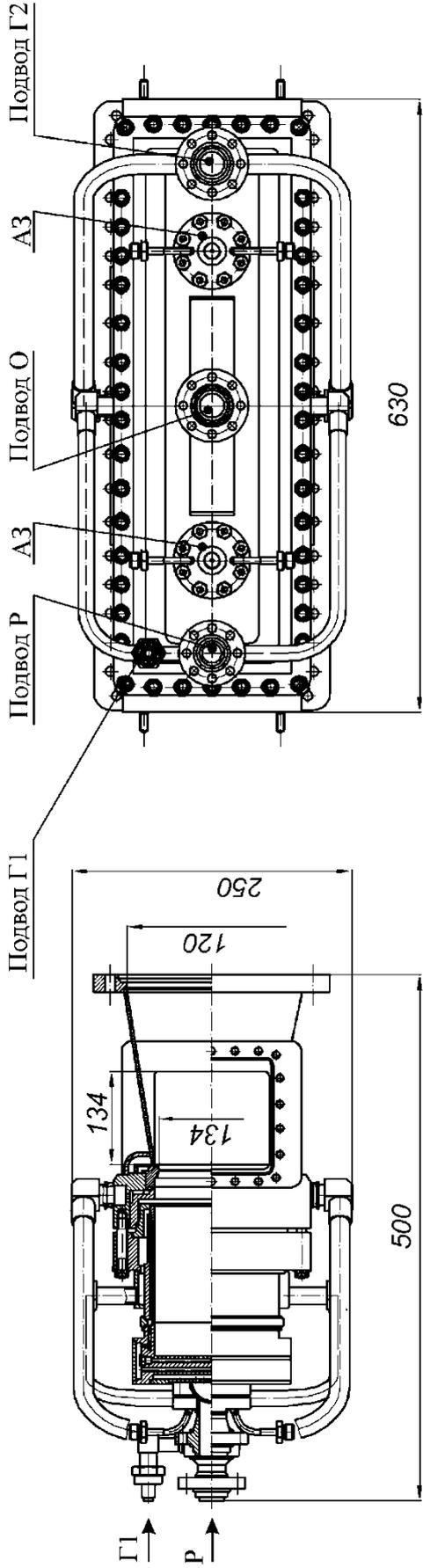
при оптимальных значениях коэффициентов $\alpha=1,5$, $A=K=11$.

Конструкция ГАС1 (ЗГ-ПУМ) показана на рисунке 28. При размерах сопловой решетки $65 \text{ мм} \times 500 \text{ мм}$ ГАС имеет массу 100 кг. Расходы компонентов лазерного топлива в режимах работы HF- и DF-НХЛ представлены в таблице 8.

Величину полного давления выхлопного потока ГАС можно оценить по представленному ниже графику (рисунок 29) из работы [96], из которого следует, что при принятой расходонапряженности сопловой решетки ГАС $0,25 \text{ г}/(\text{с}\cdot\text{см}^2)$ эта величина составит 35 Торр.

Конструкции ГАС2.1, ГАС2.2 (УМ HF-НХЛ) показаны на рисунке 30. При размерах сопловой решетки $200 \text{ мм} \times 1400 \text{ мм}$ ГАС имеет массу 270 кг. Расходы компонентов топлива ГАС в режиме HF-НХЛ представлены в таблице 8. Сверхзвуковой диффузор ВТ имеет проходное сечение прямоугольной формы, совпадающее с выходным сечением лазерной камеры ГАС $120 \text{ мм} \times 560 \text{ мм}$, которое разбито на 5 каналов сечением $112 \text{ мм} \times 120 \text{ мм}$ с целью уменьшения длины и увеличения прочности и жесткости его конструкции. Восстановленное давление в диффузоре принято равным 80% от восстановления давления в прямом скачке уплотнения и при типовых значениях числа Маха на входе в диффузор 2,2 и показателе адиабаты выхлопного потока 1,45 составляет 14,5 Торр при полном давлении на входе в диффузор 35 Торр.

Диаметр проходного сечения выхлопных патрубков ВТ при длине патрубка $\sim 2 \text{ м}$, расходе выхлопного потока через патрубок 41 г/с (газовая постоянная



Размер сопловой решетки 65 X 500 мм

Расход компонентов лазерного топлива, г/с:

Режим работы	HF-НХЛ	DF-НХЛ
Трифторид азота	49	49
Гелий	15	15
Водород	15	1,5
Дейтерий	3	30
Всего:	82	95,5

Масса генератора 100 кг

Обозначения:

Г1 - горючее камеры сгорания; Г2 - горючее лазерной камеры;
 Р - разбавитель; О - окислитель; А3 - агрегат зажигания

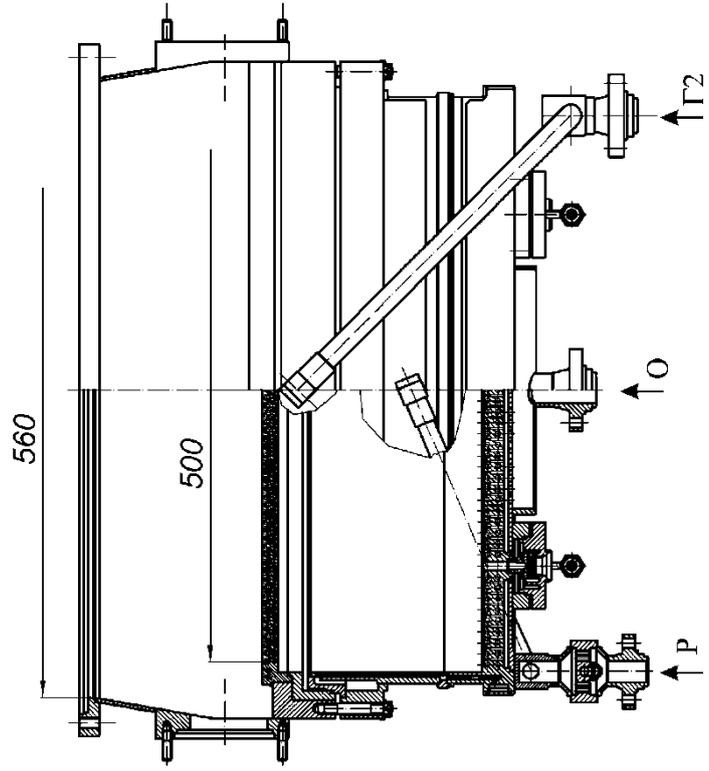


Рисунок 28 – Конструкция генератора активной среды ГАС1 (ЗГ-ПУМ НХЛ).

Таблица 8. Расходы компонентов топлива ГАС, г/с

ГАС	ГАС1 (ЗГ-ПУМ)		ГАС2 (УМ)
	HF-НХЛ	DF-НХЛ	HF-НХЛ
Трифторид азота (NF ₃)	49	49	418
Гелий (He)	15	15	129
Водород (H ₂)	15	1,5	129
Дейтерий (D ₂)	3	30	24
Всего:	82	95,5	700

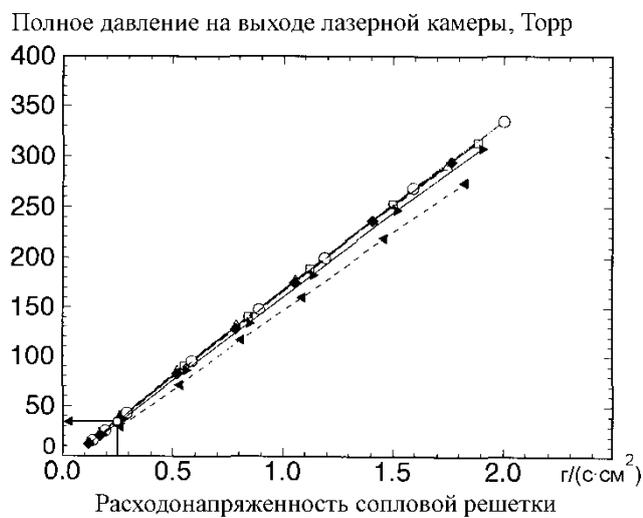
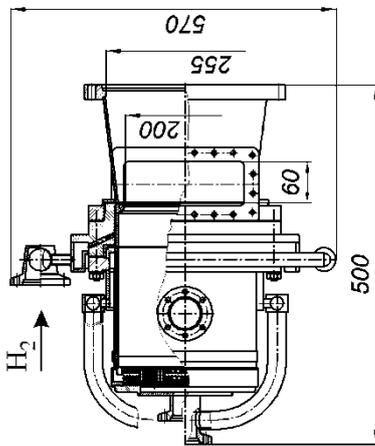
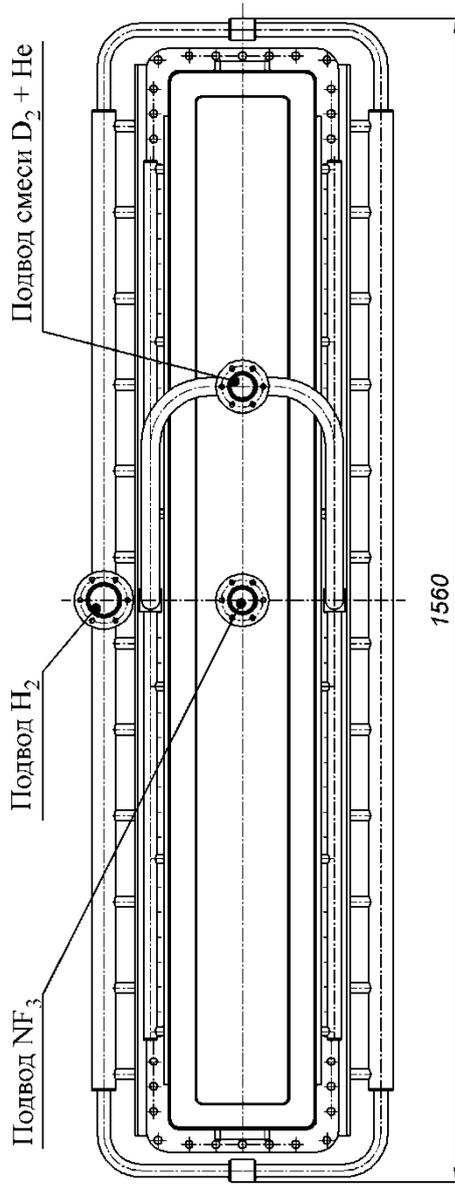


Рисунок 29 – Зависимость полного давления выхлопного потока ГАС от расходонапряженности сопловой решетки [96].

1100 Дж/(кг·К), показатель адиабаты 1,45, температура торможения 1300 К) должен быть не менее 230 мм.

Вариант конструкции такого выхлопного тракта показан на рисунке 31. Масса выхлопного тракта составляет ~80 кг.

В предположении, что на массу силовой рамы и узлов общей сборки газодинамического тракта СГИ приходится ~15% массы установленного на ней оборудования, эта масса составит 110 кг. Тогда масса газодинамического тракта СГИ в целом составит ~830 кг. Общая компоновка газодинамического тракта СГИ с двумя плоскочетырехугольными модулями оконечного усилителя показана на рисунке 32.



Размер сопловой решетки 200 X 1400 мм

Масса генератора 270 кг

Расход компонентов лазерного топлива:

- трифторида азота (NF_3) 418 г/с;
- гелия (He) 129 г/с;
- водорода (H_2) 129 г/с;
- дейтерия (D_2) 24 г/с;

Всего: 700 г/с.

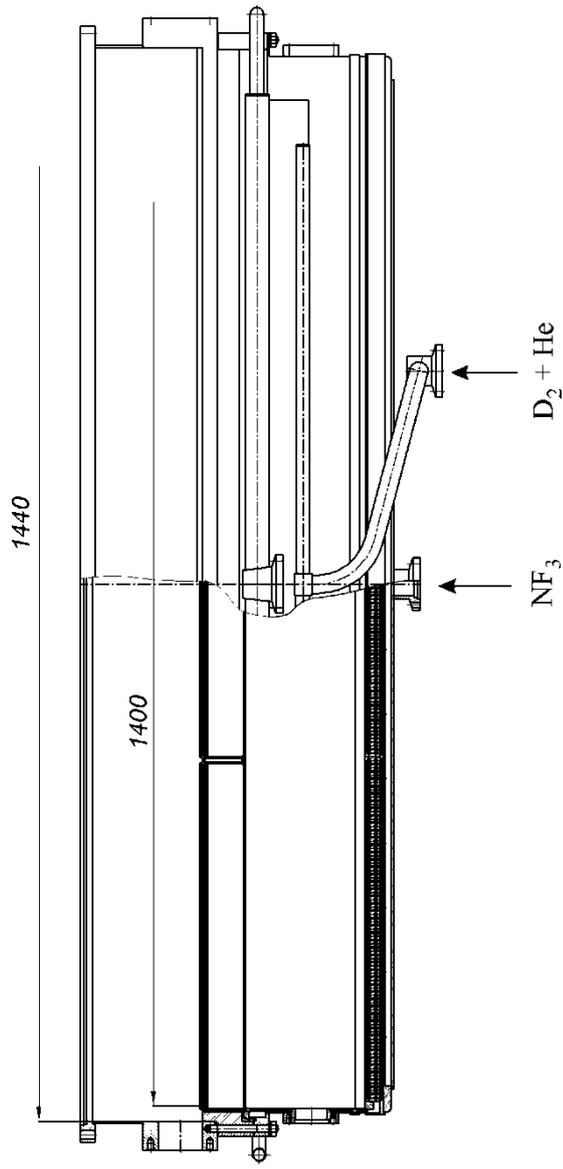


Рисунок 30 – Конструкция генератора активной среды ГАС2 (УМ НГ-НХЛ).

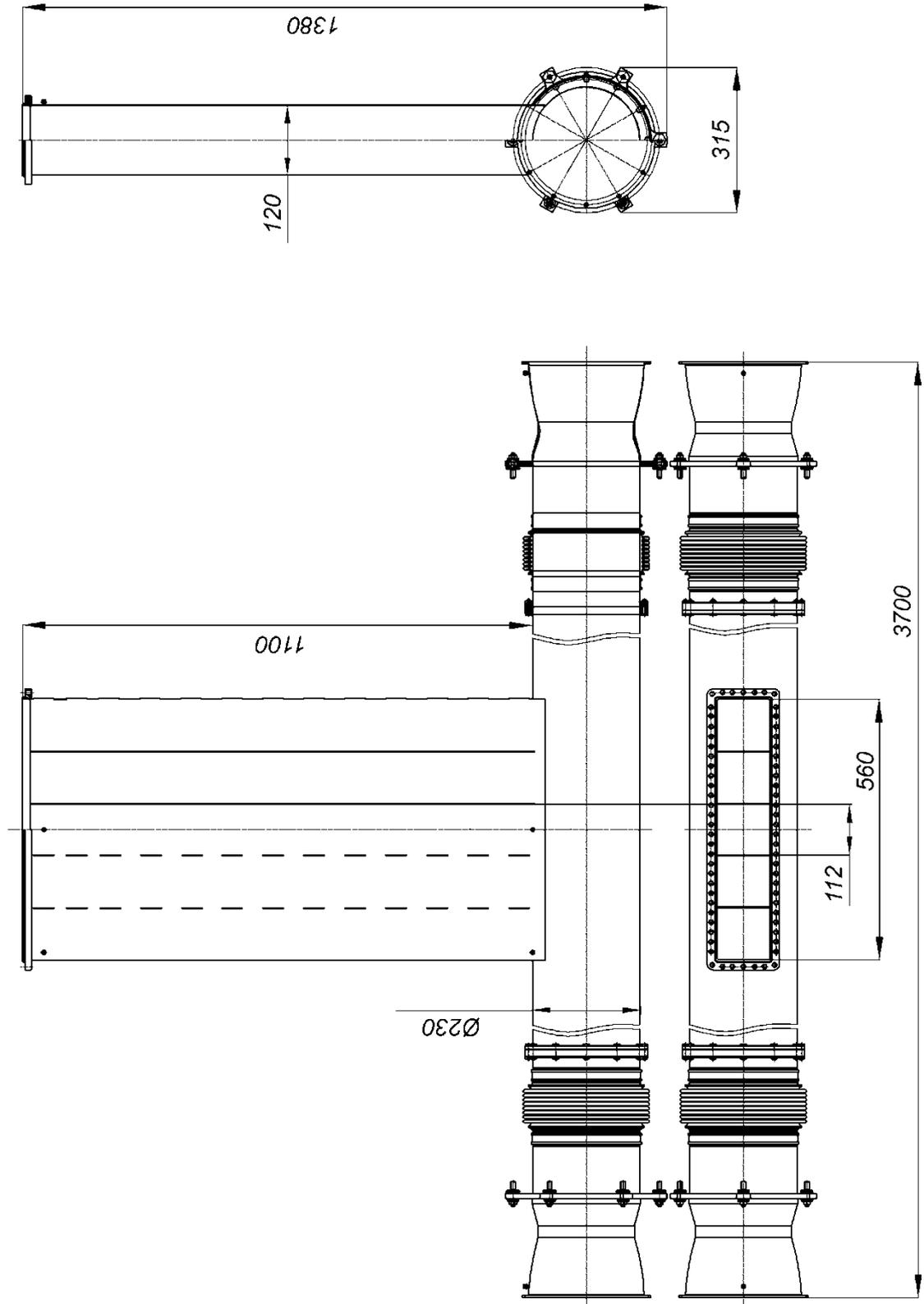


Рисунок 31 – Конструкция выхлопного тракта.

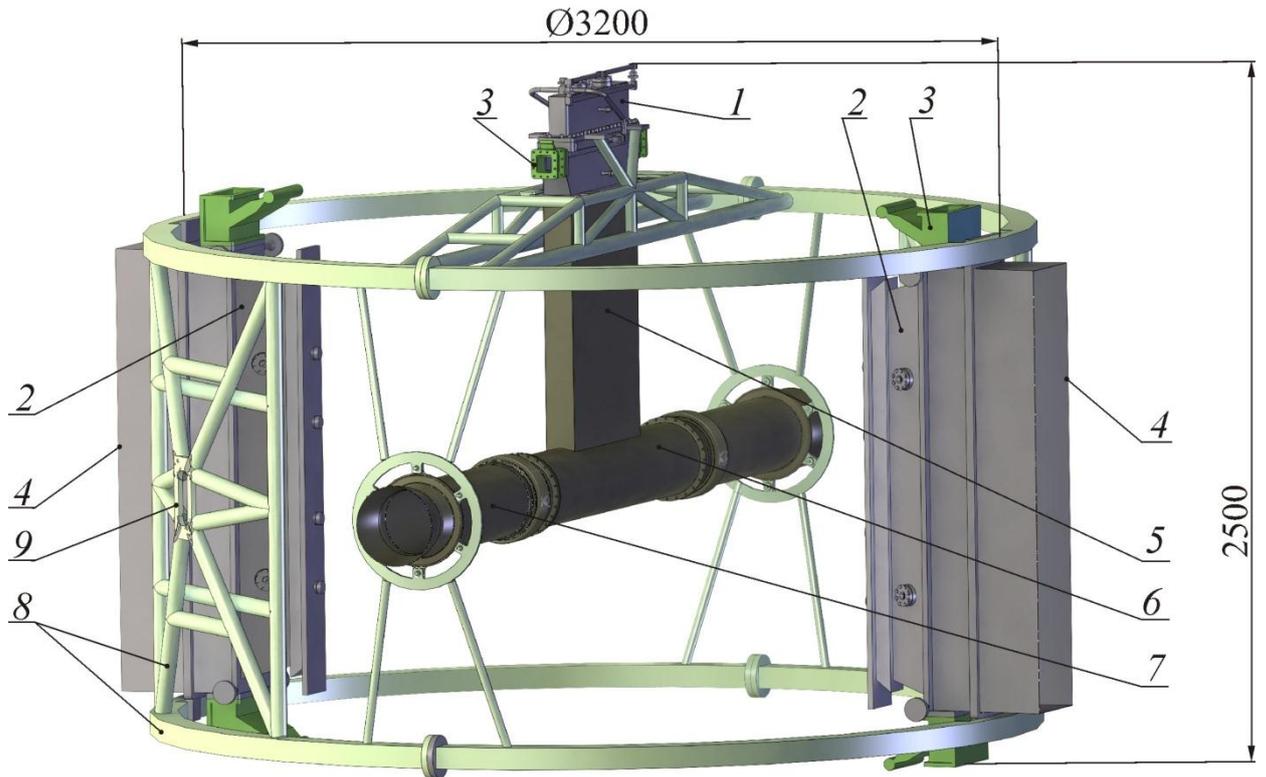


Рисунок 32 – Общая компоновка газодинамического тракта СГИ с двумя крупногабаритными плоскочлочными модулями оконечного усилителя: 1 – генератор активной среды ЗГ-ПУМ; 2 – генераторы активной среды УМ; 3 – газодинамические окна; 4 – створки лазерных камер генераторов УМ; 5 – сверхзвуковой диффузор ГАС ЗГ-ПУМ; 6 – газовый коллектор; 7 – выхлопной патрубок; 8 – шпангоут силовой рамы энергоблока; 9 – фланец крепления к обтекателю ракеты-носителя.

Оптический тракт. Массу оптической системы СГИ оценим на основании оптических схем, представленных на рисунках 12 и 16, в предположении, что все ее оптические элементы располагаются в оптико-механических узлах (ОМУ) по два ОМУ на каждый ГАС. При этом массу ОМУ будем определять по зависимости, приведенной в работе [96] для космического варианта исполнения СГИ $m_{\text{ОМУ}}=54+0,043 \cdot F_{\text{СР}}$, где $m_{\text{ОМУ}}$ – масса двух ОМУ (кг) для ГАС с площадью сопловой решетки $F_{\text{СР}}$ (см²). Тогда масса двух ОМУ для ГАС с $F_{\text{СР}}=325$ см² (ЗГ-ПУМ) составит 70 кг и масса четырех ОМУ для двух ГАС с $F_{\text{СР}}=2800$ см² (УМ) составит $2 \times 175=350$ кг.

Оптическая система СГИ монтируется на отдельной оптической раме. Полагая, что масса этой рамы с узлами общей сборки равна 15% от массы установленного на

ней оборудования и равна 60 кг, масса оптической системы СГИ составит 480 кг. Компоновка оптической системы СГИ в отсеке КА показана на рисунке 33, при этом масса СГИ в целом составит $830+480=1310$ кг.

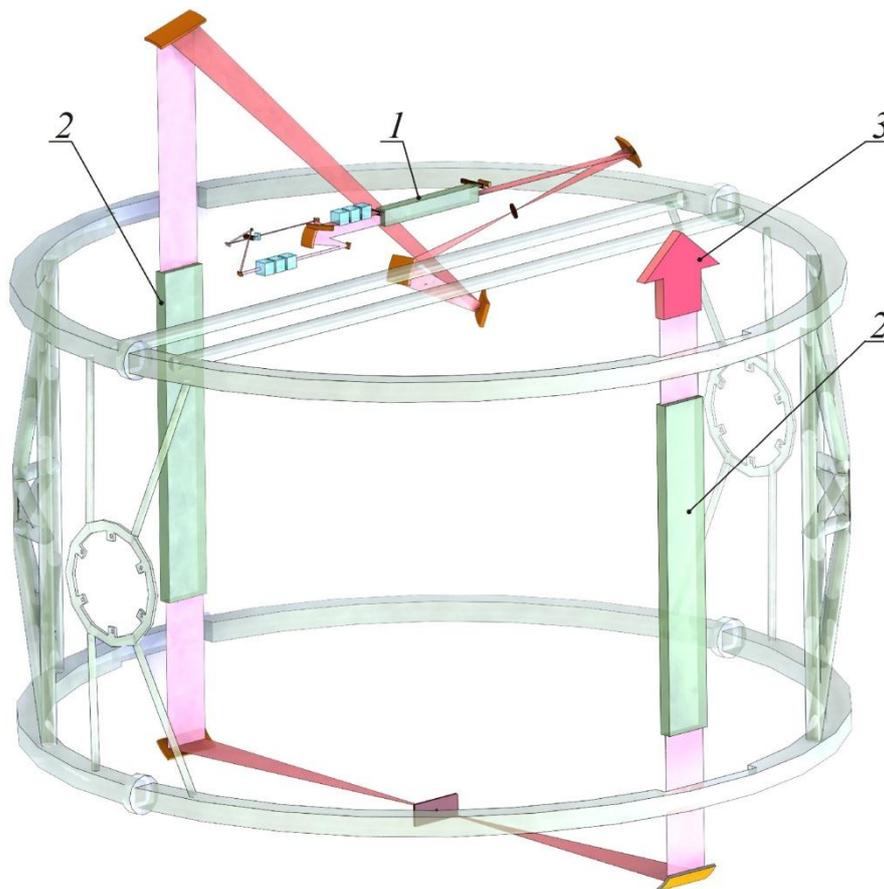


Рисунок 33 – Оптическая система СГИ (оптическая рама с оптико-механическими узлами, закрепляемыми на силовом шпангоуте энергоблока через виброопоры, не показана): 1 – активная среда ЗГ-ПУМ; 2 – активная среда УМ; 3 – выходное излучение.

3.3.2 Система подачи компонентов лазерного топлива

Схема системы подачи компонентов лазерного топлива в генераторы активной среды СГИ МКЛЭУ в газообразном состоянии показана на рисунке 27. Для определенности будем считать, что при полностью заправленных баллонах системы подачи (до максимального давления) МКЛЭУ должна отработать без дозаправки от системы хранения компонентов топлива 10с в режиме излучения HF-НХЛ и 100с в режиме DF-НХЛ. Максимальное давление заправки баллонов гелия, водорода и дейтерия ограничим величиной 400 атм из условия эффективности работы заправочных компрессоров, а давление трифторида азота величиной 100 атм из условия предотвращения его кон-

денсации в процессе подачи в ГАС из-за охлаждения при адиабатном расширении в баллоне и дросселирования. Величину максимальной температуры гелия и трифторида азота в баллонах примем равной 300К, а водорода и дейтерия 100К для обеспечения эффективного регенеративного охлаждения сопловых решеток ГАС.

Параметры газов и массогабаритные характеристики цилиндрических баллонов со сферическими днищами из титановых сплавов (типа ВТ-23, ВТ-6) для хранения компонентов лазерного топлива для этого случая представлены в таблице 9.

Таблица 9. Параметры газов и баллонов системы подачи компонентов лазерного топлива МКЛЭУ в газообразном состоянии

Компонент	NF ₃	He	D ₂	H ₂	Всего
Расходная масса, кг	9,57	2,94	3,27	1,59	17,37
Начальное давление, ата	100	400	400	400	–
Начальная температура, К	300		100		–
Начальная плотность, кг/м ³	442	53,9	117,4	58	–
Конечное давление, ата	20	40	40	40	–
Конечная температура, К	210	120	52	52	–
Конечная плотность, кг/м ³	115	15,3	58,5	24,45	–
Объем компонента, л	29,3	76,2	55,5	47,4	209
Масса остатка, кг	3,4	1,17	3,25	1,16	9
Масса компонента, кг	13	4,08	6,52	2,75	27
Масса баков, кг	8	81	45	40	174
Масса теплоизоляции, кг	–	–	2,7	2,4	5,1
Общая масса, кг	21	85	55	46	207

В таблице 10 представлены параметры компонентов лазерного топлива в основных магистралях подачи и диаметры их проходного сечения.

Таблица 10. Параметры компонентов лазерного топлива в основных магистралях подачи и диаметры их проходного сечения

ГАС	ЗГ-ПУМ				2 УМ			
Компонент	NF ₃	He	D ₂	H ₂	NF ₃	He	D ₂	H ₂
Расход, г/с	49	15	3	15	836	258	48	258
Давление, ата	15	35	35	35	15	35	35	35
Температура, К	300	300	100	100	300	300	100	100
Плотность, кг/м ³	43	5,6	16,8	8,4	43	5,6	16,8	8,4
$\rho w^2/2$, атм	0,2							
Диаметр, мм	6,9	6,4	2,2	5,8	29	26	8,6	24
Ду ^{СТАНД} , мм	10	10	4	10	32	32	10	32

В таблице 11 представлена общая массовая сводка по элементам системы подачи компонентов лазерного топлива в соответствии со схемой на рисунке 27.

Таблица 11. Массовая сводка по системе подачи компонентов лазерного топлива

Наименование	Кол.	Масса, кг	Общая масса, кг	
Клапан обратный, Ду 4	4	0,5	2	2
Клапан предохранительный, Ду10	4	2	8	8
Клапан пневмоуправляемый,	Ду 4	1	7	35
	Ду10	5	10	
	Ду32	3	18	
Клапан редукционный, Ду10	1	2	2	2
Электропневмоклапан, Ду 4	15	1	15	15
Дроссель регулируемый,	Ду 4	1	1	27
	Ду10	4	8	
	Ду32	3	18	
Сопло критического перепада,	Ду 4	1	0,5	23
	Ду 6	2	1,5	
	Ду10	3	3	
	Ду20	6	18	
Трубопроводы	40% от массы агрегатов			45

Наименование	Кол.	Масса, кг	Общая масса, кг
Баллоны с компонентами топлива	см. таблицу 9		207
Рама и узлы общей сборки	15% от массы установленного оборудования		56
Всего:			420

Непосредственно в процессе излучения НХЛ система подачи компонентов лазерного топлива потребляет электроэнергию от системы электропитания КА. Основные параметры потребления электроэнергии представлены в таблице 12.

Таблица 12. Потребление электроэнергии системой подачи компонентов топлива

Потребитель	Режим HF-НХЛ		Режим DF-НХЛ	
	Кол.	P , Вт	Кол.	P , Вт
Электропневмоклапан, – $2A \times 27B = 54$ Вт	10	540	5	270
Электропривод дросселя, – $1A \times 27B = 27$ Вт	8	216	4	108
Всего:	–	756	–	378

3.3.3 Формирующая оптическая система

Вариант габаритно-компоновочной схемы формирующей оптической системы (ФОС) представлен на рисунке 19. В ФОС так же нужно включить цилиндрический согласующий телескоп с коэффициентом увеличения 4 для преобразования пучка излучения с выхода СГИ с сечением (50×200) мм в осесимметричное с сечением (200×200) мм. Формирующий телескоп содержит зеркала с асферической поверхностью и два оптических шарнира с приводами вращательного движения, обеспечивающих наведение излучения на ФКМ в двух взаимно перпендикулярных плоскостях в угловом диапазоне $\pm 7,5^\circ$ каждый без переориентации КА, и привод поступательного перемещения зеркала контррефлектора.

Габаритные размеры такой ФОС составят $\varnothing 2000$ мм×3600 мм при базе формирующего телескопа 1500 мм.

Масса рассмотренного формирующего телескопа составляет ~ 400 кг. Массу согласующего телескопа оценим как массу двух оптико-механических узлов для ГАС-УМ, которая составляет ~ 175 кг. Массу оптической рамы и узлов общей сборки ФОС оценим в 15% от массы установленного на раме оборудования, что составит ~ 85 кг. Тогда общая масса ФОС составит 660 кг.

Потребление электроэнергии от системы электропитания КА приводами ФОС при работе НХЛ не превысит величины 500 Вт.

3.3.4 Система лазерной локации

Система лазерной локации включает в себя: локационный лазер на иттрий-алюминиевом гранате с удвоением частоты, со светодиодной накачкой, с энергией излучения $\sim 0,5$ Дж и массой ~ 25 кг; телескоп лазерного локатора массой ~ 80 кг (диаметр главного зеркала 120 мм, база 850 мм) и оптическую систему совмещения силового и локационного каналов с массой элементов ~ 100 кг. Полагая, что масса рамных конструкций и узлов общей сборки системы составляет $\sim 15\%$ от массы оборудования и равна ~ 35 кг, общая масса системы лазерной локации составит 240 кг.

Электропотребление системы при КПД локационного лазера $\sim 3\%$ не превысит 200 Вт.

3.3.5 Система хранения компонентов лазерного топлива

Различные варианты систем хранения компонентов лазерного топлива HF/DF-НХЛ, их сравнительные характеристики и методика оценки массогабаритных характеристик подробно рассмотрены в [97]. В настоящем разделе рассмотрен вариант системы хранения компонентов топлива в жидком криогенном состоянии, как обладающий минимальными массогабаритными характеристиками.

Схема одного канала системы хранения и подачи (СХПК) компонента лазерного топлива показана на рисунке 34. Схемы каналов подачи для всех компонентов топлива идентичны. Компонент топлива хранится в теплоизолированном криогенном баке низкого давления БНД при низком давлении ~ 1 ата, теплотери которого в окружающую среду компенсируются за счет криогенной холодильной машины ХМ. В перерывах между циклами излучения компонент с помощью криогенного насоса Н через теплообменник-испаритель ТО с электроподогревом закачивается в баллон высокого

давления БВД, откуда в процессе излучения подается в газообразном состоянии в ГАС НХЛ.

Переключение циклов заправки БВД и подачи в ГАС осуществляется с помощью пускоотсечных клапанов К1 и К2, дозаправка БВД при необходимости осуществляется через обратный клапан КО. Работа и параметры системы подачи газообразных компонентов топлива в ГАС подробно рассмотрены в разделе 3.3.2.

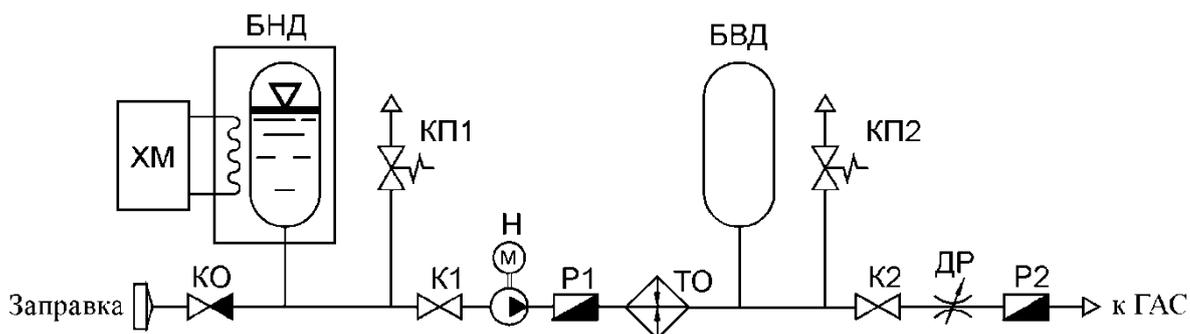


Рисунок 34 – Схема канала СХПК лазерного топлива: БНД – криогенный бак низкого давления; БВД – баллон высокого давления; ХМ – криогенная холодильная машина; КО – клапан обратный; КП – клапан предохранительный; К – клапан пускоотсечной; Н – насос криогенный; ДР – дроссель регулирующий; Р – расходомер; ТО – теплообменник-испаритель.

В таблице 13 представлены некоторые параметры хранения и подачи компонентов лазерного топлива рассматриваемого варианта HF/DF-НХЛ.

Таблица 13. Некоторые характеристики криогенной СХПК HF/DF-НХЛ

Компонент лазерного топлива	NF ₃	He	D ₂	H ₂
Давление хранения, ата	1			
Температура хранения, К	144	4,2	23	20
Плотность жидкости, кг/м ³	1535	125	163	71
Давление подачи, ата	100	400	400	400
Температура подачи, К	300		100	
Удельная энергия газификации и подогрева, кДж/кг	240	1540	740	1260

В таблице 14 представлены основные характеристики криогенной системы хранения компонентов лазерного топлива НХЛ, обеспечивающей продолжительность его

работы в режиме HF-НХЛ в течение 30 минут и в режиме DF-НХЛ – в течение 300 минут суммарно при расходах компонентов топлива, представленных в таблице 14.

Таблица 14. Характеристики криогенной СХПК HF/DF-НХЛ

Компонент	NF ₃	He	D ₂	H ₂	Всего
Давление хранения, ата	1				–
Температура хранения, К	144	4,2	23	20	–
Плотность жидкости, кг/м ³	1535	125	163	71	–
Масса компонента, кг	2475	762	632	519	4388
Объем компонента, м ³	1,61	6,1	3,88	7,3	18,9
Масса баков*, кг	403	1525	970	1825	4723
Объем криогенных баков, м ³	2,4	8,5	5,8	10	26,7
Теплопотери**, Вт	17	1	6,5	14	–
Масса холодильных машин, кг	7	150	350		507
Объем холодильных машин, м ³	0,003	0,4	1		1,4
Потребляемая мощность холодильными машинами, Вт	500	1500	2700		4700
Компонент	NF ₃	He	D ₂	H ₂	Всего
Теплота газификации и подогрева, МДж	594	1175	468	654	2891
Средняя мощность газификации и подогрева за 180 суток, Вт					190
Общая мощность электропотребления, кВт					4,9
Масса рамы и узлов общей сборки, кг	15% от массы оборудования				1440
Общая масса системы, кг					11060

Примечание 1 – * При удельной массе 0,25 кг/л.

Примечание 2 – ** Из расчета потерь компонента из бака без холодильных машин 0,5% в сутки.

Компоненты лазерного топлива хранятся в криогенных цилиндрических баках с эллиптическими днищами с наружным диаметром 1,1м, размещенными в отсеке наружным диаметром 3,7м и длиной 4,5м по треугольной решетке. При этом для водорода потребуется 2 бака длиной по 4м и один бак 2,5м; для дейтерия 2 бака длиной 4,5м и 1,6м; для гелия 2 бака по 4,5м; для трифторида азота 1 бак длиной 2,5м.

3.3.6 Система электропитания МКЛЭУ

Рассмотрим вариант электропитания МКЛЭУ от системы на основе солнечных батарей. В таблице 15 представлены данные по потреблению электроэнергии системами МКЛЭУ и нагрузке на солнечные батареи, осредненной на срок активного существования КА (180 суток).

При использовании современных солнечных батарей для космической техники на основе многокаскадных GaAs фотопреобразователей производства ОАО "Сатурн" (Россия, г. Краснодар) с удельной мощностью 250 Вт/м^2 и удельной массой $1,7 \text{ кг/м}^2$ (150 Вт/кг) [98] необходимая площадь поверхности батарей составит 20 м^2 при массе 33 кг.

Необходимую емкость аккумуляторных батарей определим из условия обеспечения пяти циклов работы МКЛЭУ от полностью заправленной системы подачи газообразных компонентов лазерного топлива (раздел 3.3.2).

Таблица 15. Потребление электроэнергии МКЛЭУ.

Система	Мощность, Вт	Время работы	Энергия, МДж	Средняя мощность за 180 сут., Вт
Подачи топлива в режиме:				
HF-НХЛ	760	30 мин	1,37	0,1
DF-НХЛ	380	300 мин	6,84	0,5
Формирующая оптическая	500	500 мин	15	1
Лазерной локации	200	500 мин	6	0,4
Хранения топлива	4900	180 сут.	–	4900
Всего:				≤ 5000

Величина энергоемкости, необходимая для газификации и подогрева компонентов топлива до заданной температуры приведена в таблице 16.

Таблица 16. Значения необходимой энергоемкости для газификации и подогрева компонентов топлива до заданной температуры

Компонент топлива	NF ₃	He	D ₂	H ₂
Масса на 5 циклов, кг	47,85	14,7	16,35	7,95

Удельная энергия, Кдж/кг	240	1540	740	1260
Емкость аккумуляторов, МДж	11,5	22,6	12,1	10,0
Общая емкость аккумуляторов:				56,2

Общая емкость аккумуляторных батарей составит ~57 МДж. При использовании литий-ионных аккумуляторных батарей космического исполнения производства ОАО "Сатурн" с удельной массой $160 \text{ (Вт}\cdot\text{час)/кг}=0,58 \text{ МДж/кг}$ [99] общая масса аккумуляторных батарей составит ~100 кг.

В таблице 17 приведена энергоёмкость аккумуляторных батарей для обеспечения работы остальных систем МКЛЭУ

Таблица 17. Энергоёмкость аккумуляторных батарей, необходимая для обеспечения работы систем МКЛЭУ

Система	Мощность, Вт	Время работы, с	Энергия, кДж
Подачи топлива в режиме:			
HF-НХЛ	760	50	38
DF-НХЛ	380	500	190
Формирующая оптическая	500	760	380
Лазерной локации	200	760	152
Всего:			760

3.4 Общая компоновка МКЛЭУ на борту КА

Систему электропитания МКЛЭУ (раздел 3.3.6) целесообразно объединить с системой электропитания собственных систем КА (раздел 3.2). При построении объединенной системы на современной элементной базе (например, [100]) система электропитания при средней мощности (в течение всего срока активного существования 180 суток) 7 кВт будет иметь площадь солнечных батарей 28 м^2 с массой 47 кг, емкость аккумуляторных батарей 61 МДж с массой 105 кг, и при массе системы контроля ~30 кг общая масса системы составит 182 кг, что не превышает зарезервированного для системы электропитания в разделе 3.2 значения 223 кг.

Система подачи газообразных компонентов лазерного топлива (раздел 3.3.2) интегрирована в отсек системы генерации излучения (раздел 3.3.1).

Общая массовая сводка систем КА представлена в таблице 18.

При этом допустимая масса КА при выводе на круговую орбиту ИСЗ высотой 350 км с наклоном $51,6^\circ$ ракетой-носителем "Протон-М" с космодрома Байконур

составляет 19700 кг.

Компоновочные схемы и общий вид МКЛЭУ на борту КА с использованием крупногабаритных плоскострубных ГАС, прототипы которых разработаны в ОАО «НПО Энергомаш», представлены на рисунках 35, 36.

Таблица 18. Массовая сводка по системам КА с МКЛЭУ

Система	Масса, кг	
<u>Собственные системы КА:</u>		
Конструкция (корпус, рама, система отделения от РН)	2364	5958
Корректирующая двигательная установка	434	
Ракетное топливо	1944	
Система измерений и управления	299	
Кабельная сеть и антенно-фидерные устройства	455	
Система обеспечения теплового режима	78	
Система электропитания	182	
Система трансляции команд	98	
Система заправки газом отсеков и исполнительных органов	104	
<u>Системы МКЛЭУ:</u>		
Система генерации излучения	1310	13688
Система подачи компонентов лазерного топлива	420	
Формирующая оптическая система	660	
Система лазерной локации	240	
Система хранения лазерного топлива	6670	
Компоненты лазерного топлива	4388	
Всего:		19646

Таким образом, из представленных рисунков видно, что рассматриваемый КА с МКЛЭУ может быть размещен под стандартным обтекателем ракеты-носителя "Протон-М". Следует также отметить, что головная часть защитного кожуха КА при старте находится в сложенном состоянии, предохраняя формирующий оптический телескоп.

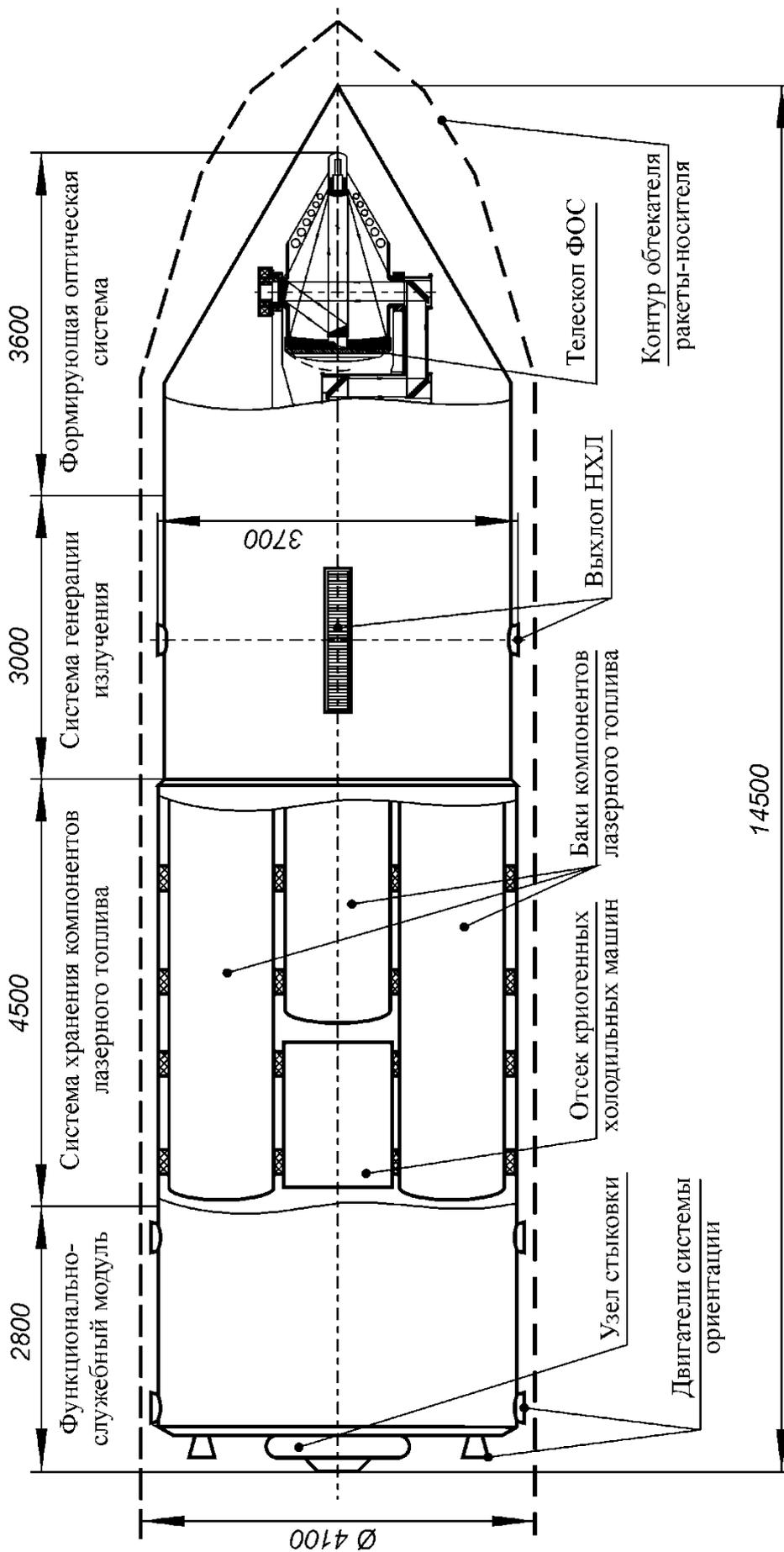


Рисунок 35 – Компоновочная схема МКЛЭУ на борту КА.

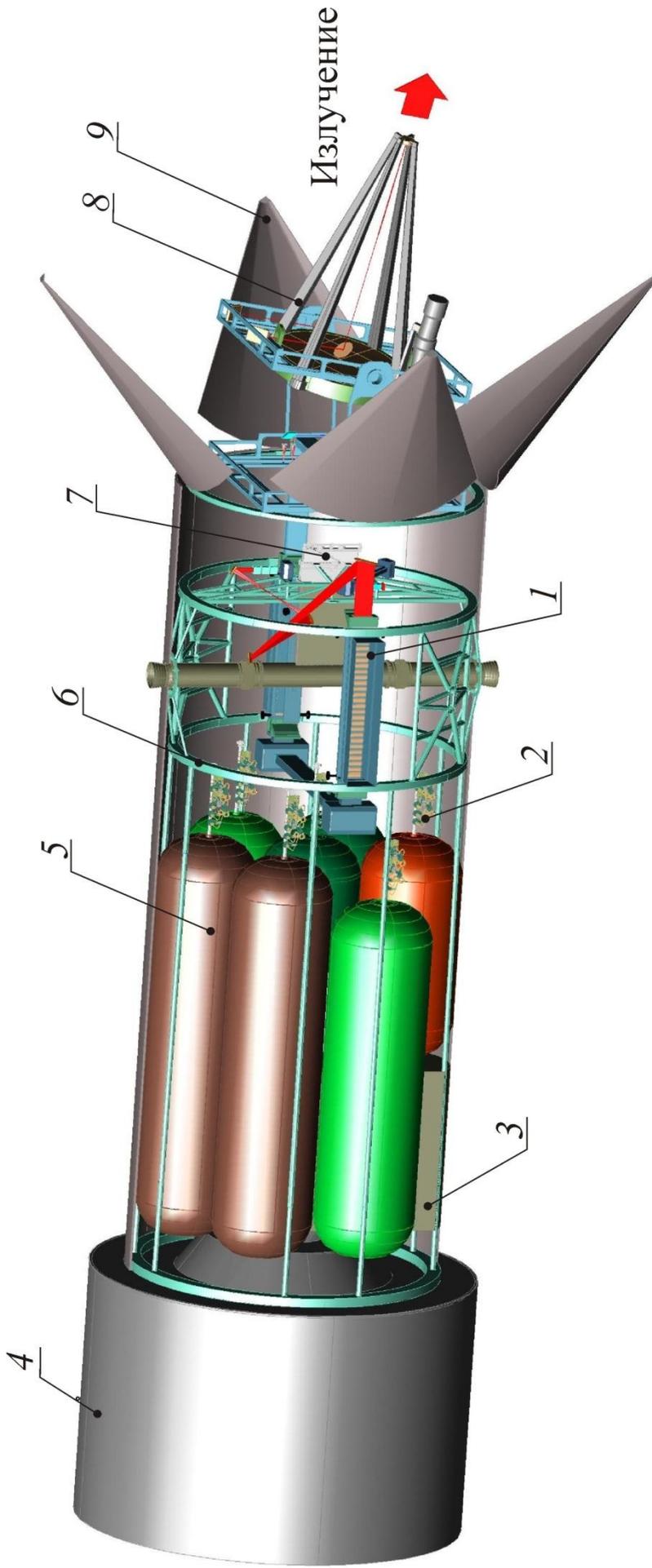


Рисунок 36 – Общий вид МКЛЭУ на борту КА: 1 – один из модулей крупноразмерного плоскооблучного оконечного усилителя; 2 – система подачи газобразных компонентов лазерного топлива; 3 – отсек криогенных холодильных машин; 4 – функционально-служебный модуль ракеты-носителя "Протон-М"; 5 – баки компонентов лазерного топлива; 6 – силовая рама газодинамического тракта системы генерации силового излучения; 7 – плоскооблучный задающий генератор с предусилителем; 8 – телескоп ФОС; 9 – элемент головного защитного кожуха телескопа ФОС.

Выводы к главе 3

1. Произведена оценка массогабаритных характеристик и выполнена компоновка на КА составных частей МКЛЭУ: системы импульсно-периодической генерации излучения, системы хранения и подачи компонентов лазерного топлива (СХПК), формирующей оптической системы и системы лазерной локации. Обоснована возможность размещения МКЛЭУ на борту КА с общей массой ~19700 кг. Такой КА может быть размещен под "стандартным" обтекателем ракеты-носителя "Протон-М", что позволяет вывести его на круговую орбиту ИСЗ высотой 350 км с наклоном 51,6°.

2. Выполнены оценки общей продолжительности работы МКЛЭУ при одной заправке СХПК, которые составляют 30 минут в режиме импульсно-периодического HF-излучения с энергией импульса ~ 1 Дж для защиты КА от ФКМ и очистки околоземного пространства, или 180 минут в режиме импульсно-периодического DF-излучения с энергией в импульсе на нужных колебательно-вращательных переходах ~5 мДж, необходимой для мониторинга атмосферы, или 280 минут в непрерывном HF-излучении с мощностью ~ 5 кВт при подпитки энергией действующих КА составляет 280 минут. При необходимости МКЛЭУ может быть дозаправлена с помощью грузового корабля с запасом компонентов лазерного топлива. В этом случае общая продолжительность работы МКЛЭУ в режиме излучения значительно возрастает.

Глава 4. ПРИКЛАДНЫЕ ЗАДАЧИ ДЛЯ РАЗРАБАТЫВАЕМОЙ МКЛЭУ

В качестве прикладных задач для разрабатываемой МКЛЭУ в данной главе будут рассмотрены следующие три задачи: защита КА от опасных ФКМ и очистка околоземного пространства, экологический контроль (мониторинг) приземной атмосферы из космоса и подзарядка АКБ других КА с целью продления срока их функционирования.

4.1 Защита КА и очистка околоземного пространства от опасных ФКМ с помощью МКЛЭУ

В данной работе за основу расчета защиты КА от ФКМ принят тот факт, что ФКМ, как правило, движутся по эллиптическим орбитам, имеющим преимущественно направление движения с запада на восток [51]. В проводимых нами дальнейших расчетах будут рассмотрены три круговые орбиты защищаемых КА с высотами 400 км (характерно для МКС), 700 км и 1000 км (спутники связи, исследовательские и метеорологические). При этом нами будут рассмотрены два случая возможного столкновения ФКМ с КА – когда угол между их орбитами $\varphi=0^\circ$ (компланарные орбиты) и случай, когда $\varphi \gg 0^\circ$.

4.1.1 Случай компланарных орбит

4.1.1.1 Постановка задачи

Рассмотрим сначала случай сопряжения круговых орбит КА с эллиптическими орбитами ФКМ (случай компланарных орбит).

Опираясь на данные по характеристикам ФКМ, которые представлены в таблице 19 [17], проведем детальное рассмотрение возможных случаев столкновения КА, движущихся по круговым орбитам с высотами 400 км, 700 км и 1000 км.

Таблица 19. Характеристики ФКМ (проект Орион) [17].

ФКМ	Сфериды Na/K	Осколки феноуглерода	Поверхности (многослойные покрытия) пластик-алюминий	Осколки алюминия	Стальные опоры баков
Наклонение, (град.)	65	87	99	30	82
Апогей, (км)	930	1190	1020	800	1500
Перигей, (км)	870	610	725	520	820
S/m , (см ² /г)	1,75	0,7	2,5	0,37	0,15
Реальный размер, (см)	1,0	1×5	0,05×30	1×5	1×10

Помимо рассмотрения случаев столкновения КА с ФКМ, движущимся по эллиптическим орбитам с параметрами, представленными в таблице 19, также будет рассмотрен случай столкновения КА, движущегося по стандартной круговой орбите на высоте 400 км с ФКМ, движущимся по эллиптической орбите с высотой перигея $H_{п}=400$ км и высотой апогея $H_{а}=2000$ км (точка столкновения находится в перигее).

Сначала вычислим скорости движения КА и ФКМ на их орбитах. Скорость КА, движущегося вокруг Земли по круговой орбите с высотой H , вычисляется по известной зависимости [101]

$$V_{кр} = \sqrt{G \frac{M_3}{(R_3 + H)}}, \quad (73)$$

где $R_3=6731$ км – радиус Земли, $M_3=5,9736 \cdot 10^{24}$ кг – масса Земли, $G= 6,67384 \cdot 10^{-20}$ км³/с²·кг - гравитационная постоянная Земли. Значения скорости движения КА на рассматриваемых нами трех круговых орбитах представлены в таблице 19.

Рассчитаем теперь скорость движения ФКМ по эллиптическим орбитам, используя выражение [101]

$$V_{эл} = \sqrt{GM_3 \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right)}, \quad (74)$$

где r – радиус-вектор до текущей точки на орбите ФКМ, a – значение большой полуоси эллиптической орбиты. Как видно из этого выражения, скорость ФКМ в каждой

точке орбиты разная, поэтому в дальнейшем она будет вычисляется для точек столкновения с КА.

Поскольку в качестве параметров орбиты ФКМ обычно задаются значения перигея H_n и апогея H_a , перейдем сначала к перигейному q и апогейному расстоянию Q соответственно

$$q = R_3 + H_n;$$

$$Q = R_3 + H_a.$$

Тогда, учитывая, что

$$q = a(1 - e), \quad (75)$$

$$Q = a(1 + e), \quad (76)$$

где e – эксцентриситет эллиптической орбиты, получим, что

$$a = \frac{Q + q}{2}.$$

Величина текущего радиус-вектора орбиты для эллиптической орбиты дается выражением

$$r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cdot \cos(\theta)}, \quad (77)$$

где θ – полярный угол (см. рисунок 37) или так называемая истинная аномалия.

Эксцентриситет эллиптической орбиты e , необходимый для вычисления текущего радиус-вектора r можно выразить из (75) или (76)

$$e = \frac{a - q}{a}. \quad (78)$$

Значение радиус-вектора орбиты ФКМ в точке предполагаемого столкновения с КА должно быть равно радиусу орбиты КА. Исходя из этого, из выражения (77) вычисляется значение θ истинной аномалии для точки столкновения, а затем с помощью выражения (74) рассчитывается значение текущей скорости ФКМ в данной точке. Результаты расчетов для каждого рассматриваемого нами случая, в котором возможно столкновение (орбиты ФКМ и КА пересекаются), значение истинной аномалии для точки столкновения, эксцентриситет орбит и эскизы столкновительной ситуации на орбите в масштабе приведены в таблице 20.

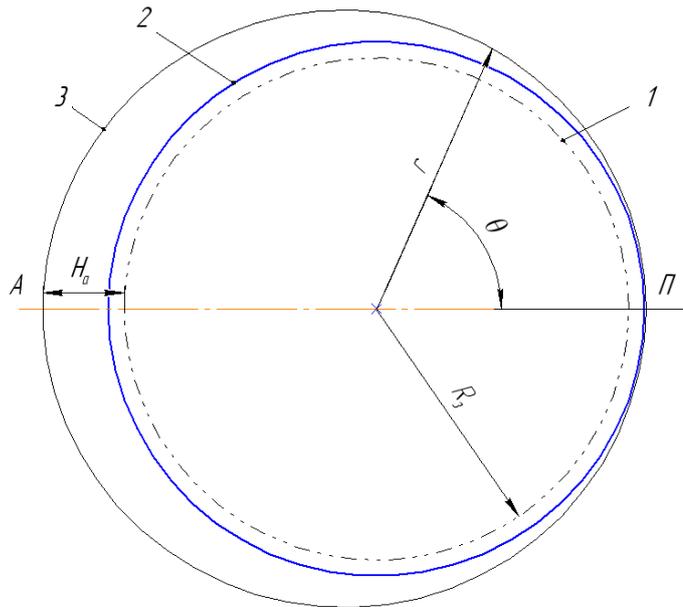


Рисунок 37 – Компланарные орбиты: 1 – Земля, 2 – круговая орбита КА, 3 – эллиптическая орбита ФКМ.

С учетом того, что векторы скоростей КА и ФКМ в точке столкновения во всех рассматриваемых нами случаях практически параллельны, то значение скорости сближения $V_{сб}$ ФКМ с КА в данной точке вычисляется, как разность величин их скоростей:

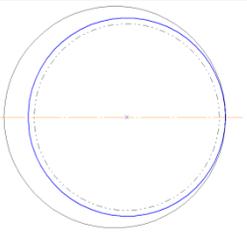
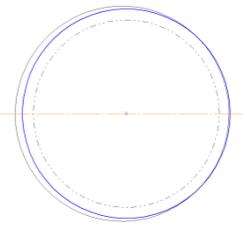
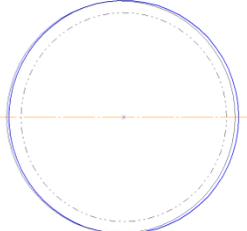
$$V_{сб} = V_{эл} - V_{кр}. \quad (79)$$

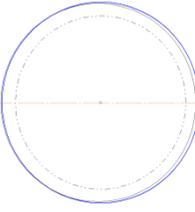
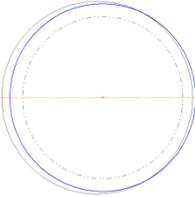
Время прохождения ФКМ сектора эллиптической орбиты, отсчитывая от точки перигея и до заданного значения истинной аномалии θ_i , вычисляется следующим образом [101]:

$$t_{сектФКМ} = \frac{T_{фкм} \cdot (\theta_i - 2 \cdot e \cdot \sin(\theta_i))}{2\pi}, \quad (80)$$

где $T_{ФКМ} = 2\pi \cdot \frac{\sqrt{a^3}}{\sqrt{G \cdot M_3}}$ - период обращения по эллиптической орбите.

Таблица 20. Параметры орбит КА и ФКМ и случаи их пересечения.

№ п.п.	Круговая орбита КА, км	Скорость КА $V_{кр}$, м/с	Тип ФКМ	Перигей/апогей эллиптической орбиты ФКМ, км/км	Эксцентриситет	Схема сближения	Значение истинной аномалии θ в точке столкновения, град	Скорость ФКМ в предполагаемой точке столкновения, $V_{эл}$, м/с	Скорость сближения ФКМ с КА ΔV , м/с
1.	400	7673	Металл размером 4 см	400/2000	0,1057		0	8068	395
2.	700	7509	Осколки феноугле- рода	610/1190	0,0399		48,08	7611	102
3.			Осколки алюминия	520/800	0,0199		107,7	7487	21

№ п.п.	Круговая орбита КА, км	Скорость КА $V_{кр}$, м/с	Тип ФКМ	Перигей/апогей эллиптической орбиты ФКМ, км/км	Эксцентриситет	Схема сближения	Значение истинной аномалии θ в точке столкновения, град	Скорость ФКМ в предполагаемой точке столкновения, $V_{эл}$, м/с	Скорость сближения ФКМ с КА ΔV , м/с
4.	1000	7354	Осколки феноуглерода	610/1190	0,0399		112,3	7303	-51
5.			Поверхности (многослойные покрытия) пластик-алюминий	725/1020	0,0203		150,4	7289	-65
6.			Стальные опоры баков	820/1500	0,045		64,25	7432	77

Знак минус в столбце «Скорость сближения ФКМ с КА ΔV , м/с» означает, что КА догоняет ФКМ перед столкновением. В остальных случаях ФКМ догоняет КА в точке столкновения.

4.1.1.2 Методика расчет лазерного воздействия на ФКМ

Рассмотрим теперь воздействие импульсов излучения МКЛЭУ на ФКМ перед угрозой столкновения. Величина уменьшения скорости сближения ФКМ Δv [см/с] за счет возникновения импульса отдачи при воздействии одного импульса лазерного излучения с плотностью энергии E [Дж/см²] на ФКМ определяется из следующего выражения [17]:

$$\Delta v = C_m \cdot E \cdot S / m, \quad (81)$$

где S [см²] – площадь фокального пятна, если она меньше площади поперечного сечения ФКМ, а если ФКМ засвечивается полностью, то $S = S_{\text{ФКМ}}$, m [г] – масса ФКМ, C_m [дин·с/Дж] – коэффициент связи (пропорциональности), зависящий от типа ФКМ.

В работе [12] была приведена графическая зависимость (рисунок 38) коэффициента связи C_m от плотности энергии E для импульса длительностью 5 нс для металлических и неметаллических поверхностей. Это зависимость и будет использована в дальнейших расчетах уменьшения скорости ФКМ Δv .

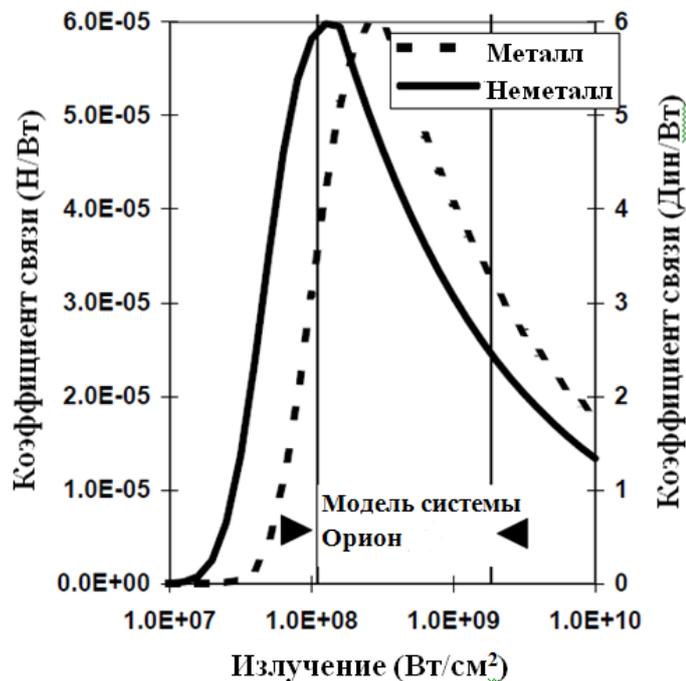


Рисунок 38 - Коэффициент связи для длительности импульса 5 нс [12].

Также в дальнейших расчетах будут приняты следующие параметры МКЛЭУ:

- энергия импульса выходного излучения $E \approx 1$ Дж;

- диаметр выходного телескопа 1 м;
- расходимость излучения равна двум дифракционным пределам;
- длительность импульса – 10 нс;
- частота повторения импульсов – 10^5 Гц.

Для дальнейших расчетов было разработано программное обеспечение расчета воздействия импульсно-периодического лазерного излучения на динамику сближения ФКМ, движущегося по эллиптической орбите с заданными параметрами, с КА, движущимся по круговой орбите, дающее возможность варьировать ряд основных исходных параметров: начальные и конечные расстояния воздействия, материал (металл – неметалл), размер и массу ФКМ. На основании этих входных данных производился расчет влияния каждого единичного импульса излучения на изменение скорости ФКМ. Учитывая на каждом шаге расчета эти изменения, рассчитывается воздействие следующего импульса на полученные в предыдущем шаге итераций текущие величины. Параллельно рассчитываются текущие значения расстояния между ФКМ и КА, диаметр и площадь пятна при фокусировке. Значения C_m при расчете анализируются на каждом шаге интегрирования, и исходя из того, какой материал взят, выбирается соответствующее значение C_m по приведенной на рисунке 38 зависимости C_m от плотности энергии импульса излучения, считая, что характер поведения этих зависимостей не изменится для случая воздействия импульсов 10-наносекундной длительности.

Изначально, задав значение истинной аномалии θ_l , как начальную точку для лазерного воздействия и зная параметры точки, в которой должно произойти столкновение (точка пересечения круговой орбиты КА и эллиптической орбиты ФКМ ($\theta_{ст}$, $r_{ст}$)), согласно выражению (80), определяется время прохода ФКМ от начальной точки воздействия до точки столкновения без учета лазерного воздействия, как

$$t_{доC_m} = \frac{T_{фкм}}{2\pi} [(\theta_{cm} - 2 \cdot e \cdot \sin(\theta_{cm})) - (\theta_l - 2 \cdot e \cdot \sin(\theta_l))]. \quad (82)$$

Далее, связав начало системы координат с КА, а направление одной из осей (ось x) выбрав параллельным касательной к орбите КА в точке столкновения, и учитывая то, что в рассматриваемых малых диапазонах истинной аномалии при воздействии лазерным излучением на ФКМ отрезки траекторий КА и ФКМ являются практически

прямыми линиями, то расстояние между ФКМ и КА можно оценить следующим образом:

$$L = \sqrt{L_x^2 - L_y^2}, \quad (83)$$

где $L_x = (V_{\text{ФКМ}}(\theta_{\text{см}}) - V_{\text{КА}}) \cdot t_{\text{доСм}}$, $L_y = r_{\text{ФКМ}}(\theta_{\text{см}}) - R_{\text{КА}}$.

Далее, исходя из рассчитанного расстояния между ФКМ и КА, определяется диаметр d фокального пятна на этом расстоянии, как

$$d = \theta \cdot L, \quad (84)$$

где $\theta = k \cdot \theta_{\text{диф}}$ - расходимость лазерного излучения, здесь $\theta_{\text{диф}} = 2,44\lambda/D$, а k – отношение реальной расходимости к дифракционной, $D=1$ м – диаметр главного зеркала выходного телескопа.

Вычислив площадь фокального пятна $S_{\text{ф}} = \pi \cdot d^2/4$, в зависимости от введенных пользователем характеристик ФКМ (материал, размер, особенности формы) идет анализ эффективной засвеченной излучением площади воздействия $S_{\text{эф}}$ в том случае, если диаметр фокального пятна больше размеров частицы. И, согласно выражению (9), вычисляется изменение скорости ФКМ ΔV от единичного импульса. Затем вычисляется новая текущая скорость ФКМ $V_{\text{эл}j}$ с учетом того, что вектора $V_{\text{эл}}$ и ΔV не параллельны. Поэтому, разложив вектор ΔV от лазерного воздействия на перпендикулярные компоненты, одна из которых параллельна вектору $V_{\text{эл}}$, параллельная его составляющая идет на изменения значения скорости $V_{\text{эл}}$, а перпендикулярная составляющая поворачивает вектор $V_{\text{эл}}$. Расчеты показывают, что в рассматриваемых нами случаях столкновения, параллельная составляющая вектора ΔV находится в диапазоне значений 0,85...1 полного вектора ΔV , что и учитывалось в расчетах.

Также на каждом шаге вычисляется часть испаряющейся массы ФКМ за импульс, и оставшаяся масса ФКМ вычисляется, как $m = m_0 - \sum_i \mu \cdot E$ [102], где m_0 – начальная масса ФКМ, i – номер импульса, μ – коэффициент испарения, который при $E < 1$ Дж/см², принят равным нулю, а при $E \geq 1$ Дж/см², согласно [103], для металлической частицы $\mu = 8 \cdot 10^{-8}$ кг/Дж, а для неметаллической $\mu = 1,25 \cdot 10^{-8}$ кг/Дж.

В [66] было отмечено, что маневры, осуществляемые под действием импульса силы, лежащего в плоскости орбиты (а в случае компланарных орбит для КА и ФКМ это условие выполняется всегда), не приводят к изменению положения плоскости ор-

биты в пространстве. В результате выполнения таких маневров изменяются такие элементы орбиты, как большая полуось a и эксцентриситет e . Поэтому, рассчитав новую скорость ФКМ $V_{элj}$, считаем параметр a_j новой эллиптической орбиты ФКМ, выразив его из уравнения (74), учитывая то, что за время одного импульса текущий радиус-вектор r мгновенно не изменится, и принимая его фиксированной величиной на данном шаге итераций.

$$a_j = \frac{r_j \cdot GM_3}{2GM_3 - r_j \cdot V_{элj}^2}. \quad (85)$$

Выражение для величины изменения эксцентриситета орбиты Δe вычисляется согласно выражению [101]

$$\Delta e_j = \frac{r_j \cdot (e + \cos\theta_j) \cdot \Delta a_j}{a(2a - r_j)}. \quad (86)$$

Вычислив новое значение истинной аномалии θ_j , изменившееся за время одного импульса и время между соседними импульсами, рассчитывается новый текущий радиус-вектор для эллиптической орбиты

$$r_j = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cdot \cos(\theta_j)}. \quad (87)$$

После этого идет пересчет всех параметров движения ФКМ: его скорости, изменение значения истинной аномалии θ за время импульса и время между двумя соседними импульсами, расчет нового значения радиус-вектора r , скорости сближения ФКМ и КА, расстояния между ФКМ и КА, текущей массы ФКМ. Далее считается влияние следующего импульса на параметры динамики ФКМ и так далее до того момента, пока счетчик времени воздействия не сравняется с введенным пользователем временем воздействия или до полного испарения ФКМ.

4.1.1.3 Результаты расчетов

Расчеты воздействия лазерного излучения на динамику сближения ФКМ с КА, варианты столкновения которых показаны в таблице 20, приведены в таблице 21.

По окончании всех расчетов, зная новую текущую скорость ФКМ и параметры его новой эллиптической орбиты, производится оценка расстояния прогнозируемого

промаха ФКМ от КА. Для этого, считая, что изменение скорости происходило практически мгновенно, и во время передачи ФКМ импульса он двигался по старой орбите, берем значение текущего радиус вектора r_j для момента, когда лазерное воздействие прекращено. И зная параметры новой орбиты a_j и e_j , подставляем их в выражение (77), разрешаем его относительно истинной аномалии θ , тем самым получая значение θ_n' новой орбиты для точки, в которой прекращено лазерное воздействие. Сопоставив его со значением истинной аномалии θ_n для точки прекращения лазерного воздействия старой орбиты, найдем угол $\Delta\theta_n$, на который повернулась большая ось новой орбиты относительно старой. Данные по расчету $\Delta\theta_n$ представлены в таблице 20.

Теперь, сопоставив значения истинной аномалии для точки столкновения $\theta_{ст}$ на старой и $\theta_{ст}'$ на новой орбитах, для оценки величины промаха ФКМ от КА остается подставить в выражение (77) параметры новой орбиты $\theta_{ст}'$, a_j и e_j и получить значение текущего радиус-вектора в этой точке. Разница между высотой орбиты КА и этим значением и будет являться величиной промаха ΔH , значение которого для рассматриваемых нами случаев также представлены в таблице 21.

Знаки «-» в таблице 21 означают, что при большом значении уменьшения скорости ФКМ, описанная нами выше система решения для вычисления дальнейшей траектории движения частицы не имеет решения. Это означает, что в данном случае ФКМ движется уже не по эллиптической орбите, а по некоторой другой кривой второго порядка. Однако, величины изменения скорости ФКМ ΔV для случая длительного воздействия все же приведены в таблице для показа запаса энергетических возможностей МКЛЭУ. Проанализировав данные в таблице 21, можно полагать, что для столь больших величин ΔV величина промаха ΔH будет еще больше значений, приведенных в таблице.

Хочется также заметить, что величина промаха для случаев более длительных воздействий, приведенных в таблице 21, немного занижены из-за того, что в предложенной в это диссертационной работе системе расчета учитывается, что частица приобретает новую орбиту лишь по окончании лазерного воздействия, а не после самого первого импульса, хотя бы незначительно меняющего скорость ФКМ.

Теперь проанализируем полученные результаты. Во-первых, отметим, что для металлических частиц эффективное расстояние воздействия МКЛЭУ составляет ~ 2 км, а для неметаллических - $\sim 3,5$ км. Случаи 1, 2, 6, рассмотренные в таблице 21, соответствуют случаям, когда ФКМ догоняет КА в точке столкновения. Соответственно, воздействие на такой ФКМ может придать ему дополнительный импульс, который уменьшает его скорость. Любое уменьшение скорости ФКМ даже на незначительную величину уменьшает значение большой оси его орбиты и уменьшает её эксцентриситет. При этом, для защиты КА совсем не обязательно добиваться полного торможения ФКМ относительно КА путем длительного лазерного облучения. Оценки величины промаха ΔH составляет несколько сотен метров даже при незначительном уменьшении скорости ФКМ на 15-30 м/с, что даёт уверенную возможность избежать столкновения ФКМ с КА. При этом в ряде случаев, когда расстояние между ФКМ и КА уменьшается до 1 км, мощность импульсов на поверхности ФКМ становится достаточной для испарения части массы ФКМ. Следует особо отметить, что рассматриваемая нами МКЛЭУ может легко увести от столкновения с КА даже самую тяжелую из представленных в таблице 19 частиц, масса которой составляет 66,7 г, а размер $1 \times 10 \text{ см}^2$ (случай столкновения № 6).

Еще одним из неоспоримых преимуществ рассмотренного нами воздействия на ФКМ является то, что после воздействия ФКМ переходят на орбиты с более низким перигеем. Если это значение достигает 200 км, то под действием торможения атмосферы ФКМ будут продолжать снижаться, пока не сгорит в плотных слоях атмосферы. Таким образом, МКЛЭУ может играть не только роль «защитника» КА, но и «чистильщика наиболее используемых орбит».

Таблица 21. Влияние воздействия лазерного излучения на ФКМ на его параметры. Случай компланарных орбит.

№ случ- чая столкно- вения (№ п.п. из таб. 2)	Рас- чет- ная мас- са ФКМ , г	«a», км / «e» ор- биты ФКМ началь- ное	Значение θ для ФКМ при начале воздей- ствия, град	Рас- стоя- ние между ФКМ и КА, км	Время до столк- нове- ния, с	Время воздей- ствия, с	Расстояние между ФКМ и КА по прекраще- нию воздей- ствия	ΔV , м/с	Новое значе- ние «a», км / «e»	Разность $\Delta\theta_{\text{п}}$ углов между большими осями стар и нов орбит, град	ΔH , м	Испа- ряемая масса за вре- мя воз- дей- ствия
1.	34	7571 / 0,1056	0,3	1,7	4,3	1,5	1,11	15	7536 / 0,101	1,05	313	0
						4	0,41	286	6970 / 0,035	36,65	1900	13,2
2.	7,1	7271 / 0,0399	48,5	1,66	6,74	1	1,42	25	7220 / 0,035	7,673	413	0
						1,8	1,25	94	7085 / 0,0229	38,4	382	0
						3	2,91	354	-	-	-	0
3.	13,5	7031	108,2	1,2	8	0,8	1,1	-23,8	7075 / 0,018	-18,2	- 938	0
						1,6	0,985	-56,6	7137,6 / 0,015	- 54	- 795	0
						108,3	1,44	9,8	2,5	1,1	-56,9	7137 / 0,0154

№ случ- чая столкно- вения (№ п.п. из таб. 2)	Рас- чет- ная мас- са ФКМ , г	«a», км / «e» ор- биты ФКМ началь- ное	Значение θ для ФКМ при начале воздей- ствия, град	Рас- стоя- ние между ФКМ и КА, км	Время до столк- нове- ния, с	Время воздей- дей- ствия, с	Расстояние между ФКМ и КА по прекраще- нию воздей- ствия	ΔV , м/с	Новое значе- ние «a», км / «e»	Разность $\Delta\theta_{\text{п}}$ углов между большими осями стар и нов орбит, град	ΔH , м	Испа- ряемая масса за вре- мя воз- дей- ствия
											972	
4.	7,1	7271 / 0,0399	112,8	1,95	7,1	2,6	1,24	-60	7372 / 0,034	-24,15	-390	0
5.	0,6	7243,5 / 0,02	150,9	0,88	9	0,4	0,85	-68,7	7378 / 0,0039	-74,23	-610	0
6.	66,7	7531 / 0,0399	64,5	1,4	4,3	2	0,79	31,25	7464,4 / 0,041	10,25	1150	0,5
						2,5	0,64	68	7388 / 0,0364	24,15	1300	5,35
						4	0,3	171,5	-	-	-	17,4
			64,6	1,93	6,1	3	1,01	10,4	7507 / 0,0437	3,5	745	0
						4	0,72	56,3	7411,7/ 0,0379	19,5	1210	3,32

Случаи столкновения №№ 3, 4, 5 соответствуют случаям, когда в точке столкновения КА догоняет ФКМ. Поэтому, поскольку КА находится позади ФКМ, схема воздействия на него направлена на увеличение его скорости. При этом орбита ФКМ станет еще более вытянута, но, однако, только таким образом удастся избежать столкновения в этом случае. Режим воздействия, параметры которого отражены в таблице 21, подобраны таким образом, чтобы изменение скорости ФКМ за счет лазерного воздействия ΔV немного превысило значение скорости сближения КА с ФКМ (что бы уверенно не произошло столкновение, но и что бы минимально безопасно менять значения большой полуоси a и эксцентриситета e орбиты ФКМ в сторону увеличения). При этом, если времени облучения будет не достаточно, что бы увеличить скорость ФКМ до скорости КА, оценки пролета ΔH над КА, составляющие порядка нескольких сотен метров и более, дают основания полагать, что и в этом случае КА будет уверенно защищен от столкновения.

4.1.2 Случай пересечения орбит ФКМ и КА под углами

4.1.2.1 Постановка задачи

Рассмотрим второй вариант пересечения орбит ФКМ и КА под углами $\varphi > 0$. Этот вариант пересечения соответствует случаю пересечения орбит с близкими параметрами, но с разными углами наклона их плоскостей к экватору. Случай, когда $\varphi \approx 0$ нами рассматриваться не будет, так как этот случай по всем параметрам очень близок к случаю компланарных орбит [104].

В зависимости от целевого назначения спутников, углы наклона их круговых орбит к плоскости экватора составляют от 30° для навигационных спутников до 90° для метеорологических. Поскольку пересечение двух орбит с плоскостями, расположенными под углом друг к другу, маловероятны в случае, если перигей и апогей у них разный, то, поскольку КА имеет круговую орбиту, опасный ФКМ должен иметь практически круговую орбиту того же радиуса (эллиптическая орбита с маленьким эксцентриситетом e , значение апогея практически равно радиусу орбиты КА). В таблице 19 данным условиям соответствует орбита ФКМ (сферыды Na/K) с апогеем 930 км и перигеем 870 км, поэтому в дальнейшем и будем рассматривать случай пересечения данной орбиты с круговой орбитой КА высотой 900 км.

Часто используемые углы наклона орбит для КА находятся от $\sim 50^\circ$ [105] до 83° , то есть максимальная разность углов наклона орбит составляет $\sim 30^\circ$. Поэтому в дальнейшем рассмотрении целесообразно ограничиться крайним случаем, когда защищаемый КА находится на наиболее вероятной орбите со средним углом наклона, а ФКМ – на наименее вероятной, которая пересекает орбиту КА под углами $\pm 15^\circ$.

4.1.2.2 Методика расчета лазерного воздействия на ФКМ

Идеология расчета параметров столкновения абсолютно идентичны за исключением расчета для величины увеличенной скорости сближения ФКМ с КА за счет разных наклонений орбит ФКМ и КА.

Запишем параметры описанного выше случая столкновения:

круговая орбита КА – $H=900$ км;

скорость КА – $V_{кр}=7404,7$ м/с;

тип ФКМ – сферыды Na/K;

размер – 1 см;

масса – 0,45 г;

перигей орбиты ФКМ - $H_{п}=870$ км;

апогей орбиты ФКМ – $H_{а}=930$ км;

величина большой полуоси $a=7271$ км;

эксцентриситет – $e=0,0041$;

период обращения по орбите $T_{фкм}=6174,1$ с;

угол наклона орбиты ФКМ к орбите КА – $\varphi=\pm 1^\circ$;

значение истинной аномалии в точке столкновения $\theta_{ст}=90,24^\circ$;

скорость ФКМ в предполагаемой точке столкновения – $V_{эл}=7404,7$ м/с;

скорость сближения ФКМ и КА с учетом наклона орбит КА и ФКМ друг к другу можно вычислить как:

$$\Delta V = V_{эл} - V_{кр} \cdot \cos(\varphi) = 252,7 \text{ м/с.}$$

Однако из-за того, что величины скоростей КА и ФКМ в точке столкновения одинаковы, а за некоторое небольшое время до столкновения, когда КА и ФКМ приближаются к точке столкновения, почти одинаковы, задача расчета воздействия лазерным излучением на ФКМ в данном случае принципиально отличается от случая

расчета лазерного воздействия для случая компланарных орбит. Дело в том, что в данном случае вектор воздействия лазерного излучения, а, следовательно, и вектор уменьшения скорости ФКМ $\Delta V_{эл}$, направлен практически перпендикулярно вектору ФКМ $V_{эл}$. Поэтому скорость ФКМ практически уменьшаться не будет, а будет лишь поворачиваться её вектор, тем самым лишь отодвигая время и расстояние столкновения на некоторую величину. Для точных оценок проведем все изложенные выше рассуждения более подробно.

Рассчитав расстояние L между КА и ФКМ

$$L = AB = \sqrt{AO^2 + BO^2 - 2 \cdot AO \cdot BO \cdot \sin^2(\varphi)} \quad (88)$$

в рассматриваемой точке, которая задается по времени до столкновения или расстоянию от текущей точки КА до точки столкновения, аналогично расчетам в разделе 4.2, вычисляется значение вектора $\Delta V_{эл}$, сообщаемого ФКМ с помощью лазерного воздействия каждым импульсом. Далее считаем, какая часть $\Delta V_{эл}$ направлена по вектору $V_{эл}$ и идет на торможение ФКМ. При угле наклона орбит ФКМ и КА друг к другу $\varphi = \pm 15^\circ$ это значение составляет 13%. Остальная часть вектора $\Delta V_{эл}$ приходится на поворот вектора $V_{эл}$ в сторону по ходу движения КА. Угол α , на который поворачивается вектор скорости ФКМ $V_{эл}$, можно найти, как

$$\alpha = \text{arctg}\left(\frac{\Delta V_{эл}^\perp}{V_{эл}}\right),$$

где $\Delta V_{эл}^\perp$ - проекция вектора $\Delta V_{эл}$ на направление вектора $V_{эл}$ (рисунок 39).

Теперь, зная расстояние L между ФКМ и КА (отрезок AB на рисунке 39) и учитывая, что орбиты ФКМ и КА теперь пересекаются под углом $\varphi' = \varphi - \alpha$, вычислим расстояния до новой точки пересечения орбит O' от ФКМ (отрезок BO') и от КА (отрезок AO')

$$BO' = \frac{BO \cdot \sin \varphi}{\sin(\varphi - \alpha)}, \quad (89)$$

$$AO' = \frac{AO \cdot \sin \varphi \cdot \cos \alpha}{\sin(\varphi - \alpha)} + \frac{\sin(\alpha) \cdot \sqrt{AB^2 - AO^2 \cdot \sin^2(\varphi)}}{\sin(\varphi - \alpha)}. \quad (90)$$

Далее нужно рассчитать расстояние, которое прошли ФКМ и КА за время передачи импульса и времени между двумя соседними импульсами, и вычесть их из полу-

Таблица 22. Влияние воздействия лазерного излучения на параметры ФКМ. Случай пересечения орбит ФКИ и КА под углами.

№ п.п.	Время до столкновения при начале воздействия, с	Расстояние между ФКМ и КА, км	Время воздействия, с	Расстояние между ФКМ и КА по прекращению воздействия	$\Delta V_{эл}$, м/с / $\Delta V_{эл}^{\perp}$, м/с	Угол пересечение орбит после воздействия φ' , град	Расстояние до точки пересечения орбит от КА / от ФКМ	Время от прекращения воздействия до момента прохода ФКМ точки пересечения	Новое значение «а», км / «е»	Разность $\Delta\theta_{п}$ углов между большими осями стар и нов орбит, град	ΔH , м	Испаряемая масса за время воздействия, г
1	3	5,8	2	1,93	16,2 / 2,2	14,88	7,4837 / 7,4819	1,01	7266,7 / 0,00353	0,7	43	0
2			2,5	1,01	365,5 / 47,7	12,53	4,63 / 4,61	0,626	7178,8 / 0,00003	16,2	431	0
3			2,8	1,47	2026,7 / 265	1,1	40,69 / 39,44	5,5	-	-	-	0
4	2	3,8	1,5	1	368 / 93,7	12,5	4,63 / 4,606	0,626	-	-	-	0
5			1,8	1,64	2039,5 / 252,3	1	43,58 / 42,12	5,9	-	-	-	0,01

Хочется еще отметить тот факт, что при любых случаях сближения эффективность увода ФКМ с траектории КА можно значительно улучшить, если использовать промежуточное передающее зеркало, как было предложено в работе [49], расположенное на значительном расстоянии от МКЛЭУ (10-20 км).

Таким образом, расчеты показали, что МКЛЭУ на основе созданного в «НПО Энергомаш» крупноразмерного HF-НХЛ при использовании в ней импульсно-периодического режима генерации коротких импульсов с длительностью ~ 10 нс и частотой повторения 10^5 Гц, когда рассчитанная пиковая мощность импульса излучения лазера $> 10^8$ Вт достаточна для создания реактивных импульсов отдачи эрозионного плазменного факела, формируемого в фокальном пятне лазерного излучения на поверхности ФКМ, может обеспечить защиту КА от опасных ФКМ. Установлено, что избежать столкновения можно во всех рассмотренных опасных случаях сближения. При этом рекомендованное расстояние воздействия на ФКМ составляет 3 км.

4.2 Экологический контроль (мониторинг) приземной атмосферы из космоса с помощью МКЛЭУ

За последние 10...15 лет возможность экологического контроля сильно возросла по многим причинам. Причины эти следующие [106]. Во-первых, к настоящему времени установлен перечень следующих физиологических активных веществ (ФАВ), которые могут присутствовать в атмосфере. Эти вещества приведены на рисунке 40 [25, 106]. Во-вторых, практически установлен перечень основных эффектов взаимодействия, проникающего в вещество лазерного излучения. Перечень эффектов представлен в таблице 23.

Запишем соотношение [106], связывающее кроссполяризационную компоненту рассеянного частицами МИ сигнала с коэффициентом объемного рассеяния:

$$W_{кр} = \frac{W_{изм} \cdot \ell_{обл} \cdot \tau_{пер} \cdot \tau_{пр} \cdot S_{пер} \cdot \beta \cdot e^{-2\alpha \cdot R}}{2\pi R^2}, \quad (91)$$

где $W_{кр}$ – интенсивность кроссполяризационной компоненты рассеянного излучения на входе приемника (Дж); $W_{изм}$ – интенсивность линейно поляризованного лазерного излучения (Дж); $\ell_{обл}$ – глубина облака аэрозолей (рассеивающего объема) (м); $\tau_{пер}$ –

коэффициент пропускания оптики передатчика (отн. ед.); $\tau_{пр}$ – коэффициент пропускания оптики приемника (отн. ед.); $S_{пр}$ – площадь приемного объектива (m^2); α – коэффициент поглощения атмосферы (зависит от длины волны) (m^{-1}); R – дальность до рассеивающего объема (m); β – коэффициент объемного рассеяния кроссполяризации (m^{-1}). Изменение $W_{кр}$ и $W_{изм}$ дает возможность определить α и концентрацию исследуемого вещества.

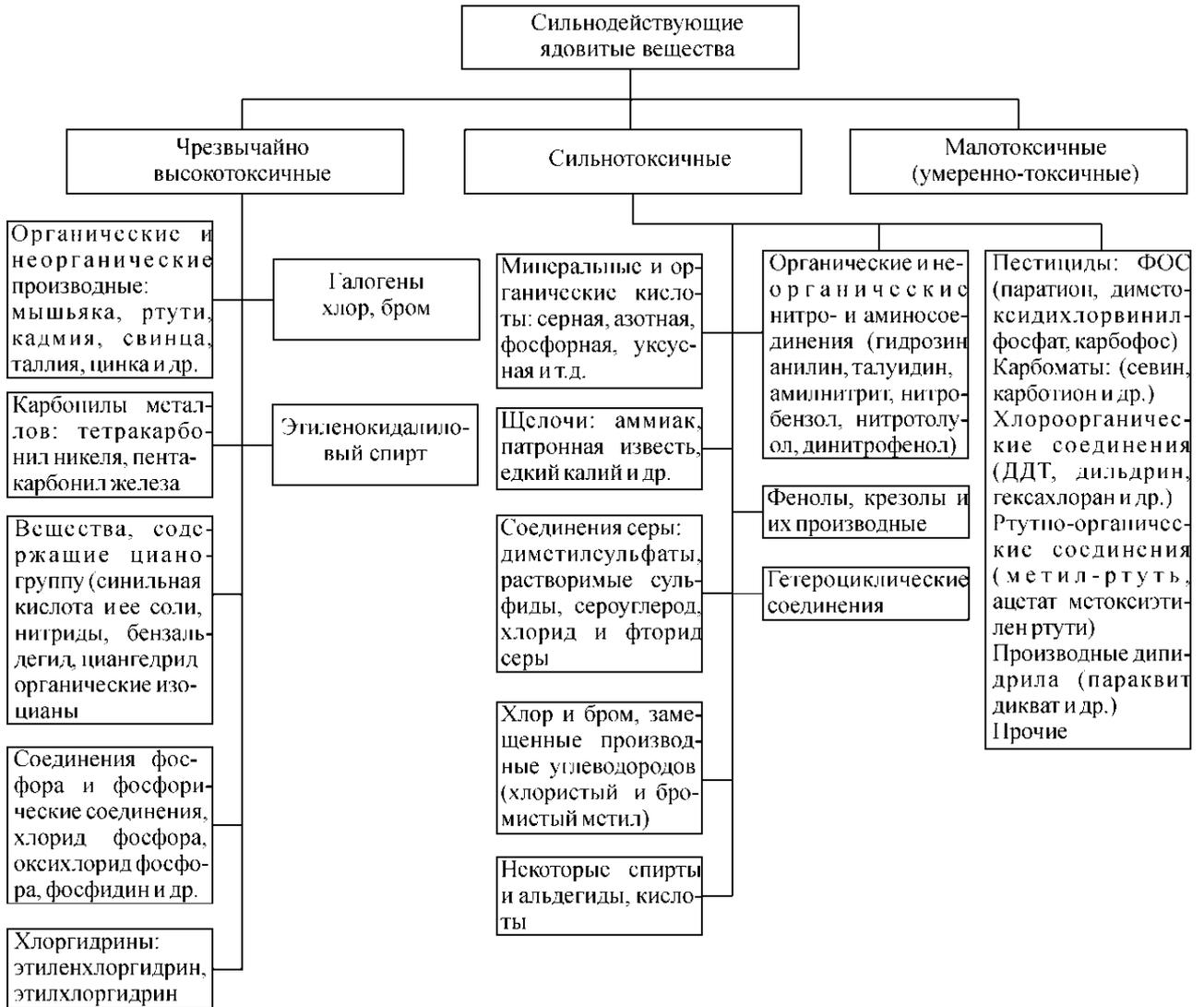


Рисунок 40 – Сильнодействующие ядовитые вещества.

Таблица 23. Перечень основных эффектов взаимодействия зондирующего излучения с веществом в атмосфере [106].

Тип взаимодействия	Физический процесс	Диапазон длин волн, мкм	Интенсивность сечения рассеяния, см ²	Условия взаимодействия
1. Линейное рассеяние (поглощение)	Аэрозольное рассеяние (по теории МИ)	0,25...25	$10^{-20} \dots 10^{-16}$	$\lambda \geq d$, d диаметр частиц $\lambda_t = \lambda_r$
	Рэлеевское рассеяние а) нерезонансное б) резонансное	0,25...25	$10^{-20} \dots 10^{-16}$	$\lambda_t \leq d$ $\lambda_t = \lambda_r$
2. Люминесценция	Флюоресценция (электронных переходов)	0,25...0,4		$\lambda_t \neq \lambda_2$
	а) нерезонансная б) резонансная ИК-флюоресценция (вращательно-колебательного перехода)	0,7...25		$\lambda_t \neq \lambda_2$ $\lambda_t = \lambda_r$
3. Нелинейное рассеяние	Комбинационное рассеяние света (КСР):	0,25...1,0	$10^{-31} \dots 10^{-20}$	$\lambda_t \neq \lambda_r$ $\lambda_t = \lambda_r$
	а) нерезонансное	0,25...1,0	$10^{-31} \dots 10^{-20}$	
	б) резонансное	0,25...0,7	$10^{-29} \dots 10^{-20}$	
	Вынужденное комбинационное рассеяние света (ВКР)	0,25...0,7	$10^{-29} \dots 10^{-16}$	
4. Когерентные спектроскопические эффекты	Когерентная активная спектроскопия (КАРС)	0,25...1,0		
5. Излучение (тепловое)	Излучение тепловое активных переходов	2,5...25	$10^{-16} \dots 10^{-20}$	λ_r
6. Отражение	Отражение диффузное	0,25...2,5		$\lambda_t = \lambda_r$

Спектр DF-излучения состоит из ~50 линий лазерного излучения различной интенсивности. Самые интенсивные линии находятся в полосах 1→0, 2→1, 3→2 и 4→3 [27] (рисунок 41).

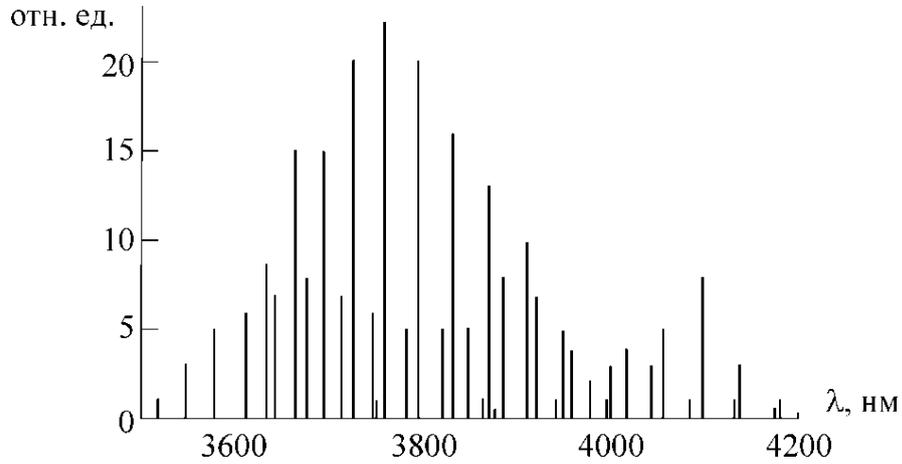


Рисунок 41 – Спектр излучения DF-лазера.

Спектральные и энергетические характеристики излучения DF-лазера представлены на рисунке 41 и в таблице 24. Из рисунка видно, что значительной интенсивностью обладают линии $P_1(9)$ и $P_2(6)$, $P_2(5)$ и $P_1(4)$, $P_1(9)$ и $P_2(5)$ [27]. Эти линии могут быть использованы для анализа газов методом дифференциального ДПП поглощения [107, 25].

Таблица 24. Спектральные и энергетические характеристики выходного излучения DF-лазера

$n_{\text{излуч}}, \text{см}^{-1}$	$\lambda_{\text{излуч}}, \text{нм}$	Идентификация линий излучения		Энергия линий излучения, %
		полоса	переход	
2840,1	3521,0	1→0	$P_1(3)$	1
2816,9	3550,0	1→0	$P_1(4)$	3
2792,5	3581,0	1→0	$P_1(5)$	5
2768,5	3612,0	1→0	$P_1(6)$	6
2743,5	3645,0	1→0	$P_1(7)$	7
2718,1	3679,0	1→0	$P_1(8)$	8
2691,1	3716,0	1→0	$P_1(9)$	7
2665,2	3752,0	1→0	$P_1(10)$	6

2750,0	3636,3	2→1	$P_2(3)$	9
2727,1	3666,5	2→1	$P_2(4)$	15
2704,0	3698,3	2→1	$P_2(5)$	17
2680,1	3731,0	2→1	$P_2(6)$	20
2655,8	3765,1	2→1	$P_2(7)$	22
2631,0	3800,7	2→1	$P_2(8)$	20
2605,7	3837,5	2→1	$P_2(9)$	16
2580,0	3875,7	2→1	$P_2(10)$	13
2553,9	3915,5	2→1	$P_2(11)$	10
2527,5	3956,5	2→1	$P_2(12)$	5
2502,8	3999,5	2→1	$P_2(13)$	1
2570,5	3890,3	3→2	$P_3(7)$	8
2546,3	3927,3	3→2	$P_3(8)$	7
2521,7	3965,6	3→2	$P_3(9)$	4
2496,6	4005,4	3→2	$P_3(10)$	3
2471,2	4046,6	3→2	$P_3(11)$	3
2445,3	4089,5	3→2	$P_3(12)$	3
2419,1	4133,7	3→2	$P_3(13)$	1
2392,5	4179,7	3→2	$P_3(14)$	0,5
2554,6	3914,5	4→3	$P_4(4)$	0,5
2532,7	3948,7	4→3	$P_4(5)$	1
2509,8	3984,4	4→3	$P_4(6)$	2
2486,8	4021,3	4→3	$P_4(7)$	4
2463,3	4059,7	4→3	$P_4(8)$	5
2439,3	4009,6	4→3	$P_4(9)$	8
2414,9	4140,9	4→3	$P_4(10)$	3
2390,1	4183,9	4→3	$P_4(11)$	1

Метод дифференциального поглощения основан на явлении резонансного поглощения в пределах контура селективной линии поглощения атмосферного газа. В таком узком спектральном интервале коэффициент молекулярного резонансного поглощения в зависимости от спектральной частоты испытывает максимальные изменения, а коэффициент ослабления за счет нерезонансного рассеяния и поглощения практически не изменяется. Это позволяет при сравнении данных лазерного зондирования атмосферы на двух близких спектральных частотах, одна из которых λ_1 расположена в центре линии поглощения атмосферного газа, а вторая λ_2 на ее крыле, выделить в чистом виде зависимость отношения данных зондирования только от резонансного поглощения по трассе зондирования.

На практике зондирование атмосферы с использованием дифференциального поглощения реализуется двумя способами: методом дифференциального поглощения на длинных трассах и лидарным методом дифференциального поглощения (метод ДПР) [25].

В первом методе, роль отражателя играет зеркало или топографическая цель, во втором – сами частицы исследуемого облака. Ввиду значительного отношения коэффициента отражения первого метода ко второму, для увеличения принимаемой мощности воспользуемся методом дифференциального поглощения.

В работе [106] была показана принципиальная возможность осуществления экологического контроля (мониторинга) приземной атмосферы из космоса с помощью МКЛЭУ при использовании метода дифференциального поглощения и диффузного отражения от земной поверхности. На примере метана проведен расчет минимально обнаруживаемой его концентрации (0,16 от фоновой) и максимально обнаруживаемой (32-х кратное превышение над фоновой концентрацией), причем для этого достаточно использования DF–НХЛ с мощностью излучения всего 30 кВт при условии перевода режима его генерации из непрерывного в импульсно-периодический с длительностью импульса 10 нс. Поскольку метан содержится в природном газе, МКЛЭУ может использоваться для обнаружения из космоса территорий потенциальных газовых и нефтяных месторождений по выбросам над ними углеводородов в атмосферу, а также для определения утечек из газовых магистралей.

В работе [105] исследовались величины коэффициентов поглощения метана и были предложены подходящие комбинации пар длин волн (аналитическая + опорная):

$P_1(5)+P_1(4)$, $P_1(5)+P_1(6)$, $P_1(9)+P_2(5)$, $P_1(9)+P_1(8)$, $P_1(9)+P_2(6)$, $P_1(9)+P_1(10)$. Для повышения точности полученных результатов пара выбиралась с минимальным спектральным интервалом между рабочими линиями, чтобы изменения ρ , η и $\varepsilon_{\text{осл}}$ при вариации частоты были очень малыми, а излучение на каждой линии имело достаточную мощность. Таким образом, для дальнейших оценок были выбраны линии $P_1(9)$ $s\lambda_1=3,71$ мкм в качестве аналитической и $P_2(6)$ $s\lambda_2=3,75$ мкм в качестве опорной, мощности излучения на которых составляют $\sim 5\%$ от общей мощности. Для выбранной пары длин волн были рассчитаны коэффициенты суммарного ослабления излучения $\varepsilon_{\text{осл}}$ сторонними, не интересующими нас частицами при прохождении лазерного излучения через всю толщу атмосферы. Коэффициенты молекулярного поглощения $\alpha_{\text{мол}}$ этими частицами рассчитывались с использованием атласа спектроскопических данных HITRAN-2000 [107] с учетом распределения давления по высоте для модели лета средних широт. Значения коэффициентов аэрозольного ослабления $\alpha_{\text{аэр}}$ и рассеяния $\beta_{\text{аэр}}$ брались из программы LOWTRAN7/BACKSCAT [108] также для модели лета средних широт при влажности 70%, дальностью видимости 23 км и скорости ветра 10 м/с. Расчет коэффициентов $\alpha_{\text{мол}}$ производился от 0 до 20 км с интервалом 200м, а от 20 до 100 км – с интервалом 2 км. Свыше 100 км в виду малости ($\sim 10^{-15}$ км $^{-1}$) ослабление не учитывалось.

В итоге, в работе [106] были получены следующие результаты: при использовании метода дифференциального поглощения излучения на двух линиях молекулы DF $P_1(9)+P_2(6)$, соответственно, в качестве аналитической и опорной волн достаточно энергии импульса ~ 5 мДж при длительности импульсов ~ 10 нс, чтобы зарегистрировать надфоновую концентрацию метана в приземной атмосфере из космоса. Следует отметить, что при использовании ретрорефлектора энергия импульса излучения на рассматриваемых двух линиях снижается до ~ 1 мДж. В завершении работы [106] рассматривался вопрос безопасности облучения земной поверхности. При энергии в импульсе на двух выбранных полосах ~ 5 мДж, полная мощность в импульсе составит $\sim 1,2$ кВт. Примем угловую расходимость излучения лазера, равную трем дифракционным пределам, соответственно, при диаметре апертуры выходного излучения $d \approx 10$ см получим угловую расходимость $\theta = 3 \cdot 1,22 \cdot \lambda / d \approx 1,4 \cdot 10^{-4}$ рад. Тогда плотность мощности $P/S = P/\pi(L \cdot \theta)^2$ на облучаемой земной поверхности составит $\sim 1,2 \cdot 10^5$ Вт/см 2 , что на 4 порядка меньше безопасного уровня.

4.3 Разработка механизма подпитки энергией КА для продления их срока службы

Одной из задач рассмотрения возможности передачи энергии лазерным способом является размещение лазерной энергетической установки непосредственно в космосе на орбите. Ввиду того, что в данном случае не требуется прохождение луча через атмосферу, появляется возможность вариации рабочей длины волны лазера, необходимой для выбора приемника излучения, снижается расходимость пучка, за счет отсутствия оптических неоднородностей на тракте луча, и, как следствие, снижаются размеры приемника излучения, а также эффективность передачи.

Задачи такой энергетической установки могут быть самыми разными: это и подзарядка АКБ КА во время нахождения их в тени, с целью продления их срока службы.

Энергию для функционирования спутники получают с помощью солнечных батарей. Эта энергия идет на текущее потребление различной аппаратурой и на зарядку АКБ. Однако имеется 2 периода в году вблизи осеннего и весеннего равноденствия (примерно по месяцу каждый), когда спутники попадают в тень Земли; при этом максимальное затенение длится около 72 минут. Хотя сама по себе доля недополученной спутниками энергии невелика, но во время затенения батареи разряжаются и срок службы их сокращается, понижая тем самым и срок службы самого спутника. По разным сведениям, применение лазеров для подпитки батарей в эти периоды может увеличить срок службы спутника от нынешней величины 8...10 лет до 12...20 лет [20, 21].

Повышение мощности, потребляемой спутником, требует всё большего увеличения площади солнечных панелей и емкости, а следовательно и массы АКБ, что в конце концов, становится лимитирующим фактором для дальнейшего развития. Увеличение доли мощности, передаваемой с помощью лазеров, в полной мощности спутника может обеспечить понижение массы батарей и, соответственно, общей массы спутника или же повысить его возможности без дополнительного увеличения веса.

Для фирм-производителей спутников это может обернуться существенным снижением затрат. Так, крупнейший производитель коммерческих спутников ComsatCorp. оценивает ежегодную экономию за счет продления срока службы одного спутника цифрой в 20...40 млн. долларов. А общая экономия от продления на год срока служ-

бы находящихся на геостационарных орбитах 190 спутников превысит 4 млрд. долларов [20].

4.3.1 Приемник излучения КА

В качестве приемника излучения на КА предлагается использовать наноантенну [111] — устройство преобразования лучистой энергии в электрический ток, построенное по принципу выпрямляющей антенны, но работающее не в радиодиапазоне, а в оптическом диапазоне длин волн электромагнитного излучения. Технология изготовления наноантенн экспериментально опробована, хотя технологический процесс производства еще не запущен. При этом ее КПД не ниже 85% [111]. Для сравнения КПД ФЭП, производящихся сегодня, составляет ~ 15%. Помимо этого, наноантенна имеет следующие преимущества.

- простота конструкции и подстройки под определенную частоту излучения;
- низкая стоимость;
- большой диапазон углов приема падающего излучения.

Что же касается излучения МКЛЭУ в режиме подпитки энергией КА, требуется непрерывный режим излучения, наиболее целесообразно выбрать HF излучение из-за большего коэффициента усиления АС, чем на молекулах DF. Уровни мощности излучения, приходящие на поверхность приемника КА должны быть сопоставимы или незначительно превосходить солнечную энергию на поверхности. Выберем мощность HF-излучения МКЛЭУ в режиме подпитки, равную 5 кВт.

Зная КПД преобразователя электрической энергии – 90% на КА после наноантенны, рассчитаем мощность электрической энергии, поступающей на зарядку АКБ при подпитке от МКЛЭУ. При предлагаемом времени подзарядки 0,5 часа удастся подзарядить АКБ спутника энергией $3825 \text{ Вт} \cdot 0,5 = 1912,5 \text{ Вт} \cdot \text{ч}$.

Размер приемника излучения зависит от размера пятна на расстоянии от источника излучения, тогда

$$d = \theta \cdot L = k \cdot \theta_{\text{диф}} \cdot L = 2 \cdot 2.44 \cdot \frac{\lambda}{D} \cdot L = 4.88 \cdot 2.8 \cdot 10^{-6} \cdot L = 1.366 \cdot 10^{-5} \cdot L,$$

где d - диаметр пятна на расстоянии L ; $k=2$ - отношение реальной расходимости к дифракционной; $D=1$ м - диаметр выходного телескопа МКЛЭУ; $\theta_{\text{диф}}$ - дифракционная расходимость для $\lambda=2,8$ мкм.

Наиболее благоприятным случаем для подпитки КА будет соответствовать случай, когда КА будет находиться практически под МКЛЭУ. Для орбиты подпитываемого КА 250 км и орбиты МКЛЭУ 350 км такой случай будет возможен один раз за 8 суток. При учете времени подпитки 0.5 часа и перемещении КА относительно МКЛЭУ за это время, максимальное расстояние между КА и МКЛЭУ составит ~115 км (за 15 минут до прохождения КА под МКЛЭУ и через 15 минут после).

При $L=115$ км диаметр пятна составит $d = 1.366 \cdot 10^{-5} \cdot 115 \text{ км} = 1,57 \text{ м}$, а площадь пятна

$$S = \pi \cdot \frac{d^2}{4} = 1,94 \text{ м}^2.$$

Выберем размеры приемника 1,8 м на 1,8 м для того, чтобы избежать потерю части излучения на приемнике при наведении и дрожании, а так же для сохранения эффективной подпитки КА, находящихся на орбитах, на которых минимальное расстояние между КА и МКЛЭУ превысит 100 км, при этом условии будет увеличиваться размер фокального пятна на приемнике.

4.3.2 Расчет времени затенения подзаряжаемого спутника и механизма собственной зарядки и разрядки АКБ

4.3.2.1 Постановка задачи и написание алгоритма программы расчета

Чтобы определить механизм зарядки спутника с помощью лазерной установки нужно четко понимать собственный механизм его зарядки и разрядки. Для этого рассмотрим подробно механизм КА разрядки на Солнце и разрядки в тени в зависимости от его нахождения в определенной точке орбиты.

При расчете параметров орбиты задается высота орбиты h , и по следующим формулам находятся соответственно скорость на орбите, ее длина и время оборота по ней:

$$V_{\text{орб}} = \sqrt{G \frac{M_3}{R_3 + h_{\text{орб}}}};$$

$$L_{\text{орб}} = 2\pi(R_3 + h_{\text{орб}});$$

$$T_{\text{об}} = \frac{V_{\text{орб}}}{L_{\text{орб}}}.$$

Чтобы вычислить время затенения нужно рассчитать длину дуги, сегмента окружности орбиты радиуса $R_3 + h_{орб}$ и ограниченную хордой $2R_3$ (диаметр тени Земли) (рисунок 42):

$$\beta = \arcsin\left(\frac{R_3}{R_3 + h_{орб}}\right);$$

$$L_{тени} = 2\beta(R_3 + h_{орб});$$

$$T_{тени} = \frac{V_{орб}}{L_{тени}},$$

где β – угол между радиусами, ограничивающими дугу окружности орбиты, находящуюся в тени.

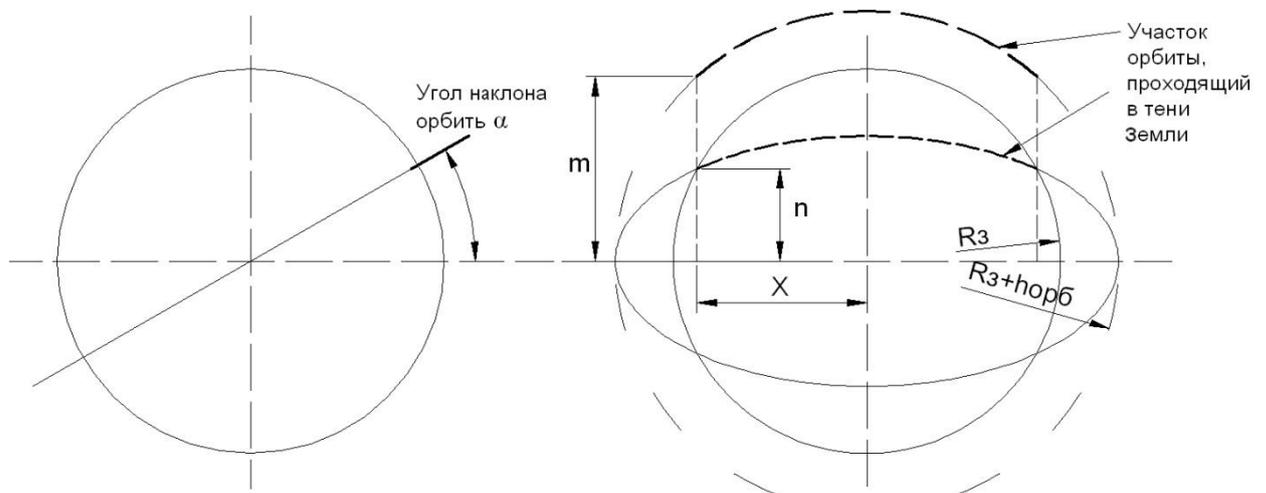


Рисунок 42 - Схематичное расположение наклонной орбиты. Горизонтальная плоскость – плоскость эклиптики.

При рассмотрении случая затенения на наклонной орбите необходимо знать угол между плоскостью орбиты КА и плоскостью орбиты Земли. В процессе движения Земли по своей орбите меняется положение Солнца относительно орбиты КА и поэтому меняется время затенения (рисунок 43).

Для нахождения длины участка орбиты, находящегося в тени Земли, необходимо вычислить хорду x , проходящую через точку пересечения орбиты КА и границы тени Земли. Так как орбита наклонена под углом α , условием нахождения хорды x является:

$$m \cdot \sin \alpha = n;$$

где m и n – катеты прямоугольных треугольников:

$$n = \sqrt{R_3^2 - x^2};$$

$$m = \sqrt{(R_3 + h_{\text{орб}})^2 - x^2}.$$

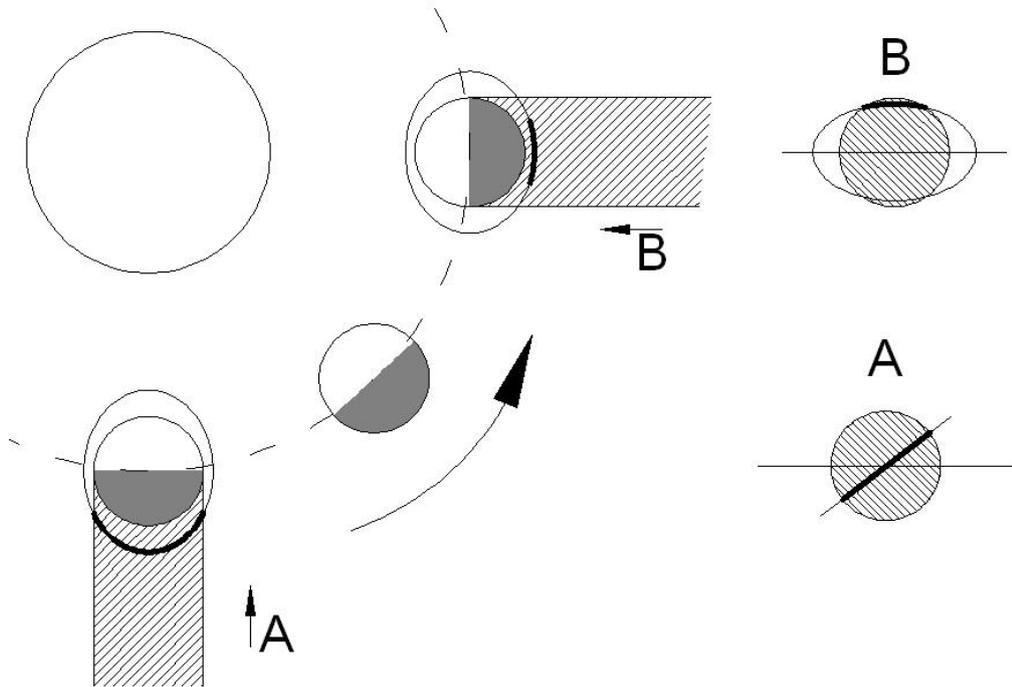


Рисунок 43 - Изменение длины затененной части орбиты в процессе движения Земли вокруг солнца.

Решая данную систему уравнений, получим:

$$\sqrt{R_3^2 - x^2} = \sin \alpha \cdot \sqrt{(R_3 + h_{\text{орб}})^2 - x^2};$$

$$x = \sqrt{\frac{R_3^2 - \sin^2 \alpha \cdot (R_3 + h_{\text{орб}})^2}{1 - \sin^2 \alpha}}.$$

Далее полученную половину хорды окружности используем для нахождения длины дуги в тени:

$$\beta_{\text{н}} = \arcsin\left(\frac{x}{R_3 + h_{\text{орб}}}\right);$$

$$L_{\text{т.н.}} = 2\beta(R_3 + h_{\text{орб}});$$

$$T_{\text{т.н.}} = \frac{V_{\text{орб}}}{L_{\text{т.н.}}}.$$

4.3.2.2 Разработка программы расчета времени затенения подзаряжаемого спутника и разрядки АКБ

На основании описанной выше системы уравнений в среде программирования Borland Delphi 7 было написано программное обеспечение расчета изменения времени затенения и разряд АКБ за полгода работы, дающее возможность варьировать ряд основных исходных параметров:

- высота орбиты,
- угол наклона к плоскости эклиптики,
- емкость АКБ,
- глубина разрядки АКБ,
- ток разрядки в тени и ток зарядки на солнце (разница получаемого тока от СБ и тока, идущего на нагрузку).

По этим входным параметрам производился расчет времени затенения для каждого оборота по орбите. Для корректного описания модели в программе были приведены следующие упрощения: Земля не движется вокруг Солнца, а угол наклона орбиты к плоскости эклиптики изменяется от 0 до заданного значения на величину $\Delta = \frac{\alpha_{\text{зад}}}{n}$, $n = \frac{24 \times 90}{T_{\text{об}}}$, за каждый оборот, где n – количество оборотов за 3 месяца существования. Интервал в 3 месяца выбран, исходя из того, что по истечении этого срока время затенения начнет изменяться по тому же закону, но в обратном направлении.

При зарядке на Солнце солнечная батарея вырабатывает ток $I = I_3 + I_n$, где I_3 – идет на зарядку АКБ, а I_n – на нагрузку собственных систем КА. При заходе в тень Земли КА, в целях экономии заряда АКБ, может отключить некоторые функции, при этом ток разрядки АКБ в тени $-I_{n.t.}$ меньше тока, поступающего на нагрузку собственных систем КА при прохождении освещенной части орбиты. В зависимости от времени нахождения на Солнце $-T_3$, уровень заряда АКБ увеличивается на величину $E_3 = I_3 \cdot T_3$, где $T_3 = T_{\text{об}} - T_{\text{т.н.}}$, и, соответственно для случая пребывания в тени уровень заряда АКБ уменьшается на $E_t = I_{n.t.} \cdot T_{\text{т.н.}}$. В программе расчета разрядки АКБ необходимо учитывать, что когда время затенения мало, а значит $E_3 > E_t$, перед следующим заходом в тень уровень заряда АКБ успеет восполниться до номинального значения $-E_n$. Для таких случаев можно считать $E_{\text{акб}} = E_n - E_t$. Когда E_t становится больше E_3 , уровень заряда АКБ вычисляется по общей формуле $E_{\text{акб}} = E_n + E_3 - E_t$.

Но так как в случае $E_3 < E_T$ уровень заряда АКБ не успевает восполняться, необходимо учитывать заряд АКБ прошлого цикла зарядки/разрядки $E_{акб-1}$. Формула для расчета уровня заряда АКБ для случая $E_3 < E_T$ примет вид:

$$E_{акб} = E_{акб-1} + E_3 - E_T .$$

Таким образом, программное обеспечение расчета имеет следующий алгоритм:

- по заданным параметрам вычисляются скорость на орбите $V_{орб}$, ее длина $L_{орб}$ и период обращения $T_{об}$;
- рассчитывается изменение угла Δ за один оборот КА по орбите;
- для каждой итерации рассчитывается время затенения $T_{т.н.i}$ и время нахождения на Солнце, которым соответствует угол $\alpha_i = \alpha_{зад} - i \cdot \Delta$, где i – счетчик итераций, изменяющийся от 0 до n ;
- также для каждой итерации вычисляется уровень заряда АКБ $E_{акб_i}$, причем для случая $E_{з_i} > E_{т_i}$ используется формула $E_{акб_i} = E_H - E_{т_i}$, а для $E_3 < E_{т_i}$ – выражение $E_{акб_i} = E_{акб_{i-1}} + E_{з_i} - E_{т_i}$.

4.3.2.3 Результаты расчета динамики изменения заряда АКБ от собственной системы зарядки и при подпитке от МКЛЭУ

В качестве исходных параметров орбиты и режима зарядки/разрядки АКБ для расчетов будем рассматривать следующие данные: высота орбиты $h_{орб} = 250$ км, угол наклона плоскости орбиты к плоскости эклиптики $\alpha = 72^\circ$, ток зарядки от СБ $I_3 = 20,6$ А, ток разрядки в тени $I_{н.т.} = 30$ А. Что касается параметров АКБ – рассмотрим две АКБ батареи производства России и Канады (основные характеристики представлены в таблице 25), которые для программы расчета отличаются, главным образом, глубиной разряда – 30 и 60% (такие характеристики как номинальная емкость подбираются за счет увеличения количества блоков АКБ).

Сначала следует найти, на сколько повышается уровень заряда АКБ при подзарядке. Рассчитанная ранее энергия зарядки составит 1912,5 Вт·ч. Разделив эту величину на напряжение батареи, получим величину емкости подзарядки: для канадской АКБ LIBAT напряжением 29 В – 65,9 А·ч, а для российской 14M06 напряжением 35 В – 54,6 А·ч.

В связи с тем, что масса АКБ прямо пропорциональна емкости, при подборе емкости нужно искать такое минимальное значение, чтобы максимальный разряд АКБ не превышал допустимой глубины разряда. Подзарядка АКБ от МКЛЭУ должна осуществляться как только индикатор разряда АКБ будет приближаться к критическому минимальному значению.

Таблица 25. Сравнительные характеристики канадской и российской АКБ [109].

Характеристика	ЛІВАТ(Канада)	14М06 (Россия)
Удельная энергия, $\frac{\text{Вт}\cdot\text{ч}}{\text{кг}}$		
номинальная	39,8	39,4
гарантируемая к концу срока активного существования	13,3	23,3
Емкость, А · ч		
Номинальная	50	45
После 48 часов хранения	–	30
гарантируемая к концу срока активного существования	15	26,7
Глубина разряда, %	30	60
Ресурс циклов	30 000	2 450
Надежность	0,97	0,985
Напряжение, В	29	35

Изменение времени затенения для рассматриваемой орбиты показано на рисунке 44.

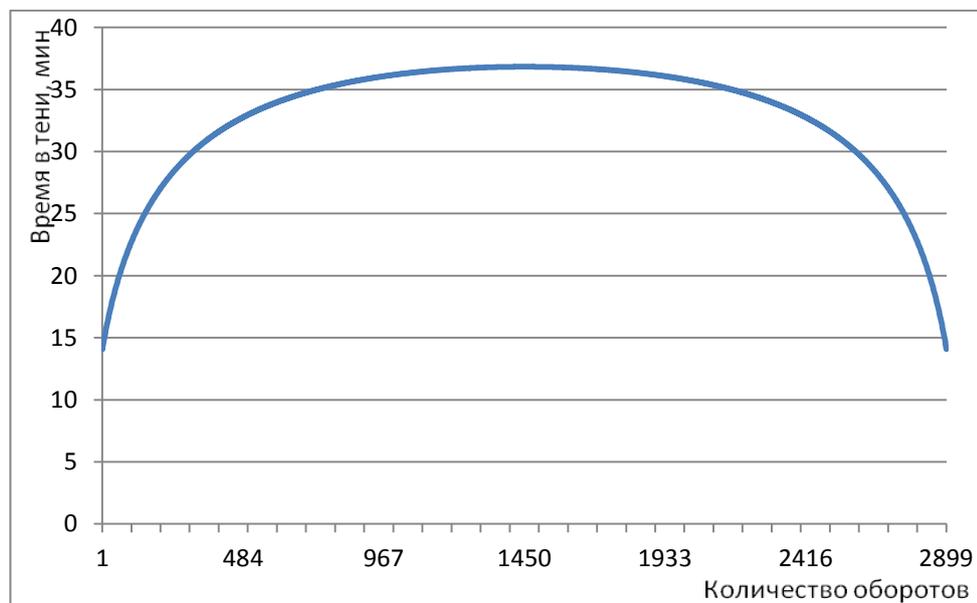


Рисунок 44 - Изменение времени затенения рассматриваемой орбиты в интервале полгода. На горизонтальной оси отсчитывается количество оборотов по орбите (для графиков разрядки АКБ – количество циклов зарядки/разрядки). 2900 оборотов

соответствует 6 месяцам работы. Максимальное время в тени составляет 37 минут, минимальное – 14 минут.

При рассматриваемом режиме зарядки КА от СБ на Солнце – 20,6 А и разрядки в тени – 30 А, АКБ разрядится на определенную величину, зависящую от режима зарядки/разрядки. Следует подбирать емкость АКБ так, чтобы величина разряда не превышала заданной глубины разряда АКБ. Так, для 14М06 можно подобрать наименьшую емкость АКБ – 391 А·ч (рисунок 45).

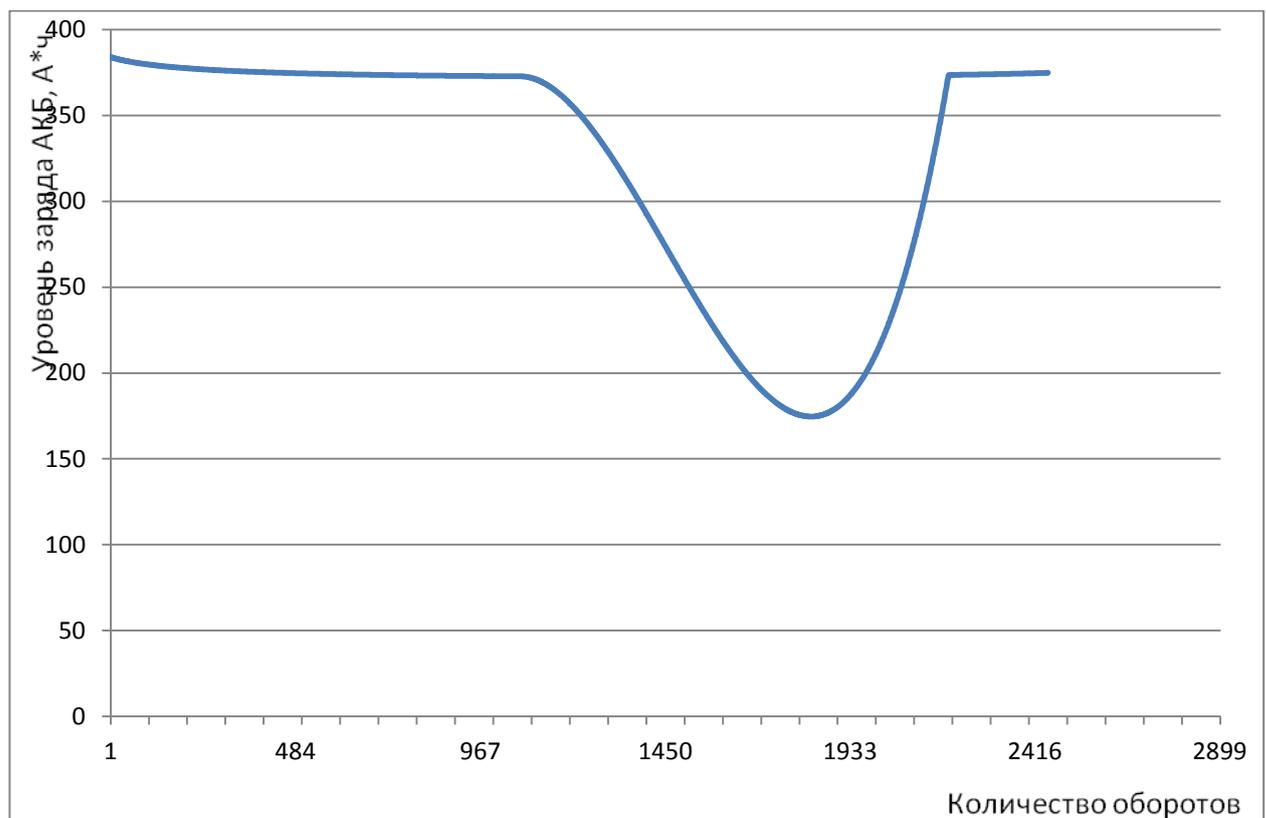


Рисунок 45 - График изменения емкости АКБ 14М06 для рассматриваемого режима зарядки/разрядки.

В случае подзарядки на 54,6 А·ч, как было рассчитано ранее, удалось подобрать емкость АКБ – 300А·ч. На рисунке 46 показан график, который получается при подзарядке АКБ 14М06 с помощью МКЛЭУ. Минимально допустимая емкость заряда в этом случае составит 120 А·ч.

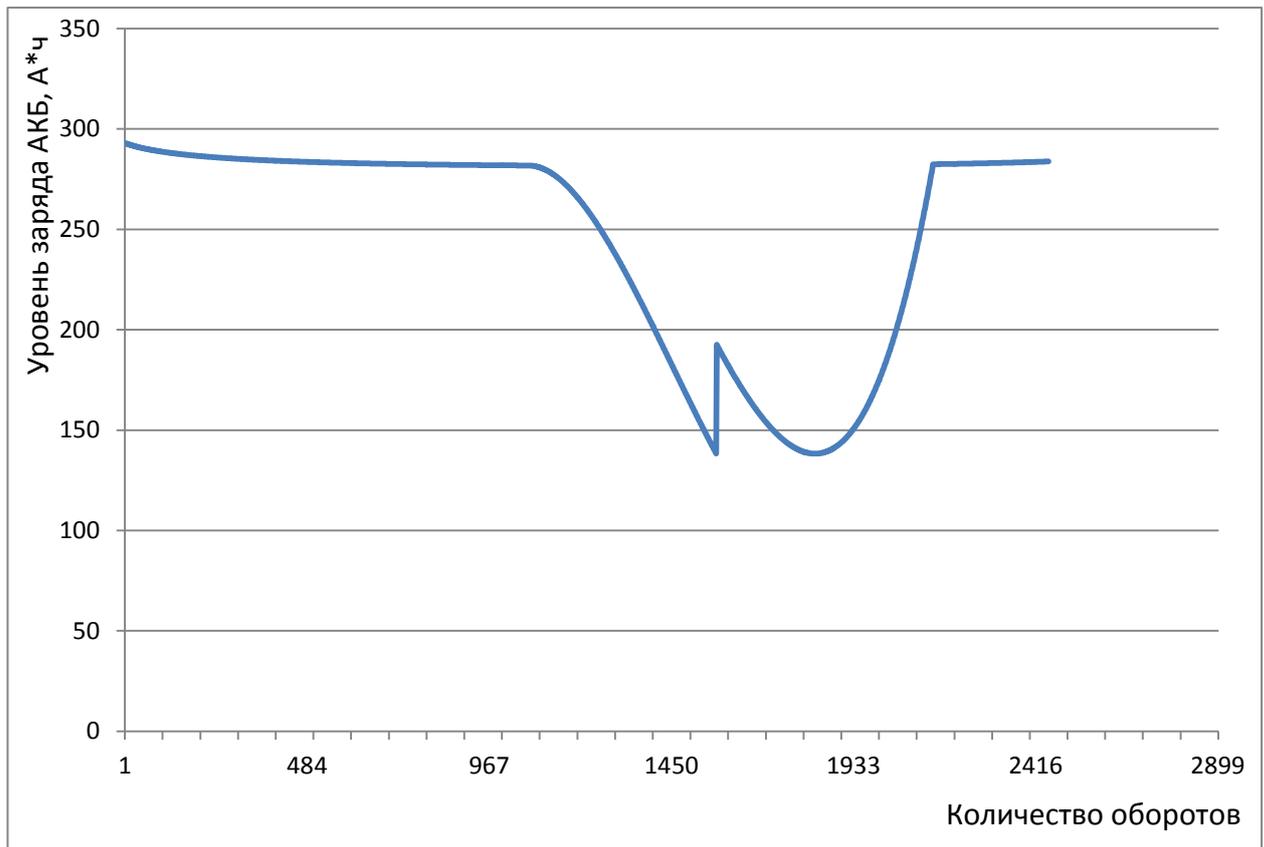


Рисунок 46 - График изменения емкости АКБ 14М06 в случае подзарядки от МКЛЭУ.

Разница емкостей составит 91 А*ч. Для оценки разницы массы АКБ в рассматриваемых случаях нужно разницу емкостей умножить на напряжение АКБ и разделить на среднюю удельную энергию батареи. Так для АКБ 14М06 эта величина составит $\frac{91 \text{ А}\cdot\text{ч}\cdot 35 \text{ В}}{31,35 \text{ Вт}\cdot\text{ч}/\text{кг}} = 101,6 \text{ кг}$, при том что общая масса неподзаряжаемого АКБ $\frac{391 \text{ А}\cdot\text{ч}\cdot 35 \text{ В}}{31,35 \text{ Вт}\cdot\text{ч}/\text{кг}} = 436,5 \text{ кг}$. Срок службы такого АКБ на заданной орбите составит 2450 циклов зарядки/разрядки, или около 5 месяцев.

Для АКБ ЛІВАТ изменение времени затенения на протяжении всего срока существования показано на рисунке 47.

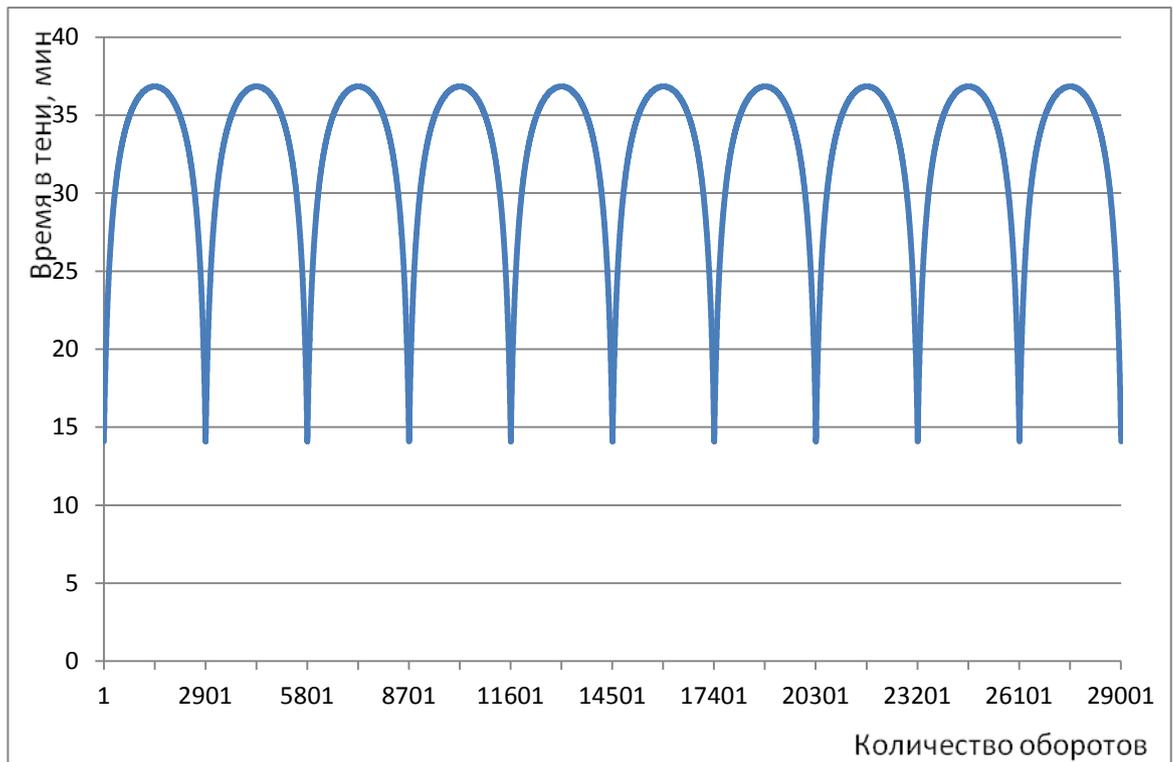


Рисунок 47 - Изменение времени затенения на орбите 250 км на протяжении всего срока активного существования АКБ ЛІВАТ.

Для канадского АКБ, для которого допускается глубина разряда 30%, подобрана величина емкости АКБ –782 А·ч (рисунок 48).

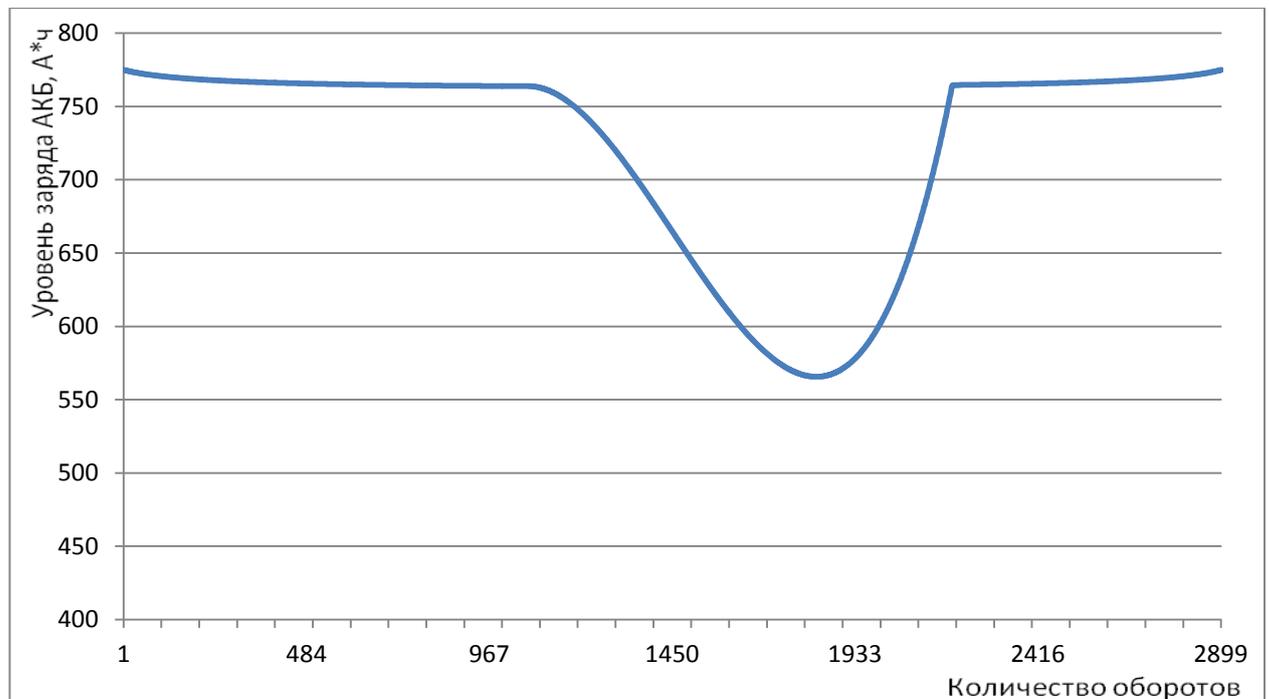


Рисунок 48 - График изменения уровня заряда АКБ ЛІВАТ.

В случае подзарядки АКБ ЛИВАТ на 65,9 А·ч подобрана емкость АКБ – 563 А·ч. Разница емкостей составит 219 А·ч (рисунок 49).

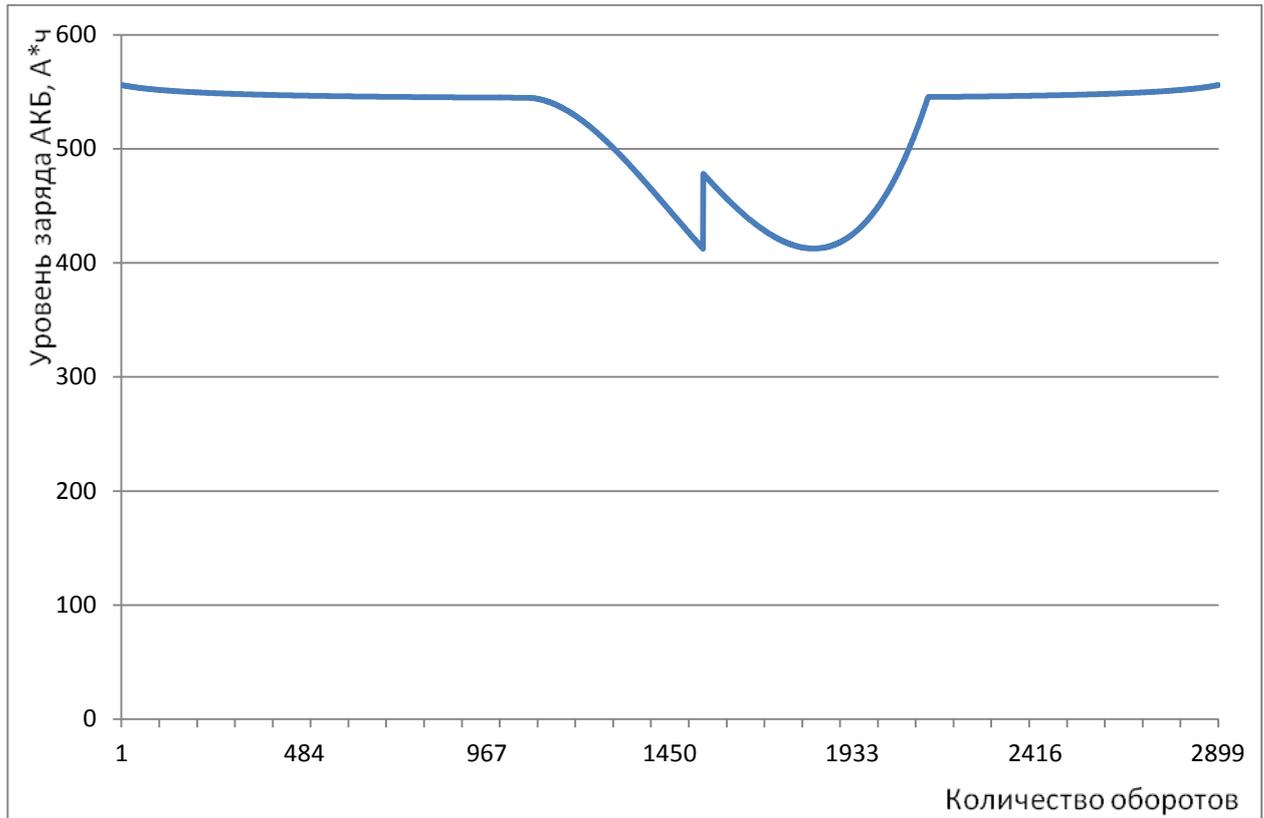


Рисунок 49 - График изменения емкости АКБ ЛИВАТ в случае подзарядки от МКЛЭУ.

Масса АКБ в этом случае уменьшается на $\frac{219 \text{ А}\cdot\text{ч}\cdot 29 \text{ В}}{26,55 \text{ Вт}\cdot\text{ч}/\text{кг}} = 239 \text{ кг}$, а масса неподзаряжаемого АКБ составила бы $\frac{782 \text{ А}\cdot\text{ч}\cdot 29 \text{ В}}{26,55 \text{ Вт}\cdot\text{ч}/\text{кг}} = 854 \text{ кг}$. Ресурс данного АКБ составляет 30 000 циклов зарядки/разрядки, что для рассматриваемой орбиты соответствует 5 годам.

В итоге, подсчитаем экономию массы с учетом установки на борт КА приемника излучения. Для приблизительной оценки массу наноантенны примем равной массе ФЭП, так как в условиях вакуума придется принимать меры по защите приемника от испарения материала. Средняя удельная масса ФЭП составляет $\sim 1,7 \text{ кг}/\text{м}^2$, площадь приемника $4,2 \text{ м}^2$. Масса приемника составит $1,7 \text{ кг}/\text{м}^2 \cdot 4,2 \text{ м}^2 = 7,14 \text{ кг}$. Полагая, что масса рамы наноантенны с механизмом развертывания равна 25% от массы самой наноантенны, общая масса приемника излучения на основе наноантенны составит $7,14 \text{ кг} \cdot 1,25 = 8,93 \text{ кг}$. В конечном счете при подзарядке АКБ 14М06 от МКЛЭУ сэкономленная масса составит $101,6 \text{ кг} - 8,93 \text{ кг} = 92,67 \text{ кг}$, а при подзарядке АКБ

LIBAT239 кг – 8,93 кг = 230,07 кг. Для оценки экономии на стоимости запуска подзаряжаемого спутника учтем, что стоимость вывода на орбиту 1 кг полезной нагрузки составляет 3000\$. Для российского спутника экономия в стоимости запуска составит $92,67 \text{ кг} \cdot 3000 \text{ \$/кг} = 278\,000 \text{ \$}$, а для канадского $230,07 \text{ кг} \cdot 3000 \text{ \$/кг} = 690\,210 \text{ \$}$.

Выводы к главе 4

1. Показано, что при защите КА от опасных ФКМ или очистке околоземного пространства от ФКМ размером от 1 см до 10 см с помощью МКЛЭУ (импульсно-периодическим режимом HF-излучения с длительностью импульсов ~ 10 нс и частотой повторения 10^5 Гц, когда рассчитанная пиковая мощность импульса излучения лазера ~ 1 Дж достаточна для эффективного воздействия на ФКМ путем создания реактивных импульсов отдачи эрозионного плазменного факела, формируемого в фокальном пятне лазерного излучения на поверхности ФКМ) избежать столкновения можно во всех рассмотренных опасных случаях сближения ФКМ с КА. При этом для металлических частиц эффективное изменение динамики ФКМ начинается с расстояния воздействия излучения МКЛЭУ ~ 2 км, а для неметаллических - $\sim 3,5$ км. Необходимая для защиты КА длительность воздействия лазерным излучением не превышает 1,5 с.

2. Обосновано для мониторинга приземной атмосферы с помощью МКЛЭУ использование импульсно-периодического DF-излучения с длительностью импульса 10 нс и энергией ~ 5 мДж на двух линиях молекулы DF P1(9)+P2(6) соответственно.

3. Продемонстрировано, что при длительности подпитки КА непрерывным излучением МКЛЭУ с мощностью ~ 5 кВт, находящегося на орбите, отличающейся от орбиты КА на 100 км, ~ 30 минут один раз в полгода можно снизить массу КА за счет уменьшения массы АКБ с временем жизни на орбите около 5 лет на ~ 230 кг, что в свою очередь уменьшит стоимость запуска такого КА на орбиты на $\sim 690\,000$ \$. При подпитке КА с временем действия на той же орбите ~ 5 месяцев, уменьшение массы может составить ~ 90 кг, а уменьшение затрат на запуск – $230\,000$ \$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Разработана оптическая система формирования мощного импульсно-периодического излучения в HF(DF)-НХЛ. Нетривиальность решаемой задачи заключалась в отыскании условий эффективного формирования импульсно-периодического лазерного силового излучения при непрерывном механизме накачки, присущем таким лазерам, когда в ЗГ существует опасность возникновения паразитной генерации. Обосновано применение в ней системы ЗГ-ПУМ-ОУМ. Сформулированы требования к излучению ЗГ, приводящие к противоречивым требованиям: излучение дифракционного качества, необходимая длительность и энергию импульсов, необходимая частота их повторения, не разрушение оптических элементов в ЗГ, отсутствие генерации в промежутке между импульсами, когда усилительные свойства активной среды в ЗГ восстанавливаются до исходного уровня. Исходя из компромисса между этими требованиями, опираясь на результаты работы [36] по экспериментальному получению импульсно-периодической генерации, было обосновано применение внутри ЗГ двух электрооптических затворов CdTe для модуляции добротности ПР и для повышения порога возникновения генерации в промежутках между импульсами. Найдена предельно-допустимая длина активной среды в ЗГ (80 см).

2. Обосновано для обеспечения достаточного уровня насыщения активной среды в усилительных каскадах помимо ОУМ HF-излучения применение после ЗГ двухпроходowego ПУМ с длиной одного прохода 40 см и апертурой 5 см x 5 см, имеющий общий с ЗГ ГАС.

3. Расчеты для DF-излучения показали, что на выходе блока ЗГ-ПУМ можно получать необходимую для осуществления мониторинга атмосферы энергию импульсов ~5 мДж на нужных колебательно-вращательных переходах, то ОУМ в данном случае не используется.

4. Расчет параметров непрерывного HF-излучения при использовании только ЗГ-ПУМ показал, что на выходе такой системы достигается требуемая для подпитки КА мощность излучения ~ 5 кВт. При этом потребность в ОУМ в данном случае также отсутствует.

5. Оценена предельная длина активной среды в ОУМ, обусловленная возникновением вредного мощного усиленного спонтанного излучения в момент времени между соседними импульсами излучения, когда усилительные свойства активной среды в

HF-усилителе восстанавливаются до прежнего уровня, что может привести к существенному снижению запасенной в активной среде HF-усилителя энергии ко времени прихода очередного импульса излучения на вход усилительных каскадов. При допустимых потерях запасенной в активной среде энергии не более 10% и при среднем коэффициенте усиления $0,06 \text{ см}^{-1}$ общая длина активной среды в усилительных каскадах не должна превышать 340 см. Таким образом, длина активной среды в ОУМ за вычетом длины активной среды в ПУМ не должна превышать 260 см. В качестве прототипа ГАС ОУМ взят ГАС типа Н00, разработанного в «НПО Энергомаш» с размерами апертуры $(5 \times 40) \text{ см}^2$ и длиной активной среды вдоль оптической оси, равной $L_a^{yc} = 135 \text{ см}$. На выходе такого ОУМ достижима полная энергию импульса HF-излучения $\sim 1 \text{ Дж}$.

6. Разработана формирующая и информационно-прицельная системы с выходным телескопом силового канала излучения, выполненным по схеме Кассегрена с асферическими зеркалами, базой 2 м и диаметром большого зеркала 1 м. В качестве приемного локационного телескопа предложено использовать выходной силовой телескоп. Показана возможность уверенного обнаружения налетающих на КА в диапазоне углов $\pm 7,5^\circ$ опасных ФКМ размером от 1 см до 10 см на расстоянии 20 км по солнечному отраженному излучения, когда ФКМ освещен Солнцем, и по отраженному излучению лазерного локатора, когда ФКМ находится в тени. Определены требования к излучению локационного ИАГ:Nd-лазера. Разработана схема совмещения локационного и силового каналов излучения.

7. Произведена оценка массогабаритных характеристик и выполнена компоновка на КА составных частей МКЛЭУ: системы импульсно-периодической генерации излучения, системы хранения и подачи компонентов лазерного топлива (СХПК), формирующей оптической системы и системы лазерной локации. Обоснована возможность размещения МКЛЭУ на борту КА с общей массой $\sim 19700 \text{ кг}$. Такой КА может быть размещен под "стандартным" обтекателем ракеты-носителя "Протон-М", что позволяет вывести его на круговую орбиту ИСЗ высотой 350 км с наклоном $51,6^\circ$.

8. Выполнены оценки общей продолжительности работы МКЛЭУ при одной заправке СХПК, которые составляют 30 минут в режиме импульсно-периодического HF-излучения с энергией импульса $\sim 1 \text{ Дж}$ для защиты КА от ФКМ и очистки околоземного пространства, или 180 минут в режиме импульсно-периодического DF-

излучения с энергией в импульсе на нужных колебательно-вращательных переходах ~ 5 мДж, необходимой для мониторинга атмосферы, или 280 минут в непрерывном HF-излучении с мощностью ~ 5 кВт при подпитке энергией действующих КА составляет 280 минут. При необходимости МКЛЭУ может быть дозаправлена с помощью грузового корабля с запасом компонентов лазерного топлива. В этом случае общая продолжительность работы МКЛЭУ в режиме излучения значительно возрастает.

9. Показано, что при защите КА от опасных ФКМ или очистке околоземного пространства от ФКМ размером от 1 см до 10 см с помощью МКЛЭУ (при использовании импульсно-периодического режима HF-излучения с длительностью импульсов ~ 10 нс и частотой повторения 10^5 Гц, когда рассчитанная пиковая мощность импульса излучения лазера ~ 1 Дж достаточна для эффективного воздействия на ФКМ путем создания реактивных импульсов отдачи эрозионного плазменного факела, формируемого в фокальном пятне лазерного излучения на поверхности ФКМ) избежать столкновения можно во всех рассмотренных опасных случаях сближения ФКМ с КА. При этом для металлических частиц эффективное изменение динамики ФКМ начинается с расстояния воздействия излучения МКЛЭУ ~ 2 км, а для неметаллических - $\sim 3,5$ км. Необходимая для защиты КА длительность воздействия лазерным излучением не превышает 1,5 с.

10. Обосновано для мониторинга приземной атмосферы с помощью МКЛЭУ использование импульсно-периодического режима DF-излучения с длительностью импульса 10 нс и энергией ~ 5 мДж на двух линиях молекулы DF P1(9)+P2(6) соответственно.

11. Продемонстрировано, что при длительности подпитки КА непрерывным излучением МКЛЭУ с мощностью ~ 5 кВт, находящегося на орбите, отличающейся от орбиты КА на 100 км, ~ 30 минут один раз в полгода можно снизить массу КА за счет уменьшения массы АКБ со временем жизни на орбите около 5 лет на ~ 230 кг, что в свою очередь уменьшит стоимость запуска такого КА на орбиты на ~ 690000 \$. При подпитке КА с временем действия на той же орбите ~ 5 месяцев, уменьшение массы может составить ~ 90 кг, а уменьшение затрат на запуск – 230000 \$.

Автор выражает благодарность научному руководителю академику РАН, доктору технических наук, профессору Б.И. Каторгину за большую помощь и поддержку в работе над диссертацией. Кроме того, автор благодарит кандидата физико-математических наук, доцента А.А. Степанова и доктора физ.-мат. наук профессора А.С. Башкина за критический анализ рукописи и ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1 Григорьев П.Г., Степанов А.А., Щеглов В.А. О возможности реализации импульсно-периодического режима лазера с проточной химически активной средой // Краткие сообщения по физике. ФИАН СССР. – 1979. – № 6. – С. 28 – 34.
- 2 Купренюк В.И., Максимов Ю.П., Машенджинов В.И., Родионов А.Ю., Ротинян М.А., Федоров И.А. Численное моделирование непрерывного химического HF-лазера, работающего в режиме модуляции добротности резонатора // Квантовая электроника. – 2007. – Т. 37. – № 3. – С. 248 – 254.
- 3 Путь в ракетной технике / Под. ред. академика РАН Б.И. Каторгина. – М.: Машиностроение, 2004. – С. 165–170с.
- 4 Albertine I.R. Recent high energy laser system tests using the MIRACL/SLBD // Proc. SPIE. – 1994. – V. 1871 – P. 229–239.
- 5 Александров Б.П., Башкин А.С., Безноздrev В.Н., Парфеньев М.В. Проблемы создания автономных мобильных лазерных установок на основе непрерывного химического DF-лазера // Квантовая электроника. – М., 2008. – Т. 33, №1. – С. 25–30.
- 6 Baskin A.S. Design features and problems in development of autonomous mobile cw DF laser systems of various power // Proc. SPIE. – 2005. – V. 6053 – P. 605301-01–605301-07.
- 7 Ferreira D.M., Marcell F.C. Navy High Energy Laser Weapon System // Naval EngineersI. – 1993 May. – P. 105–117.
- 8 Парфеньев М.В., Семенов С.Н., Хисамбеев Р.Ш. Анализ возможностей применения химических лазеров для защиты орбитальной станции от микрометеорных частиц и техногенного засорения // Труды НПО Энергомаш им. В.П. Глушко. – М., 2005. – №23. – С.321–331.
- 9 Башкин А.С., Парфеньев М.В., Семенов С.Н. Анализ параметров автономного фторводородного НХЛ высотного авиационного базирования // Труды НПО Энергомаш им. В.П. Глушко. – М., 2006. – №24. – С.344–360.
- 10 Cordi A., Lurie H., Callahan D., Thomson M. Alpha high power chemical laser program // Proc. SPIE. – 1993. – V. 1871 – P. 110–122.
- 11 Иванов В.Л., Меньшиков В.А., Пчелинцев Л.А., Лебедев В.В. Космический мусор (Проблема и пути ее решения). – М.: Патриот, 1986. – С. 6,7.

- 12 Jonathan W. Cambel Using Lasers In Space: Laser Orbital Debris Removal and Asteroid Deflection// Alabama, - 2000. - Center for Strategy and Technology, Occasional Paper № 20 - 31 P.
- 13 Вениаминов С.С., Червонов А.М. Космический мусор - угроза человечеству. – М.: Инст. космич. исследований РАН, 2012. – 168 с.
- 14 Рыхлова Л.В. Проблемы космического мусора // Земля и вселенная. – 1996. –№6.
- 15 Хуторовский З.Н., Каменский С.Ю., Бойков В.Ф., Смелов В.Л. Риск столкновений космических объектов на низких высотах // В сб. "Столкновения в околоземном пространстве (Космический мусор)". – М.: Космосинформ, 1995. – С.19–90.
- 16 USA Space Debris Environment, Operations, and Policy Updates. Presentation to the 49th Session of the Scientific and Technical Subcommittee Committee on the Peaceful Uses of Outer Space United Nations. 6-17 February 2012. [//http://www.unoosa.org/pdf/pres/stsc2012/tech-26E.pdf](http://www.unoosa.org/pdf/pres/stsc2012/tech-26E.pdf)
- 17 Campbell I.W. Project ORION: orbital debris removal using ground-based sensors and lasers // NASA Technical Memorandum 108522. – 1996.
- 18 Phipps C., Michaelis M.M. LISK-BROOM: Clearing near-Earth space debris in 4 years using a 20 kW, 530-nm repetitively pulsed laser // Conf. "Physics of Nuclear Induced Plasmas and Problems of Nuclear Pumped Lasers". September 26–30, 1994. – Arzamas, Russia.
- 19 Basov N.G., Zemskov E.M., Il'kaev R.I., et al. Laser system for observation and removal of space debris // Proc. SPIE. – 1988. – V. 3574. – P. 437–439.
- 20 Bennett H.E., Rather D.G., E.E. Montgomery. Free-electron laser power beaming to satellites at China Lake, California.// Proc. SPIE. – 1994. – V. 2121. – P. 182–202.
- 21 Power beaming with FEL lasers. Lampel M.C., Curtin M.S., Burke R.J., Cover R.A., Rakowsky G., Bennett G.T. Power beaming with FEL lasers // SPIE Proc. – 1993. – V. 1871. – P. 328–334.
- 22 Хинкли Э.Д. (ред.) Лазерный контроль атмосферы. – М.: Мир, 1979.
- 23 Зуев В.Е. Распространение видимых и ИК волн в атмосфере. – М.: Сов. радио, 1970. – 496с.

- 24 Распространение лазерного пучка в атмосфере / Под. ред. Д. Стробека. – М.: Мир, 1981. – 415 с.
- 25 Васильев Б.И., Маннун У.М. Инфракрасные лидары для экологического мониторинга атмосферы: учебное пособие // М., МФТИ. – 2005. – 71с.
- 26 Андреев Ю.М., Гейко П.П., Самахвалов И.В. Зондирование газовых загрязнений атмосферы методом дифференциального поглощения в ИК-области спектра // Оптика атмосферы и океана. – 2003. – Т. 16, №9. – С.783–791.
- 27 Матвиенко Г.Г., Пташник И.В., Романовский О.А., Харченко О.В., Шаманаев В.С. Применение DF-лазера для детектирования аэрозольно-газовых выбросов // Прикладная физика. – М., 2002. – №1. – С. 129–136.
- 28 Toenniben A., et al. Application of a cw Chemical laser for remote pollution monitoring and process control // Applied Physics A. – 1979. – V. 18. – P. 297–304.
- 29 Krüger G. Optoacoustic measurement of HCl specific absorption coefficients at DF laser wavelengths // Applied optics. – 1979. – V. 18, №15. – P. 281–289.
- 30 Trautmann M., Rothe K.W., et al. Determination of the deuterium abundance in water using a cw chemical DF laser // Applied Physics A. – 1981. – V. 24, №1. – P. 49–53.
- 31 Великанов С.Д., Елутин А.С., Кудряшов Е.А., Пегоев И.Н., Синьков С.Н., Фролов Ю.Н. Применение DF-лазера для анализа углеводородов в атмосфере // Квантовая электроника. – М., 1997. – Т. 24, №3. – С. 279–282.
- 32 Albertine I.R. Recent high energy laser system tests using the MIRACL/SLBD // Proc. SPIE. – 1994. – V. 1871 – P. 229–239.
- 33 Horkovich J. A., Pomphrey P. J. Recent advances in the alpha high power chemical laser program // AIAA Preprint. – 1997. – № 97-2409.
- 34 Jim F. Riker. An Overview of the Space-Based Laser (SBL) Program// SPIE Vol. 4632. 2002. – P. 181-186.
- 35 Dr. Josef Shwartz, Mr. Gerald T. Wilson, Dr. Joel Avidor. Tactical High Energy Laser SPIE Proceedings on Laser and Beam Control Technologies, volume 4632, January 21, 2002. – P. 11.

- 36 D'Ambrosio C., Fuß W., Schmid W.E., Trushin S., Kompa K.-L. New developments in high-power cw discharge multikiloherz repetition rate Q-switched CO₂ Lasers // 7th Internat. Symp. on Gas Flow and Chem. Lasers. – SPIE. – 1988. – V. 1031. – P. 48–55.
- 37 Королев И.М., Парфеньев М.В. Анализ массогабаритных характеристик автономных DF-НХЛ наземного базирования // Труды НПО Энергомаш. – М., 2008. – №26. – С. 224–238.
- 38 Christopher Bolkcom, Steven A. Hildreth Airborne Laser (ABL): Issues for Congress// Congressional Research Service, July 9, 2007. – P.18.
- 39 Сайт http://ru.wikipedia.org/wiki/Boeing_YAL-1.
- 40 Robert Acebal HF/DF system design issues for space mission applications // AIAA-97-2411. – 1997. – P. 7.
- 41 Зарубин П.В. Лазерное оружие – миф или реальность? Мощные лазеры в СССР и в мире. – Владимир, ООО «Транзит-Икс», 2009. – 336с.
- 42 Лантратов. К. Звездные войны, которых не было. – <http://www.buran.ru/htm/str163.htm>. - 2005.
- 43 Ambrosio C.D., Fuss W., Schmid W.E., Kompa K.I. // Max Planck Institut für Quantenoptik, Internationa lReport MPQ, 1985. – P. 284
- 44 Александров Б.П., Степанов А.А., Щеглов В.А. Энергетические возможности импульсно-периодического режима работы сверхзвукового непрерывного HF-лазера // Квантовая электроника. – 1996. – Т. 23. – № 6. – С. 490 – 494.
- 45 Воробьев А.П., Исхаков В.А., Машенджинов В.И., Ревич В.Э., Ротинян М.А., Шур М.Л. Химический HF-лазер с модулированной добротностью резонатора // Квантовая электроника. – 1998. – Т. 25. – № 7. – С. 606 – 610.
- 46 Александров Б.П., Каторгин Б.И. Импульсно-периодический режим сверхзвукового HF-НХЛ с горючим CS₂ // Труды НПО Энергомаш. – 2010. – № 27. – С. 394 – 412.
- 47 Manke II G.C., Hager G.D. A Review of Recent Experiments and Calculations Relevant to the Kinetics of the HF Laser // J. Phys. Chem. – 2001. – V. 30. – P. 713 – 733
- 48 Расчетно-теоретическое и экспериментальное исследование импульсно-периодического режима работы HF-НХЛ и DF-НХЛ на базе генератора МГ5.Э.727-

- 475 (Научно-технический отчёт по договору №9941-05/980-05-181 от 10.01.2005г. между ОАО "НПО Энергомаш им. В.П. Глушко" и ФГУП "РНЦ "Прикладная химия"), С.-Пб., 2005.
- 49 Schall W.O. Laser requirements for the removal of space debris from orbit // SPIE. 1998. V. 3574. - P. 428-436.
- 50 Карельский В.Г., Пирогов Н.А., Смирнов В.Е. Анализ возможностей применения химических лазеров для защиты орбитальной станции от микрометеорных частиц и техногенного засорения // Труды НПО Энергомаш им. В.П. Глушко. – М., 2000. – №18. – С. 361–374.
- 51 Кузнецов Л.И., Савичев В.Ю., Тихонов Н.Н. Лазерно-реактивная защита космических аппаратов от малоразмерного мусора // Квантовая электроника. – М., 1998 – Т. 25, №4. – С.372–376.
- 52 Игнатъев А.Б., Назаренко А.В. «О возможности борьбы с космическим мусором и поддержания орбит низкоорбитальных КА с использованием лазерной системы передачи энергии воздушного базирования». 9-ая международная конференция «Авиация и космонавтика – 2010». Тезисы докладов. Москва, МАИ 16-18 ноября 2010г. с 108-109.
- 53 Звелто О. Принципы лазеров. М.: Мир, 1990. – 558с.
- 54 Каторгин Б.И., Степанов А.А., Щеглов В.А. Основы кинетики, газодинамики и оптики неравновесных сред. Т. 1. – М.: МАИ, 2002. – 610с.
- 55 Александров Б.П., Степанов А.А., Щеглов В.А. Энергетические возможности импульсно-периодического сверхзвукового непрерывного HF-лазера // Квантовая электроника. – М., 1996. – Т. 23, №6. – С. 490–494.
- 56 Bashkin A.S., Kiselev A.S., Nekrasov K.K., Popov E.N. Theoretical Optimization of Power Performance of Master Oscillator– Power Amplifier System with the Use of cw HF Chemical Laser and Laser Beam-Director Telescope with Nonlinear-Optical Compensation for Distortions // Proc. SPIE. – 1998. – V. 3574. – P. 341–347.
- 57 Химические лазеры / Под ред. Р. Гросса и Дж. Бота. – М.: Мир, 1980. – 832с.

- 58 Зуев В.С., Катулин В.А., Носач В.Ю., Петров А.Л. Генерирование и усиление наносекундных импульсов йодными лазерами // Труды ФИАН СССР. – М., 1980. – Т. 125. С. 46–103.
- 59 Голубев В.С., Лебедев Ф.В. Лазерная техника и технология: учеб. пособие для вузов. В 7-ми кн. Кн. 2. Инженерные основы создания технологических лазеров: – М.: Высш. шк., 1988. – 176с.
- 60 Ищенко Е.Ф., Климов Ю.М. Оптические квантовые генераторы. – М.: Сов. радио, 1968. – 470с.
- 61 Ананьев Ю.А. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. – М.: Наука, 1979. – 328с.
- 62 Ананьев Ю.А., Белоусова И.М., Данилов О.Б., Спиридонов В.В., Трофимов Н.П. Угловые характеристики излучения лазеров с резонатором большой эффективной длины // Квантовая электроника. – М., 1974. – Т.1. – С. 296–301.
- 63 Александров Б.П. Численное моделирование одно- и двухдиапазонных непрерывных химических лазеров на молекулах HF, DF и HBr: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.21: защищена 30.03.09. – М., 2009. – 397с.
- 64 Александров Б.П., Степанов А.А. Энергетические возможности HF- и DF-НХЛ при использовании в качестве горючего сероуглерода // Труды НПО Энергомаш. – М., 2008. – №26. – С. 298–313.
- 65 Bashkin A.S., Maslov M.S. Determination of gain properties of long length cw HF chemical lasers' active media with the use of power characteristics of the amplified spontaneous emission // Technical Digest of XII International Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers. – 1998. – 31 August – 5 September. – St. Petersburg, Russia.
- 66 Некрасов К.К. Расчетно-теоретическое исследование влияния суперлюминесценции на характеристики излучения в усилителе мощности на базе HF-НХЛ // Труды НПО Энергомаш. – М., 2001. – №19. – С. 335–357.
- 67 Авдеев А.В., Башкин А.С., Курдюков М.В., Парфеньев М.В., Семенов С.Н. Выхлопные устройства космических лазерных установок на основе фтороводородных непрерывных химических лазеров // Труды НПО Энергомаш. – М., 2011. – №28. – 23 с.
- 68 Александров Б.П., Башкин А.С., Безноздрев В.Н. Оптимизация основных параметров оптической схемы лазерных установок на основе DF-НХЛ с различной мощно-

- стью излучения // Труды НПО Энергомаш. – М., 2002. – №20. – С. 312–331.
- 69 Свиридов К.Н. Технологии достижения высокого углового разрешения оптических систем атмосферного видения. – М.: Знание, 2005. – 451с.
- 70 Демкин В.К., Бельдюгин И.М., Борисов Б.Н., Локтев В.Г., Крымский М.И., Пшеничничко С.М., Шклярник С.В. Твердотельные лазеры // Сб. "НПО Астрофизика". – М., 1994. – С. 40.
- 71 Прилепский Б.В. Многоканальный лазерный локатор для координат удаленных объектов // Сб. "НПО Астрофизика". – М., 1994. – Стр. 96.
- 72 Козинцев И.В., Белов М.Л., Орлов В.М. Основы импульсной лазерной локации. – МГУ им. Баумана, 2006. – 512с.
- 73 Г. И. Вишнеvский, В. Г. Коссов, В. К. Нестеров, М. В. Четвергов, М. Г. Выдревич, В. Л. Ривкинд. Разработки и производство ФПЗС и цифровых камер на их основе. Часть I. Интернет-журнал "ТелеФото Техника". http://www.telephototech.ru/print.php?stid=13&print_st=1.
- 74 Матвеев И.Н., Протопов В.В., Троицкий И.Н., Устинов Н.Д. Лазерная локация – М.: Машиностроение, 1984. – 272с.
- 75 Арсеньев В.В., Давыдов Ю.Т. Приемные устройства оптического диапазона. М., Изд. МАИ. – 1992.
- 76 Максатов Д.Д. Астрономическая оптика. – М.; Л.: Наука, 1979 – 395с.
- 77 Александров Б.П., Башкин А.С., Безноздрев В.Н. К вопросу о выборе путей достижения высокой направленности излучения лазерной установки на основе крупноразмерного HF(DF)-НХЛ // Труды НПО Энергомаш. – М., 2004. – №22. – С. 256–277.
- 78 Любарский С.В., Химич Ю.П. Оптические зеркала из нетрадиционных материалов // Оптический журнал. – 1994. – №1. – С. 76–83.
- 79 Беляев А.А., Воронова И.М., Жевлаков А.П. и др. Оптические материалы для лазеров среднего ИК диапазона // Оптический журнал. – 1996. – №12. – С. 3–11.
- 80 Thorium Fluoride, ThF₄ for optical coating. www.cerac.com.
- 81 Воронкова Е.М., Гречушников Б.Н., Дистлер Г.И., Петров И.И. Оптические материалы для ИК-техники. – М.: Наука, 1965. – 335с.
- 82 Low Absorption Coatings for Infrared Laser Optical Elements (WO/1998/058280). World Intellectual Property Organization. <http://www.wipo.int>.

- 83 Wilson L.E. Deuterium Fluoride CW Chemical Lasers // Journal de Physique, Supplement. – November 1980. – Tome 41, №11. P. C9-1–C9-8.
- 84 Международная космическая станция // <http://ru.wikipedia.org>
- 85 Михайлов В. Угроза на околоземных орбитах // Независимое военное обозрение. – М., 25.04.2008г. – http://nvo.ng.ru/forces/2008-04-25/3_menace.html.
- 86 Агапов В. Прикладная математика и проблема космического мусора // Пятая ежегодная школа "Будущее прикладной математики" 20 ноября 2008г. – <http://lfvn.astronomer.ru/report/0000043/index.htm>.
- 87 Ракета-носитель Протон-М. - <http://bourabai.kz/braun/proton-m.htm>.
- 88 Орбитальные станции "Салют" второго поколения: Обзор. – <http://epizodsspace.narod.ru/bibl/getlend/23.html>.
- 89 Первушин А. Битва за звезды: Космическое противостояние. – М.: Издательство АСТ, 2004. – 831с.
- 90 Транспортный корабль снабжения. – http://ru.wikipedia.org/wiki/Транспортный_корабль_снабжения.
- 91 Конструирование автоматических космических аппаратов / Под ред. Д.И. Козлова. – М.: Машиностроение, 1996. – 448с.
- 92 Многоразовый орбитальный корабль "Буран" (изделие 11Ф35) - <http://www.buran.ru/htm/mtkkmain.htm>.
- 93 Спутник связи ЯМАЛ-200. - <http://www.energia.ru/ru/automatic/yamal-200.html>
- 94 Парфеньев М.В. Пневмогидравлические системы проточных лазеров: Методические указания к выполнению курсовой работы / Под ред. академика РАН Б.И. Каторгина. – М.: МАИ, 2008. – 96с.
- 95 Ежеменский А.В., Парфеньев М.В. Об эффективности установки теплообменника в выхлопной тракт HF(DF)-НХЛ // Труды НПО Энергомаш. – М., 2003. – №21. – С. 340–352.
- 96 Разработка предложений по расчетно-конструкторскому анализу возможности создания экспериментального исследовательского модуля стендовой установки DF-НХЛ: Отчет о НИР / НПО Энергомаш – Инв. №727/132. – М., 1999. – 575с.
- 97 Парфеньев М.В., Федоровский А.М., Хисамбеев Р.Ш. Анализ работы газоструйного эжектора в выхлопном тракте НХЛ //Труды НПО Энергомаш. – М., 2001. – №19. – С. 378–390.

- 98 ОАО «САТУРН»: Солнечные и аккумуляторные батареи для космических аппаратов - <http://www.federalspace.ru/main.php?id=187&did=762>.
- 99 Cavalleri R.J., Laeger H.O. Evaluation of a Solid Propellant Ejector for Chemical Lasers // AIAA paper. – 1974. – № 74–548.
- 100 Сайт ОАО «САТУРН»: Солнечные и аккумуляторные батареи для космических аппаратов. <http://www.federalspace.ru/main.php?id=187&did=762>.
- 101 Иванов Н.М., Лысенко Л.Н. Баллистика и навигация космических аппаратов (М., Дрофа, 2004).
- 102 Schall W.O. Laser requirements for the removal of space debris from orbit // SPIE. (1998.V. 3574. p. 428).
- 103 Булгаков А.В., Булгакова Н.М. Тепловая модель импульсной лазерной абляции в условиях образования и нагрева плазмы, поглощающей излучений // Квантовая электроника. (1999. – Т. 27, № 2. – С. 154–158).
- 104 Тарасенок М.В. Военные аспекты советской космонавтики. (М., Николь, 1992).
- 105 Чембровский О.А. и др. Общие принципы проектирования систем управления (М., Машиностроение, 1962).
- 106 Ленский В.И. Лазерная дистанционная диагностика атмосферы // Сб. "Лазерные и оптические системы". НПО "Астрофизика". – М., 1994. – С. 174.
- 107 Великанов С.Д., Елутин А.С., Кудряшов Е.А., Пегоев И.Н., Синьков С.Н., Фролов Ю.Н. Применение DF-лазера для анализа углеводородов в атмосфере // Квантовая электроника. – М., 1997. – Т. 24, №3. – С. 279–282.
- 108 Башкин А.С., Каторгин Б.И., Хомяков А.А. О возможности применения DF-НХЛ космического базирования для анализа содержания углеводородов в атмосфере // Труды НПО Энергомаш. – М., 2010. – №27. – С. 315–330.
- 109 Rothman L.S., Barbe A., et al. The HITRAN molecular spectroscopic database: edition of 200 including update through 2001 // JQSRT. – 2003. – V. 82. – P. 5–44.
- 110 Программа Betaspec. http://www.cas.usf.edu/lidarlab/lidar_download.html.
- 111 Dale K. Kotter, Steven D. Novack, W. Dennis Slafer, Patrick Pinhero. Solar Nantenna Elctromagnetic Collectors/ Proceeding of ES2008, Energy Sustainability 2008, Florida, USA.