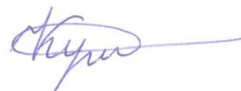


На правах рукописи



КУЛЕШОВ ПАВЕЛ СЕРГЕЕВИЧ

**РЕЗОНАНСНАЯ ДИСПЕРГАЦИЯ ЖИДКОЙ ФАЗЫ В
ПАРОГАЗОВЫХ СРЕДАХ С ХИМИЧЕСКИМ
РЕАГИРОВАНИЕМ**

Специальность 01.02.05 - «Механика жидкости, газа и плазмы»

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата физико-
математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук,
доцент, профессор кафедры
теоретической физики МГОУ
КУЗНЕЦОВ М. М.

Москва 2020

СОДЕРЖАНИЕ

СОДЕРЖАНИЕ.....	2
ВВЕДЕНИЕ.....	4
ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ.....	15
ГЛАВА 1. Образование и диспергация пленок водного конденсата.....	20
1.1 Экспериментальная установка по изучению диспергации пленки..	20
1.2 Эксперименты по изучению влияния электрического поля, внешних температур и ориентации течения на диспергацию пленки.....	22
1.3 Параметры пленки и ее устойчивость к внешним воздействиям....	25
1.4 Резонансный механизм диспергации пленки в парогазовом потоке под действием электрического поля.....	30
Выводы к Главе 1.	44
Иллюстрации к Главе 1.....	44
ГЛАВА 2. Коронный разряд в парогазовой среде.....	52
2.1 Экспериментальная установка по изучению коронного разряда в парогазовой среде.....	52
2.2 Характеристики источника коронного разряда.....	53
2.3 Влияние парогазовой среды на коронный разряд.....	56
2.4 Влияние коронного разряда на интенсивность испарения.....	59
Выводы к Главе 2.	65
Иллюстрации к Главе 2.....	65
ГЛАВА 3. Электростимулированная конденсация в парогазовой струе.....	68
3.1 Зародышеобразование, размер и заряд капли аэрозоля в парогазовой атмосфере под действием коронного разряда.....	68
3.2 Параметры парогазовой струи экспериментальной установки.....	73
3.3 Эволюция аэрозоля в условиях эксперимента.....	77
3.4 Типы электростимулированной конденсации, наблюдаемые в эксперименте, и условия их существования.....	80

3.5 Анализ результатов расчетно-экспериментальных работ других авторов по турбулентным струйным течениям с конденсацией.....	82
Выводы к Главе 3.	88
Иллюстрации к Главе 3.....	89
ГЛАВА 4. Диспергация оксидированных наночастиц при быстром нагреве.	96
4.1 Резонансный механизм диспергации одиночной оксидированной наночастицы и необходимые условия его реализации.....	96
4.2 Теоретическое обоснование взаимосвязи распределений по ансамблям исходных наночастиц и фрагментов их диспергации...	106
4.3 Дисперсия распределения фрагментов при поверхностной и объемной диспергации одиночной наночастицы.....	110
4.4 Результаты расчетов воспламенения в парах $\text{CO}_2/\text{H}_2\text{O}$ при диспергации Al наночастиц без учета их распределения.....	113
4.5 Результаты расчетов по диспергации наночастиц и воспламенению их фрагментов с учетом распределений по ансамблям.....	117
Выводы к Главе 4.	123
Иллюстрации к Главе 4.....	125
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	134
ЛИТЕРАТУРА.....	136
СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ.....	145

ВВЕДЕНИЕ

Диссертация делится на две части, имеющие самостоятельное практическое приложение: влияние диспергации пленки жидкого конденсата на объемную конденсацию в парогазовой струе с характерным размером аэрозоля 0.1-10мкм; влияние диспергации оксидированных наночастиц алюминия при быстром нагреве на их воспламенение в различных газовых окислительных средах с характерным размером наночастиц 10нм-1мкм и фрагментов их диспергации 1-25нм.

Актуальность проблемы. Сначала укажем актуальность изучения резонансной диспергации водной пленки на микрокапли под действием электрического поля в химически нереагирующих парогазовых потоках, в плане ее влияния на скорость объемной конденсации.

В различных технических приложениях возникает потребность создания субмикронного монодисперсного аэрозоля, например: струйная печать, визуализация газовых потоков, покраска поверхностей и т.д. [10А]. При этом прилагаются усилия к более мелкому и более монодисперсному распылению аэрозоля [1, стр.282-288], [62, 63], что позволяет добиться экономного расхода распыляемых материалов, равномерного напыления аэрозоля на поверхность, повышает точность методов диагностики с использованием такого аэрозоля. Аэрозоль также может образовываться в спутном следе самолета (в том числе и заряженный), тем самым, влияя на экологию атмосферы. Например, актуальна проблема образования водных ассоциатов серной кислоты в самолетном следе. Кроме того, существует проблема визуализации самолетного следа вблизи аэропорта с точки зрения безопасности полетов, а водный аэрозоль определенного размера играет большую роль в рассеивании ЭМ волн радаров/лидаров и т.д. Все это говорит о важности прогнозирования и управления распределением по размерам и концентрацией водного аэрозоля в парогазовых потоках.

Промышленные генераторы аэрозоля по принципу действия делятся на два вида: диспергирующие и конденсационные. Первый вид конструктивно

проще второго, но в нем создается более крупный аэрозоль и меньше возможностей по управлению его характеристиками. С другой стороны, для генераторов второго вида характерно дополнительное образование “паразитного” конденсата на более холодных элементах конструкции в виде пленки, которая хаотично срываясь с кромок и дробясь, “портит” фракцию мелкодисперсного аэрозоля, получаемую при объемной конденсации. По этим причинам в диссертации экспериментально изучается генератор второго вида, но с возможностью управления электрическим полем диспергацией стекающих капиллярных пленок, с целью получения более мелкого узкодисперсного аэрозоля с предсказуемыми размерами.

Необходимым условием работы второго вида генераторов (рис.1.1.a,b) является наличие центров конденсации и пересыщенной среды, в которой происходит конденсация. Центрами конденсации могут служить мелкие заряженные или не заряженные частицы естественного (пыль, флуктуации жидкой фазы) или искусственного (ионы, фрагменты дробления жидких пленок) происхождения. Пересыщенная среда образуется при расширении парогазовой струи на выходе из сопла в окружающее пространство.

Характер конденсации и размер аэрозоля в струе определяется:

- 1) Коэффициентом пересыщения $S(x,y) > S_{кр}(x,y)$ (рис.3.3), т.е. границами зоны конденсации в струе ($S(x,y)$ – задается относительными температурами паровоздушной смеси и окружающей среды);
- 2) Скоростью в струе $v(x,y)$, которая задается давлением в сосуде и геометрией сопла, или временем нахождения ядер конденсации в зоне конденсации (предполагается, что частицы полностью увлекаются потоком);
- 3) Типом ядер конденсации (от этого также зависит $S_{кр}(x,y)$) – естественные/искусственные, нейтральные/заряженные, их средними размерами R_0 и количеством dN/dt .

К недостаткам применяющихся конденсационных генераторов аэрозоля, хотя и в меньшей мере, чем для генераторов первого типа, относятся

ограниченные возможности по управлению размерами частиц, их концентрацией, а также параметрами аэрозольного факела (последнее необходимо для локализации массопереноса при нанесении покрытия).

Один из путей решения перечисленных выше задач исследуется в данной работе. Он заключается в создании искусственных центров гетерогенной конденсации с параметрами (размеры, заряды, концентрация), управляемыми воздействием сильного электрического поля. В России исследованиями по этим направлениям, в основном применительно к авиации и авиадвигателестроению много лет плодотворно занималась научная группа под руководством А.Б. Ватажина (Центральный институт авиационного моторостроения имени П.И. Баранова). Поэтому данные, полученные в диссертации, сравниваются с результатами их работ [8, 9, 13-16, 18, 80, 81].

Для задач управления параметрами аэрозоля потенциал электрического поля можно подавать на сопло, через которое истекает парогазовый поток, но это не очень удобно, т.к. из-за проводящих свойств конденсата вся установка может оказаться под высоким напряжением. Поэтому применяют конфигурации с высокопотенциальным электродом, не соединенные с соплом. Таким высокопотенциальным электродом может стать игла или кольцо (рис. 1.1.a, 1.1.b, 3.5, 3.6). Вторым, низкопотенциальным, электродом могут стать окружающие металлические предметы (металлическое сопло сосуда). В этом случае электрическое поле имеет сложную конфигурацию.

Источником электрического поля и, отчасти, центров гетерогенной конденсации (ионов), обычно служит коронный разряд, организованный во влажной среде. Поэтому, при разработке таких генераторов, важно учитывать как влияние влажности на коронный разряд, так и влияние коронного разряда на коэффициент пересыщения парогазовой струи.

Другим источником центров конденсации, управляемых электрическим полем, являются фрагменты дробления пленки конденсата. Пленка может образовываться на охлаждаемых (внешних) участках сопла при контакте с протекающей парогазовой смесью. В сильном электрическом поле на пленке

вблизи кромок сопла возможно возникновение вторичной короны. До возникновения вторичной короны наблюдается влияние чисто “электрических” (полевых) эффектов на конденсацию – деформации края водяной пленки, образование конусов Тейлора, и другие виды неустойчивости жидкой поверхности.

Электроды могут располагаться различным образом относительно зоны конденсации в струе, включая вариант расположения непосредственно в этой зоне. Однако, в последнем случае максимально возможный потенциал коронирующего электрода снижается из-за перехода коронного разряда в искровой (случайный пробой разрядного промежутка).

Многообразие факторов влияющих на процесс создания аэрозоля под действием сильного электрического поля или с помощью внесения аэроионов в парогазовую струю приводит к возникновению различных по размеру и заряду фракций конденсата. Информация о границах существования этих фракций, как по температуре окружающей среды, так и по величине электрического поля, является важной на практике. Подобного рода информация содержится, например, в работах [13 - 16, 80, 81].

Из всех работ [8, 9, 13-16, 18, 80, 81] наиболее близкой к нашей по условиям протекания электростимулированной конденсации оказалась работа [80]. При этом в [80] начальная скорость парогазового потока принимается равной 205м/с, а в нашей экспериментальной установке скорость потока была около 100м/с (это отличие влияет на образование и дробление пленки конденсата на сопле и, тем самым, способствует, в нашем случае, появлению еще одного типа конденсации на фрагментах пленки). Начальная температура парогазовой струи на нашей установке (370-390K) приблизительно совпадала с температурой (375K), указанной в [80]. Температура окружающей среды в [80] варьировалась в пределах 278-290K, а на нашей установке была несколько выше и варьировалась в пределах 290-303K. Последним отличием нельзя пренебрегать, т.к. при изменении

температуры окружающей среды всего на $\sim 10\text{K}$ может происходить смена преобладающего вида конденсации.

Меньшая интенсивность парогазовой струи в нашем случае повышала роль электрического поля при воздействии на конденсат, образующийся на внутренней поверхности сопла, а также позволяла более детально изучать процессы дробления пленки конденсата в сопле и смену типов конденсации при разных температурных режимах.

На нашей установке была предусмотрена возможность изменения расположения, геометрии и теплового режима сопел. От этих параметров зависят режимы натекания пленки конденсата и ее дробления. Кроме того, при горизонтальном и вертикальном расположении сопла различны значения $S(x,y)$. Следствием данных особенностей конструкции установки было обнаружение явления прерывистой конденсации с частотой, зависящей от величины приложенного поля и от температурного режима.

Таким образом, наши эксперименты дополняют результаты работ [8, 9, 13-16, 18, 80, 81] и расширяют изученный диапазон режимов электростимулированной конденсации.

Теперь рассмотрим актуальность изучения диспергации оксидированных наночастиц металлов и металлоидов при быстром нагреве и влияние размеров вторичных кластеров на процессы воспламенения.

Повышение энергетических характеристик топлива, а также полноты его сгорания – важные задачи двигателестроения, особенно, в авиационной и ракетной отрасли. В рамках их решения исследуются, например, газообразные и жидкие топливные смеси с добавкой мелкодисперсного алюминия при окислении в воздухе, парах CO_2 или H_2O [96, 97, 101]. Производство и хранение таких топлив создает значительные сложности: даже в н.у. частицы Al размером ~ 1 нм покрываются оксидным слоем, процент которого, благодаря большой площади поверхности наночастиц, по массе сопоставим с неокисленным веществом. Таким образом, снижается энергетическая эффективность топлив. Кроме того, получение наночастиц

такого размера оказывается довольно дорогостоящим. Менее затратно производство порошков с более крупными частицами 0.01-1 мкм. К тому же, в этом случае доля оксидного слоя в частице по массе относительно не велика ~5% [84]. Однако, крупные (0.1-1 мкм) частицы медленно воспламеняются, что отрицательно сказывается на полноте сгорания топлива. Температура их воспламенения достаточно высока.

Отметим: в работах, посвященных диспергации оксидированных наночастиц алюминия [82-84, 86-88, 91, 92, 100, 101], нет формул, связывающих исходные размеры наночастиц и размеры образующихся кластеров, кроме того, не исследовалось влияние на процессы воспламенения окислительных сред H_2O/CO_2 . Заполнить этот пробел – цель данной работы.

В данной работе исследуются как свойства продуктов диспергации – характеристики распределения кластеров по размерам, так и свойства объектов диспергации – характеристики распределения исходных наночастиц, т.к. на характеристики ансамбля кластеров оказывает влияние не только сам процесс диспергации, но и исходное распределение наночастиц. Диспергация оксидированной наночастицы Al рассматривалась соискателем в [88], как резонансно-волновой процесс распада материи расплавленного ядра, развивающийся в ответ на ударный импульс при разрушении ее оболочки в результате быстрого нагрева в ударной волне или от излучения лампы-вспышки и т.д. [84, 86, 87, 101]. Стоит подчеркнуть, что в плане развития диспергации материалы в обоих направлениях исследования кандидатской диссертации (пленка водного конденсата и жидкое ядро алюминиевой наночастицы) ведут себя аналогичным образом [85, 88]. Среди разных типов распределений, как для вторичных кластеров (dq/dr), так и для наночастиц (dQ/dR), выделяются двухпараметрические (с параметрами – медиана R_p и дисперсия μ), и однопараметрические (– медиана R_p). К первым относятся нормальное и логнормальное распределения [81, 103, 104]:

$$\left(Q_0 / \sqrt{2\pi} \mu R_p \right) \cdot \exp \left(- (R - R_p)^2 / \mu^2 R_p^2 \right), \left(\sqrt{2} Q_0 / \sqrt{\pi} R \ln \mu \right) \cdot \exp \left(- \ln^2 (R / R_p) / 2 \ln^2 \mu \right).$$

Логнормальное распределение наночастиц по размерам [81, 103, 104] объясняется “памятью” частиц, т.е. заменой суммы воздействий от случайных процессов (как при нормальном распределении) на их произведение, когда объект i -го воздействия меняет свои свойства, влияя на результат $i+1$ -го воздействия. Последнее типично для коагуляции, трещинообразования. Так, рост размеров частиц при коагуляции влияет на вероятность их последующих слияний.

Однопараметрическим является распределение Максвелла [90]: $dQ/dR = (4Q_0/\sqrt{\pi}R_p) \cdot (R/R_p)^2 \cdot \exp(-R^2/R_p^2)$. Этот тип распределения находит применение, когда нет информации о величине дисперсии μ , а есть информация только о наиболее вероятном радиусе R_p . Также, оно подходит, когда коагуляцией частиц можно пренебречь, т.е., когда частицы быстро покрываются оксидной пленкой, препятствующей слиянию; когда мала их концентрация; и мал, по сравнению с длиной свободного пробега, их размер.

В данной работе распределение исходных наночастиц считается максвелловским, а распределение кластеров в акте диспергации отдельно взятой наночастицы – нормальным. В рамках этих предположений исследовалась важность учета распределения кластеров по размерам при расчете времени воспламенения смеси в условиях [100].

Цели диссертационной работы:

- 1) Экспериментальное и аналитическое исследования образования и дробления пленки конденсата в капиллярных соплах, в качестве источника нейтральных/заряженных центров гетерогенной конденсации, при различных тепловых режимах применительно к генераторам аэрозоля;
- 2) Экспериментальное исследование параметров коронного разряда, как источника заряженных центров гетерогенной конденсации, в водяном паре;
- 3) Экспериментальное исследование разных видов электростимулированной конденсации парогазовой струи и температурных границ их существования;
- 4) Аналитическое исследование механизма диспергации оксидированных наночастиц металлов и металлоидов при быстром нагреве, как способ

получения кластеров с узкой функцией распределения по размерам и уменьшения времени воспламенения исходных частиц;

5) Численное исследование механизмов испарения и окисления кластеров алюминия в различных окислительных средах.

Предметы исследования: процессы образования и дробления пленки конденсата в капилляре парогазовым потоком под действием коронного разряда; взаимодействие парогазовой струи с коронным разрядом; процессы зарядки и роста аэрозоля в парогазовой струе, диспергация окисдированных наночастиц быстрым нагревом, воспламенение наночастиц и кластеров.

Объекты исследования: парогазовая струя, пленка конденсата, коронный разряд, капли аэрозоля, окисдированные наночастицы металлов/металлоидов, их кластеры, распределения по размерам наночастиц/кластеров.

Соответствие диссертации паспорту научной специальности. Диссертация посвящена расчетно-экспериментальным исследованиям физико-химических процессов в потоках газа и плазмы: диспергации и воспламенению наночастиц при быстром нагреве за ударными волнами; диспергации пленки конденсата при дозвуковом течении пара в капилляре и объемной конденсации в затопленной турбулентной парогазовой струе в присутствии коронного разряда. Результаты отвечают паспорту специальности 01.02.05 “Механика жидкости газа и плазмы” в п. 1, 3, 6, 8, 13, 14, 16.

Достоверность положений и выводов диссертации подтверждена:

- соответствием собственных экспериментальных измерений и собственных теоретических расчетов характеристик пленки конденсата, коронного разряда, и аэрозоля;
- собственными сравнительными исследованиями процессов конденсации в парогазовых струях при варьировании внешних условий;
- соответствием предсказанных в рамках предложенного механизма диспергации и экспериментально наблюдаемых другими авторами размеров алюминиевых кластеров при диспергации быстрым нагревом окисдированных наночастиц алюминия;

- качественным объяснением в рамках созданного механизма отсутствия диспергации оксидированных наночастиц алюминия в ударных трубах в аргоне при наличии диспергации в воздухе.

- соответствием рассчитанного времени воспламенения наночастиц алюминия в воздухе в ударной волне с экспериментами других авторов

Научная новизна. В диссертации получены следующие результаты, обладающие научной новизной и выносимые на защиту:

- 1) Предложен механизм резонансно-капиллярного дробления пленки конденсата с образованием узкодисперсных микрокапель, отвечающий за возникновение нового вида электростимулированной гетерогенной конденсации на микрокаплях, найден их средний размер и дисперсия;
- 2) Обнаружено и объяснено усиление коронного разряда при увеличении влагосодержания в воздухе и, наоборот, увеличения интенсивности испарения воды при воздействии на нее коронного разряда;
- 3) Уточнены границы по температуре и по величине электростатического поля для гомогенной и электростимулированной гетерогенной конденсации, развивающейся на ионах коронного разряда и на фрагментах диспергации пленки;
- 4) Предложено и объяснено максвелловское распределение размеров оксидированных наночастиц металлов и металлоидов, полученных плазменной переконденсацией прекурсора в дуговом разряде в отсутствие коагуляции;
- 5) Предложен механизм резонансной диспергации оксидированных наночастиц металлов и металлоидов быстрым нагревом в ударной волне, получены зависимости наиболее вероятных размеров вторичных кластеров от размеров исходных наночастиц, найдены распределения кластеров по размерам в зависимости от исходного распределения наночастиц;
- 6) Разработан детальный кинетический механизм (в соавторстве с Н.С. Титовой, А.М. Стариком, А.С. Шариповым и А.М. Савельевым) воспламенения кластеров Al с учетом их предварительного испарения в

различных окислительных атмосферах (O_2 , H_2O , CO_2), с помощью которого рассчитаны времена воспламенения кластеров в зависимости от их размеров.

7) Проведена валидация механизма диспергации и кинетического механизма окисления Al на экспериментах [10, 13], выявившая удовлетворительное согласие результатов расчетов с экспериментальными данными, как по размеру вторичных кластеров, так и по времени их воспламенения.

Теоретическая и практическая значимость. Полученные данные по конденсации парогазовой струи в коронном разряде могут найти применение при разработке генераторов аэрозоля для бесконтактной диагностики газовых потоков, в области струйной печати и при разработке 3D-принтеров. Получение аэрозоля при конденсации на фрагментах пленки конденсата в электрическом поле, перспективно возможностью управления средним размером и дисперсностью заряженного аэрозоля с помощью электрического поля. Результаты по электростимулированной конденсации использовались в проекте ИНТАС №1817-01 “Экспериментальное и теоретическое исследование ионно-молекулярных кластеров в дозвуковом турбулентном потоке” (координатор В.В. Вышинский, ЦАГИ) в рамках изучения возможностей визуализации лидаром вихревого спутного следа за тяжелым самолетом при его посадке с целью оценки безопасности садящегося следом легкого самолета.

Метод резонансной диспергации быстрым нагревом в ударной волне окислированных наночастиц металлов и металлоидов перспективен для применения в тракте воздушно-реактивного двигателя с целью уменьшения времени воспламенения наночастиц. Метод способствует сокращению массо-габаритных характеристик двигателя и повышению полноты сгорания топлива. Предложенный механизм диспергации наночастиц Al использовался вместе с кинетическим механизмом окисления Al, как научный инструментарий, в расчетах физико-химической кинетики по грантам РФФИ: №18-08-00476_a, 17-01-00810_a, 16-29-01098-офи_m. На основе предложенного механизма диспергации был получен патент RU2701249 с

приоритетом от 02.04.2019 (в соавторстве с А.М. Савельевым) “Способ диспергирования трудновоспламеняемых наночастиц бора”.

Апробация. Результаты диссертационной работы докладывались на:

- (XLIV, XLV, XLVI, XLVII, XLVIII, №61, №62) научных конференциях МФТИ (2001, 2002, 2003, 2004, 2005, 2018, 2019 гг.), г. Долгопрудный, Жуковский
- XIV школе-семинаре “Аэродинамика летательных аппаратов”, ЦАГИ, 2003г., г. Жуковский
- VII и VIII Международных научных конференциях “Оптические методы исследования потоков”, (2003, 2005 гг.), г. Москва
- V Международной конференции по неравновесным процессам в соплах и струях, 2004 г., г. Самара
- Международном семинаре - 9th International seminar on flame structure 9 ISFS, 2017г, г. Новосибирск
- Научной конференции по горению и взрыву Института Химической Физики РАН, 6-8 февраля 2019 г., Москва, Россия
- XI Международной научно-технической конференции “Процессы горения, теплообмена и экологии тепловых двигателей”, 2019 г, г. Самара

Публикации и личный вклад автора. Материалы диссертации полностью изложены и опубликованы в 22 работах [A1-A22], в том числе в 3-ох статьях [A12, A13, A19] в рекомендованных ВАК журналах и 2-ух статьях [A14, A15] в иностранных журналах, индексируемых в базах SCOPUS и Web of Science, а также в 1-ом патенте РФ [A20].

Во всех работах соискатель участвовал в постановке задач. Механизм диспергации, как пленки конденсата, так и ядра наночастицы, разработан лично соискателем. Кинетический механизм окисления алюминия был разработан совместно с Н.С. Титовой, А.М. Стариком, А.С. Шариповым и А.М. Савельевым. Расчеты по кинетике воспламенения алюминия выполнялись автором в коммерческом пакете программ CHEMKIN. Эксперименты по изучению электростимулированной конденсации

проводились совместно с Ю.В. Маношкиным. Автор принимал непосредственное участие при анализе результатов, формулировании выводов, и подготовке научных публикаций [A1-A22].

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, обзора литературы, четырех глав, заключения и приложения. С точки зрения логики изложения работа делится на две самостоятельные части: влияние диспергации пленки конденсата на объемную конденсацию аэрозоля размером 0.1 – 10 мкм в парогазовой струе с коронным разрядом (1, 2, 3 главы); влияние диспергации оксидированных Al-наночастиц размером 10 нм – 1 мкм в ударных волнах на воспламенение их фрагментов размером 1 – 25 нм в различных атмосферах (4 глава). Структура первой части отражает причинно-следственные связи развития конденсации и роста аэрозоля. Вторая часть построена по принципу: от основных положений по резонансному механизму диспергации наночастиц – к следствиям: распределению кластеров по размерам, влиянию размеров кластеров на время воспламенения смесей. Диссертация изложена на 148 стр., содержит 46 рисунков и таблиц, 106 источников литературы

ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Интерес к изучению электростимулированной конденсации и проблемам создания генераторов аэрозоля, работающих на основе этого явления, возникал неоднократно. Последний всплеск интереса, судя по публикациям, наблюдается, начиная с 80-ых годов прошлого столетия, и продолжается до сих пор [1-4, 13-18]. В последнее время он вызван следующими задачами:

- применение генераторов аэрозоля в оптических исследованиях, в струйной печатающей технике, в технологиях напыления и очистки газов [2, 5-7];
- диагностика реактивных двигателей по току выноса в струях продуктов сгорания [8, 9];
- визуализация вихревого следа за самолетом [10];

- электростатическая защита летательного аппарата [11, с.310-332], [48];
- повышение эффективности догорания топлива в газовых турбинах и улучшение экологии продуктов сгорания [12].

Можно выделить несколько основных направлений, с которыми приходится сталкиваться, решая перечисленные выше задачи:

- затопленная парогазовая струя и гомогенная спонтанная конденсация в ней;
- образование, устойчивость и дробление жидких пленок;
- коронный разряд и электрогазодинамика течений;
- гетерогенная конденсация на фрагментах дробления пленок конденсата и на ионах;

По фазовым превращениям в двухфазных струях, которые в том или ином виде присутствуют в каждом генераторе аэрозоля, в диссертации использовалась литература [1, Глава I], [13-16, 24-33, 50, 51, 80, 81].

Что касается образования, устойчивости и дробления жидких пленок при гидродинамическом воздействии на них парогазового потока или под действием электростатического поля, то по этой тематике привлекалась литература [17, 19, 20, 39-42, 53].

При изучении влияния коронного разряда на двухфазные течения особенно необходимо выделить целый ряд фундаментальных и прикладных научно-исследовательских работ проведенных исследователями ЦИАМа [11, Глава I, II], [8, 9, 11, 13-16, 18, 24, 25, 29, 80, 81].

По вопросам возникновения и развития аэрозоля в двухфазных турбулентных струях изучались такие источники, как [1, Глава III], [22, С.84-89], [21, 24-26, 29, 34-38, 49, 80, 81].

Одними из наиболее часто цитируемых источников в диссертации являются работы [8, 14], выпущенные в ЦИАМ. В первой из этих работ описаны эксперименты по конденсации парогазовой струи, когда в струю вносятся искусственно организованные в капилляре крупные заряженные капли.

Отмечается, что с ростом потенциала электрода растет и частота генерации капель, что объясняется поляризацией воды в капилляре и ее силовым дипольным взаимодействием с электрическим полем. Авторами предлагается гидродинамический механизм диспергирования крупных заряженных капель на микрокапли (последние могут коронировать). При этом, стекающие с микрокапель ионы вызывают конденсацию в струе. Во второй работе собрана воедино информация об изменении вдоль оси турбулентной паровоздушной струи: термодинамических параметров – парциального давления пара и его концентрации; параметров, характеризующих условия конденсации – коэффициента пересыщения и скорости роста капель; скорости зародышеобразования в случаях отсутствия и наличия коронного разряда в парогазовой струе. Кроме того, в работе [14] содержится информация о характеристиках коронного разряда в паровоздушной струе при изменении температуры на срезе сопла, приведена оценка подвижности и заряда капель, как в зоне зародышеобразования, так и ниже по потоку.

Остановимся также на других не менее важных для диссертации работах выполненных в ЦИАМ [24, 25, 29], в которых приводятся результаты исследования турбулентных изобарических паро-воздушных струй при наличии процесса конденсации паров воды в газовом потоке. В этих работах было установлено что, при равновесной конденсации в турбулентных струях (когда давление пара равно давлению насыщения), температура в области равновесной конденсации инвариантна по отношению к изменению температурных условий на срезе сопла и в окружающем пространстве. В указанных работах получены количественные характеристики гетерогенной конденсации для двухмерных турбулентных струй при характерных условиях истечения спутных потоков. На основе квазиодномерного метода расчета приосевой зоны струи было исследовано влияние пульсаций скалярных параметров течения в струях с гомогенной и гетерогенной конденсации на структуру зоны зародышеобразования. Указаны способы воздействия на конденсацию с помощью введения в поток заряженных ядер конденсации.

При изложении в диссертации резонансного механизма дробления пленки конденсата, ответственного за формирование монодисперсных капель, очень полезными оказались работы [6, 8, 9, 17, 20, 40, 41, 46, 47, 53, 61]. Они дают представление о капиллярных возмущениях, развивающихся на жидкой поверхности в сильном электрическом поле. На основе собственных экспериментов и этих работ удалось создать инженерный метод расчета параметров образовавшихся микрокапель. Точный метод расчета может быть разработан на основе численных методов [2, 15, 17, 22, 46].

Сделаем обзор литературы по диспергации оксидированных наночастиц при быстром нагреве [84, 82, 83, 86, 87, 92, 100, 101, 102]. В связи с перечисленными во введении проблемами вызывают интерес эксперименты [84]. В этой работе исследовались нанопорошки алюминия со средним диаметром частиц 60–96 нм и толщиной оксидной оболочки 2 нм. Подвод тепла осуществлялся от ксеноновой лампы с максимальной плотностью энергии 620 мДж/см^2 , при этом скорость нагрева частиц достигала 10^6 К/с . Воспламенение и горение частиц проводилось в воздухе и аргоне. Предполагалось, что при быстром подводе тепла частицы Al нагревались до температуры плавления без существенного изменения толщины оксидной оболочки. За счет динамического давления, вызванного изменением коэффициента объемного расширения, происходил разрыв оболочки. Кислород, проникая через образующиеся трещины оболочки, реагировал с алюминием с выделением тепла. Происходило дальнейшее плавление и испарение Al. При этом наблюдалось увеличение диаметра оксидной оболочки примерно до 300 нм. Авторами [84] предполагалось, что за счет избыточного давления, создаваемого внутри оболочки парами Al, происходило дробление частиц на кластеры размером 3–20 нм и их выброс в атмосферу окислителя с мгновенным окислением и выделением тепла.

Схожее описание есть в [82]. Там считалось, что неокисленная твердая наночастица алюминия 80 нм попадая в атмосферу окислителя, начинает покрываться оксидной пленкой и разогреваться. Далее, происходит

плавление ядра с одновременным быстрым расширением, оксидный слой трескается, отслаивается и происходит дробление наночастиц на Al кластеры.

В большинстве расчетных и экспериментальных работ, таких, как [82, 86, 87, 91, 100], анализировался быстрый нагрев наночастиц и их диспергация в ударных волнах. Было отмечено, например, в [84, 100], что в инертных средах (аргон) диспергация не происходит. В качестве окислительных сред обычно рассматривался воздух, гораздо реже - пары H_2O и CO_2 [96, 97].

Особо отметим, что в экспериментальных работах по диспергации и воспламенению наночастиц алюминия чаще упоминали относительно крупные наночастицы ~ 100 нм [82, 84, 86, 87, 100], редко, когда их размеры были меньше. Самый малый размер наночастицы 18 нм встречался в [100]. Поэтому, наряду с [84], работа [100] оказалась наиболее востребована для валидации собственных расчетов соискателя. Также заметим, что далеко не во всех экспериментальных работах диспергация фиксировалась явно, как в [84] по фотографиям с электронного микроскопа. В основном о процессе диспергации судили по косвенным признакам – по наличию в спектре линий поглощения паров алюминия [91, 100], по снижению времени воспламенения смеси [82, 86, 87], измеренного на основе данных о наличии скачка давления или пика теплового излучения. Также далеко не всегда в экспериментальных работах давалось распределение исходных наночастиц по размерам, часто указывалось лишь среднее значение диаметра наночастицы [100].

ГЛАВА 1. Образование и диспергация пленок водного конденсата.

1.1 Экспериментальная установка по изучению диспергации пленки.

Установки №1(А) и №1(В) для горизонтального варианта расположения сопла представлены на рис.1.1.а, 1.1.б. Через сопло в окружающую среду из нагреваемого сосуда (материал - алюминий) объемом 8л содержащего 1-1.5л воды прокачивалась паровоздушная смесь при температуре до 110°C [10А, 12А]. Давление в сосуде было стационарным и, в зависимости от интенсивности нагрева, принимало значения $p = 1 - 1.8\text{атм}$. Сопло представляло собой металлический, стеклянный или керамический цилиндрический капилляр длиной внешней охлаждаемой части $L=20\text{мм}$ (полная длина $L_{\text{кап}} = 50\text{мм}$), внутреннего радиуса $R_{\text{внутр}} = 0.4 - 0.7\text{мм}$ [10А]. Оно помещалось в электростатическое поле электрода с собственным потенциалом до $\varphi_0 = 22\text{кВ}$ [10А]. Электрод мог быть кольцевым не коронирующим (рис.1.1.а), игольчатым коронирующим (рис.1.1.б), игольчатым не коронирующим. Последний отличался тем, что экранировался тонкой полиэтиленовой оболочкой. Такие электроды необходимы, чтобы разделить эффекты воздействия ионов и электростатического поля на конденсацию парогазовой струи.

Ток с коронирующего электрода измерялся многопредельным микроамперметром типа М-95 [13А]. В некоторых экспериментах (рис.1.1.б) использовалась в качестве заземленного электрода крупноячеистая металлическая сетка, устанавливаемая поперек парогазовой струи. Ток, стекающий с сетки, при попадании на нее заряженных капель также измерялся многопредельным микроамперметром типа М-95.

На установке измерялись интегральные скорости потока в нескольких сечениях струи (см. рис.1.2) с помощью крыльчатого анемометра АТТ-1002 (диаметр крыльчатки $D = 70\text{мм}$). На расстоянии $r < 20\text{см}$ от сопла измерения скорости этим средством некорректны из-за малого (по сравнению с крыльчаткой) поперечного сечения струи. По изменению уровня воды в

сосуде за фиксированное время измерялся полный расход водяного пара (рис.1.3). По показаниям манометра, установленного в крышке сосуда, контролировалось внутреннее давление. Температура и влажность среды в локальных точках пространства, в том числе и в струе, определялась цифровым измерителем типа Center 310 (рис.1.4.a, 1.4.b, 1.5.a, 1.5.b).

При создании установок учитывалось, что в процессе образования аэрозоля может происходить его спонтанная зарядка, даже если изначально ионы и электромагнитное поле отсутствовали (явление электризации, см. [21]). Это явление может изменить темп роста капель в парогазовой струе: на малых временах - за счет изменения интенсивности конденсации на каплях (см. [1]); на больших временах - за счет изменения интенсивности коагуляции (см. [21]). Таким образом, идентификация наблюдаемых явлений может быть существенно затруднена. Поскольку интенсивность электризации в первом приближении кубически зависит от относительной скорости слоев парогазового потока (см. [21]), то для уменьшения ее влияния были выбраны параметры установки, обеспечивающие относительно малые скорости потока в сопле ~ 100 м/с и на основном участке струи $\sim 3 - 10$ м/с.

Для визуализации процессов конденсации сопло подсвечивалось красным или зеленым полупроводниковыми лазерами (соответствующие: длина волны 650 и 532 нм; мощность 20 и 3 мВт). Для создания лазерного ножа излучение пропусклось через цилиндрическую линзу. При этом лазерный нож мог быть ориентирован как вдоль, так и поперек струи (рис.3.6 и рис.3.8). Те же лазеры использовались для определения размера монодисперсного аэрозоля в струе посредством измерения диаметра дифракционных колец возникающих на экране при просвечивании струи (рис.1.1.b и рис.3.7).

Динамика пленки конденсата в капилляре и на срезе сопла в сильном электрическом поле наблюдалась через цифровой микроскоп (рис.1.1.a), состоящий из: оптического микроскопа со 100-кратным увеличением; цифровой камеры Scopetek DCM35 с разрешением 640x480. Данные с цифровой камеры выводились на монитор ПК (рис.1.9, 1.10).

В последующих разделах по умолчанию будем рассматривать эксперименты: с использованием стеклянного цилиндрического капилляра (длина внешней охлаждаемой части $L=20\text{мм}$, полная длина $L_{\text{кап}} = 50\text{мм}$, внутренний радиус $R_{\text{внутр}} = 0.5\text{мм}$); при температуре окружающей среды $T_{\infty} = 20^{\circ}\text{C}$ и температуре капилляра $T_c=85^{\circ}\text{C}$; при давлении в сосуде $p = 1.4\text{атм}$.

1.2 Эксперименты по изучению влияния электрического поля, внешних температур и ориентации течения на диспергацию пленки.

При пропускании нагретой парогазовой смеси через охлаждаемое сопло на его стенках в виде пленки осаждался водный конденсат. Конденсирующаяся пленка, натекала на край капилляра, откуда уносилась потоком (рис. 1.9, 1.10). Эксперименты по дроблению пленки конденсата проводились при различных внешних температурах. Для всех режимов изучалось влияние электростатического поля на интенсивность дробления и на размеры образующихся фрагментов пленки (последние являлись зародышами конденсата). Размеры зародышей, по причине их малости, невозможно было измерить в эксперименте, но некоторую косвенную информацию о них можно получить по размерам сконденсировавшихся на них капель (см. п.1.4). Определение размера капель на расстоянии 10 - 20см от сопла проводилось посредством измерения диаметра дифракционных колец, которые возникали на экране при просвечивании струи (рис.3.7). Для этого использовались красный или зеленый полупроводниковые лазеры (соответствующие: длина волны 650 и 532нм; мощность 20 и 3мВт). Измерения показали, что при некоторых условиях в струе образуется монодисперсный аэрозоль микронного и субмикронного размера.

Рассматривалось два варианта расположения сопла по отношению к нагретому сосуду: горизонтальное сопло, установленное на боковой стенке сосуда; вертикальное сопло, установленное на крышке сосуда. Во втором случае образование пленочного конденсата в сопле шло менее интенсивно, что объяснялось наличием более мощного вертикального конвективного

теплового потока от нагретого сосуда, т.е. тем, что температура окружающей среды вблизи сопла во втором случае была несколько выше. Чтобы убедиться в этом был проведен специальный эксперимент по измерению температурного поля вдоль оси горизонтального сопла и вдоль оси вертикального сопла вблизи нагреваемого сосуда. Действительно, на расстоянии ~ 2 см от сосуда (вблизи среза сопла) превышение температуры около вертикального сопла над температурой около горизонтального сопла составило $\sim 8^\circ\text{C}$ или $\sim 2.5\%$ от температуры пара в сопле (рис.1.5.b). Изменения температуры влияют на величину теплопередачи через стенки сопла и на массовые расходы конденсата в пленке (см. п.1.4).

Другое отличие между вертикальной и горизонтальной ориентацией сопла связано с действием силы тяжести, которое проявляется в нарушении симметрии распределения конденсата на срезе горизонтального сопла. Внутри сопла (на расстояниях более 4 мм от его среза) отличий не было, т.к. там пленка гораздо тоньше, чем на его краях и ее поведение определяется не массовыми, а поверхностными силами, которые от ориентации сопел не зависят. Если толщина пленки на срезе вертикального сопла одинакова во всех радиальных направлениях, то на срезе горизонтального сопла нижняя часть пленки толще верхней. Более толстая нижняя часть натекающей пленки сильнее взаимодействует с электрическим полем и парогазовым потоком, поэтому в случае горизонтального сопла именно на нижней части пленки происходит интенсивный и постоянный по времени процесс дробления. При низкой комнатной температуре ($15-17^\circ\text{C}$) без подачи напряжения на электрод конденсат пленки образовывал на конце горизонтального капилляра крупные капли, которые периодически срывались.

При подаче напряжения на электрод и при такой же низкой комнатной температуре ($15-17^\circ\text{C}$) была отмечена пропорциональность между частотой запираания сопла водяной пробкой и потенциалом электрода (см. рис.1.6). Данное явление объясняется тем, что после достижения определенного значения потенциала сила взаимодействия пленки с электрическим полем

возрастает настолько, что слои водного конденсата начинают скапливаться около среза сопла. При этом в сопле возникает дополнительное утолщение пленки и резко возрастает сила его взаимодействия с парогазовым потоком, а течение пленки переходит в пробковый режим. В результате взаимодействия с парогазовым потоком, область утолщения пленки (пробка) разваливается на разнокалиберный аэрозоль. Чем выше потенциал, тем чаще возникают утолщения и тем выше частота пульсаций процесса дробления.

При более высоких комнатных температурах (18-20°C) и без подачи напряжения на электрод на конце капилляра крупные капли образовывались и срывались реже, чем при 15-17°C.

Вернемся к монотонному процессу дробления. При тех же комнатных температурах (18-20°C) и потенциале электрода более 10кВ пробок в сопле и крупных капель на его срезе не наблюдалось. Вместо капли, на ее месте крепления в микроскоп наблюдалось образование стационарного водяного выступа с размерами гораздо меньше, чем у капли. Необходимо отметить, что по результатам рассеяния лазерного излучения на каплях конденсата в данном режиме происходило интенсивное образование монодисперсного аэрозоля. Перечисленные факты заставляют предположить, что в данном режиме протекает процесс монотонного дробления пленки на монодисперсные микрокапли (не видимые в микроскоп). Причем, монотонное дробление связано с образованием водяного выступа на срезе сопла (рис.1.9, 1.10). Кроме того, при потенциале более 20кВ и расстоянии от электрода до сопла 1см, на выступе наблюдалось свечение, аналогичное свечению коронного разряда на игольчатом электроде. Такая же картина наблюдалась для потенциала $\sim 3-6$ кВ и расстояния между электродом и соплом $r = 100-1000$ мкм (рис.1.9, 1.10) при прочих равных условиях.

1.3 Параметры пленки и ее устойчивость к внешним воздействиям.

При конденсации струи водяного пара на стенке капилляра образуется жидкая пленка воды, которая течет по стенке. В насыщенном паре рост пленки и тепловой поток через нее связаны условием, чтобы все тепло, выделяющееся при конденсации пара, проводилось через пленку, при этом температура свободной поверхности пленки фиксирована (равна температуре насыщения для данного давления пара) [39].

Используем систему координат, связанную со стенкой капилляра: координата x – вдоль стенки, y – по нормали к ней. Примем классическое приближение Нуссельта, т.е. будем считать, что пленка тонкая и движение жидкости медленное. Дополнительно будем считать, что $d \ll R_{\text{внутр}}$ (толщина пленки много меньше внутреннего радиуса сопла). Тогда систему уравнений, описывающих течение в пленке, можно записать в виде [39]:

$$\frac{\partial}{\partial x} u_x + \frac{\partial}{\partial y} u_y = 0 \quad (1.1);$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \rho_{\text{ж}} g \cos \gamma + \mu_{\text{ж}} \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} \quad (1.2).$$

Здесь u и v - составляющие скорости в направлениях x (вдоль сопла) и y (поперек сопла); p – давление; $\rho_{\text{ж}}$ – плотность; g – ускорение свободного падения; γ - угол между направлением силы тяжести и стенкой капилляра. Индекс “ж” отмечает величины, относящиеся к жидкости (вода), а индекс “п” относится к пару.

Краевые условия для уравнений (1.1) и (1.2) имеют вид [39]: $u_x = 0$, $u_y = 0$ (при $y = 0$, т.е. на стенке капилляра);

$$\mu_{\text{ж}} \frac{\partial u_x}{\partial y} = P_{\tau}, \quad p = P_N \quad (1.3).$$

Здесь P_{τ} и P_N – касательное и нормальное напряжения на поверхности пленки ($y = d$), возникающие за счет действия потока пара.

Пар над пленкой является слабопересыщенным и протекает с дозвуковой скоростью $v = 100 \text{ м/с}$. Введем в рассмотрение плотность массового потока

пара $j_n = \rho_n v$ и плотность потока импульса пара $I_n = \rho_n v^2 + p_n = j_n v + p_n$ в направлении вдоль линии тока. Пренебрегая собственным испарением жидкой пленки, запишем искомые величины в виде [39]:

$$P_\tau = v_\tau j_{nN} \quad (1.4);$$

$$p = P_N = v_N j_{nN} \quad (1.5).$$

Интегрируя (1.2) по y с учетом краевых условий (1.3), получаем распределение скорости жидкости в пленке:

$$u_x = A \cdot (d \cdot y - y^2) + P_\tau \cdot y / \mu_{ж} \quad (1.6),$$

$$\text{где } A = \left(\rho_{ж} g \cos \gamma - \frac{dp}{dx} \right) / \mu_{ж} \quad (1.7).$$

Подставим это распределение в уравнение неразрывности (1.1) и проинтегрируем по y с учетом (1.3):

$$\frac{d}{dx} \bar{u}_x d R_{\text{конла}} = -v_d R_{\text{внутр}} \quad (1.8).$$

$$\text{Здесь } \bar{u}_x = \frac{1}{d} \int_0^d u_x \cdot dy = \frac{A}{3} d^2 + \frac{P_\tau}{2\mu_{ж}} d \quad (1.9)$$

- средняя по пленке скорость жидкости, а

$$V_d = -j_{nN} / \rho_{ж} \quad (1.10)$$

- скорость потока жидкости в пленку на границе с паром (определяется из условия неразрывности потока вещества на границе).

Подставляя (1.6), (1.7) и (1.10) в (1.8) получим уравнение:

$$\left[\left(\rho_{ж} g \cos \gamma - \frac{dp}{dx} \right) \cdot d + \frac{3}{2} P_\tau \right] \cdot d^2 = 3v_{ж} \int_0^x j_{nN} \cdot dx \quad (1.11),$$

где $v_{ж} = \mu_{ж} / \rho_{ж}$ - кинематическая вязкость воды. В [39] показано, что в

уравнении (1.11) можно считать $\frac{dp}{dx} \ll P_\tau / d$. Кроме того, в нашем случае

жидкость течет преимущественно под действием касательного напряжения со стороны потока пара, т.е. $\rho_{ж} g \cdot \cos \gamma \cdot d \ll P_\tau$. Для краткости такой режим будем называть стрессовым. Он реализуется при малых значениях d , т.е. с

самого начала пленки. Протяженность такого течения не велика, поэтому в правой части (1.11) можно пренебречь изменением j_v . Получаем

$$d \approx \sqrt{\frac{2\nu_{жс}}{\nu} \cdot x} \quad (1.12).$$

Из (1.9) при тех же допущениях получим

$$\bar{u} \approx \frac{P_\tau}{2\mu_{жс}} d < \frac{\rho_n \nu R_{внутр}}{2\mu_{жс} L_{кап}} d \quad (1.13),$$

где $L_{кап}$ – длина капилляра.

Толщина пленки. С помощью цифрового микроскопа было обнаружено, что в отсутствии электростатического поля на внутренней поверхности капилляра образуется водная пленка, достигающая около среза сопла толщины $d_3 = 20\text{мкм}$.

В общем случае теория пленки представлена в [19]. Однако, в нашем случае, пренебрегая гравитационными и некоторыми другими эффектами, можно оценить толщину пленки d_T по упрощенной формуле (1.12) из [39]: $d_T \sim (K\nu x/\nu)^{1/2} < (K\nu L/\nu)^{1/2} \sim 10\text{мкм}$, где $K = K(T_c - T_\infty)$ – безразмерный температурный коэффициент, x – расстояние, отсчитываемое от стенки сосуда вдоль сопла. Причем, для описанных выше условий: $K \sim 2$ (см. [39]); $\nu \sim 3 \cdot 10^{-7} \text{м}^2/\text{с}$ – кинематическая вязкость воды при температуре около 100°C (см. [54]). Сравнивая d_3 и d_T приходим к выводу, что эксперимент удовлетворительно согласуется с расчетом и упрощенной формулой в нашем случае можно пользоваться для оценок.

Вопрос об устойчивости пленки неоднозначен даже в отсутствии электростатического поля. Из визуальных наблюдений следует, что пленка могла быть как устойчивой, так и неустойчивой. При этом, если пленка и становилась неустойчивой, ее большая часть оставалась на стенках капилляра, т.к. разнокалиберного аэрозоля сорванного с пленки не наблюдалось. Однако, в отсутствие электрического поля на срезе горизонтального сопла пленка образовывала крупную каплю $R_{кап} \sim 1\text{мм}$ с периодичностью $\sim 8\text{с}$ (соответствующая частота срыва капли $\sim 0.1\text{Гц}$).

В самом деле, критическое число Вебера, при котором пленка теряет устойчивость: $W_{кр} \sim 10$ (см. [35], [106]). По нашей оценке на срезе сопла в продольном направлении пленка устойчива - $W \sim \rho_c v^2 d / \sigma < 2$ (скорость парогазового потока у поверхности меньше средней по сечению), где $\rho_c = 1,8 \text{ кг/м}^3$ - плотность парогазовой смеси, $\sigma = 0.073 \text{ Н/м}$ - поверхностное натяжение поверхности раздела вода/воздух. В поперечном направлении пленка может оказаться неустойчивой - $W \sim \rho_c v^2 R_{внутр} / \sigma < 100$.

Скорость в сопле v связана со скоростью на основном участке струи $v_{струи}(r)$ (на расстоянии r от сопла) по формуле: $\frac{v_{струи}(r)}{v} = \frac{0.96 R_{внутр}}{0.07 r}$ [1, 28]. Зная среднюю по сечению скорость на основном участке струи (рис.1.2) находим, что средняя по сечению скорость в сопле (при давлении в сосуде $p = 1.3-1.5 \text{ атм}$) равна $v = 100-120 \text{ м/с}$.

Скорость течения пленки. Найдем значение скорости натекания пленки u . Расход воды на образование пленки оценим из формулы: $q_{пл} = 2\pi R_{внутр} \cdot d_э \cdot \rho_ж \cdot u$. Как уже говорилось, из эксперимента известно, что в случае отсутствия электрического поля на срезе сопла образовывалась полукруглая капля радиуса $R_{кап} \sim 1 \text{ мм}$ за время $\sim 8 \text{ с}$, т.е. пленочный расход составлял $q_{пл} \sim 2 \cdot 10^{-7} \text{ кг/с}$. Такой расход соответствует скорости натекания пленки $u \sim 3 \text{ мм/с}$. Из (1.13) оценивается сверху скорость течения в пленке $u < 1 \text{ см/с}$ ($L_{кап} = 5 \text{ см}$).

Пленочный расход воды должен быть меньше полного расхода водяного пара: $q_{пл} \ll q_{п}$. Экспериментальные значения полного расхода пара $q_{п} = 4.5 \cdot 10^{-5} \text{ кг/с}$ приведены на рис.1.3. С другой стороны, полный массовый расход водяного пара можно оценить, как: $q_{п} = \pi \rho_{п} v R_{внутр}^2 \sim 5 \cdot 10^{-5} \text{ кг/с}$, где $\rho_{п} = 0.58 \text{ кг/м}^3$ - плотность насыщенного водяного пара при 100°C [54]. Расчетное значение полного расхода хорошо совпадает с экспериментальным. Таким образом, пленочный расход составляет $\sim 0.5\%$ от полного расхода, т.е. открывается потенциальная возможность управления генерацией аэрозоля в струе с помощью малого параметра (по расходу) - путем создания при дроблении пленки зародышей для дальнейшей конденсации в струе.

Скорость пленки и пленочный расход также можно рассчитать по тепловому балансу. Действительно, тепло в единицу времени, выделяемое при конденсации Q_+ , передается окружающему пространству посредством: ламинарного конвективного теплообмена Q_k , рассчитываемого по эмпирическим формулам из [55], и теплового излучения Q_t . Расход тепла выделяемого при конденсации равен $Q_+ = q_{пл}N$, где $N = 2.3 \text{ МДж/кг}$ - удельная теплота испарения воды [54]. Теплоотдача окружающему пространству от горизонтального капилляра в случае ламинарного конвективного теплообмена (см. [55]) записывается следующим образом: $Q_k = \alpha \cdot (T_c - T_\infty) \cdot 2\pi R_{внеш} \cdot L = 1.0 \cdot 10^{-2} \text{ Дж/с}$, где $\alpha = Nu \cdot \lambda / L = 0.34 \text{ Дж/(м}^2 \cdot \text{с} \cdot ^\circ\text{C)}$ – коэффициент теплопередачи, $Nu = 0.7$ - число Нуссельта, $\lambda = 0.745 \text{ Вт/(м} \cdot ^\circ\text{C)}$ – коэффициент теплопроводности стекла (см. [55]). Степень черноты стеклянного капилляра, на котором есть внутренняя водяная пленка, неизвестна, поэтому для оценки будем считать ее равной 1. Внешний радиус капилляра $R_{внеш} = 1 \text{ мм}$, поэтому тепловое излучение дает $Q_t = \sigma_{СТ} \cdot (T_c^4 - T_\infty^4) \cdot 2\pi R_{внеш} \cdot L = 5.8 \cdot 10^{-2} \text{ Дж/с}$, где $\sigma_{СТ} = 5.671 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}^4$ - коэффициент Стефана-Больцмана. Окончательно, для горизонтального расположения максимальная теплоотдача $Q_+ = Q_k + Q_t = 68 \text{ мДж/с}$. Расчет баланса тепла дает скорость натекания пленки $u_{пл} = 0.7 \text{ мм/с}$, пленочный расход - $q_{пл} = 6 \cdot 10^{-8} \text{ кг/с}$. Оценкам сверху это не противоречит, однако скорость пленки и пленочный расход, рассчитанный по балансу тепла, занижен примерно в 4 раза по сравнению с экспериментальными данными. При этом линейные размеры капли, натекающей за 8с, определенные по расчетному пленочному расходу, оказываются в 2 раза меньше наблюдаемых размеров. Расхождения могли быть вызваны не учетом наличия течения окружающего воздуха вдоль сопла от стенок нагретого сосуда, что нарушало ламинарный конвективный теплообмен.

Взаимодействие парогазового течения и пленки в капилляре.

Определим характер течения газа в капилляре по числу Рейнольдса: $Re = 2R_{внутр}v/v_c$. Можно записать для кинематической вязкости бинарной смеси: $v_1 < v_c < v_2$, где $v_1 = 1.5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ и $v_2 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ – кинематические вязкости

воздуха и насыщенного водяного пара при температуре около 90°C [55]. При вязкости смеси $\nu_c \sim 1.7 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ получим $Re \sim 6000 > Re_{кр}=1900$, а, значит, течение паровоздушной смеси в капилляре турбулентное (см. [40]).

Считая течение турбулентным найдем перепад давления в капилляре по следующей формуле (см. [40]): $\Delta p = 16\rho_c v^2 L / (Re \cdot R_{\text{внутр}}) \sim 2000 \text{ Па}$, где $\rho_c = \rho_{\text{п}} + \rho_{\text{возд}} = 1.8 \text{ кг/м}^3$ – плотность паровоздушной смеси. Тогда сила трения действующая на пленку в капилляре со стороны парогазового потока равна:

$$F_{\text{капил}} = \Delta p \pi R_{\text{внутр}}^2 \sim 1.6 \cdot 10^{-3} \text{ Н} \quad (1.14).$$

1.4 Резонансный механизм диспергации пленки в парогазовом потоке под действием электрического поля.

Эксперименты, описанные в п. 1.2, нуждаются в теоретическом объяснении. Наиболее важным для практики является факт образования монодисперсного аэрозоля при дроблении пленки в электростатическом поле. В литературе [6] встречается описание образования заряженных микрокапель в электростатическом поле на поверхности жидких металлов. Речь идет о так называемом конусе Тейлора. При определенных условиях из его вершины может выбрасываться жидкая заряженная струйка, которая потом распадается на микрокапли.

Однако данный процесс не может происходить в нашем случае, т.к. скорость такой струйки (с учетом экспериментальных данных для пленочного расхода и размеров капель) окажется неправдоподобно высокой $\sim 10^3 \text{ м/с}$. Кроме того, наблюдения вторичной короны на пленке показали ее не стационарность в пространстве (рис.1.10), что связано с неоднородностью проводящих свойств воды. В таких условиях конус Тейлора не может долго существовать на одном и том же месте, а при его перемещении будут образовываться струйки различной толщины и, следовательно, микрокапли не будут монодисперсными, что противоречит эксперименту.

Поскольку других механизмов образования монодисперсных микрокапель в литературе не найдено, был предложен собственный резонансный механизм диспергации.

Напряженность поля вблизи сопла. Для того, чтобы была возможность применения аналитических расчетов, был проведен эксперимент, в котором внешнее поле создавалось кольцевым не коронирующим электродом (радиус кольца $r_k = 5\text{мм}$, толщина проволоки $d_k = 0.5\text{мм}$). Будем рассматривать случай, когда электрод находился на расстоянии $r = 1\text{см}$ от сопла (на его оси) и имел отрицательный потенциал $\varphi_0 = 20\text{кВ}$. Этот случай (по результату воздействия на парогазовую струю) соответствует воздействию игольчатого экранированного электрода, расположенного на расстоянии 1-10см и находящегося под потенциалом 10-20кВ.

Напряженность на сопле равна напряженности на оси бесконечно-тонкого кольца: $E_{\text{внеш}} = (4\pi\epsilon_0)^{-1} \cdot Q \cdot r / (r^2 + r_k^2)^{3/2}$, где Q – заряд на кольце. Напряженность E_0 и потенциал φ_0 в каждой точке кольца связаны между

собой следующим образом: $\varphi_0 = 2E_0 \cdot r_k$, т.к. $E_0 = \int_0^{2\pi} J \cdot d(\Theta) / \sin(\Theta/2)$,

$\varphi_0 = 2 \int_0^{2\pi} J \cdot r_k \cdot d(\Theta) / \sin(\Theta/2)$, где $J = Q / [16\pi^2 \epsilon_0 (r_k)^2]$. С другой стороны,

напряженность в точке на поверхности кольца толщиной $d_k \ll r_k$ приближенно рассчитывается, как напряженность на расстоянии $0.5d_k$ от бесконечной, тонкой равномерно заряженной нити - $E_0 = Q / [2\pi^2 \epsilon_0 r_k d_k]$. Используя связь между потенциалом и напряженностью на кольце - $\varphi_0 = 2E_0 \cdot r_k$ и оценку для нити - $E_0 = Q / (2\pi^2 \epsilon_0 r_k d_k)$ можно найти заряд Q и подставить его значение в формулу напряженности на оси тонкого кольца:

$$E_{\text{внеш}} = 0.25\pi \cdot \varphi_0 \cdot r \cdot d_k / (r^2 + r_k^2)^{3/2} \sim 5 \cdot 10^4 \text{В/м} \quad (1.15),$$

где $d_k = 0.5\text{мм}$ – диаметр проволоки кольца, $r_k = 5\text{мм}$ – радиус кольца, $r = 1\text{см}$.

Заряды, наводящиеся на поверхность воды. Поскольку дистиллированная вода – полярный диэлектрик, то при ее помещении в

электростатическое поле происходит явление ориентационной поляризации. При этом на поверхности воды выделяются связанные заряды. Плотность связанных зарядов на поверхности перпендикулярной к линиям напряженности поля находится по известной формуле: $\sigma_{связ} = (\epsilon - 1)\epsilon_0 E_{внеш} / \epsilon \approx \epsilon_0 E_{внеш}$, т.к. $\epsilon = 81$ – диэлектрическая проницаемость воды. С другой стороны, вода в нашем эксперименте из-за высокой температуры и примесей является проводником, поэтому при помещении сосуда в электростатическое поле ориентированное нормально к поверхности воды возможно выделение свободных зарядов $\sigma_{своб} = \epsilon_0 E_{внеш} / \epsilon$. Связанные заряды, выделяющиеся на поверхности воды, гораздо больше свободных: $\sigma_{связ} \approx \epsilon \sigma_{своб}$. Из (1.15) найдем максимальную плотность свободного и связанного положительных зарядов на водной поверхности: $\sigma_{своб} \sim 5 \cdot 10^{-9} \text{ Кл/м}^2$, $\sigma_{связ} \sim 4 \cdot 10^{-7} \text{ Кл/м}^2$.

Эти соотношения могут выполняться только, если время перераспределения связанных зарядов меньше времени перераспределения свободных зарядов. В противном случае вода ведет себя, как металл и выделяются только свободные заряды $\sigma_{своб} \approx \epsilon_0 E_{внеш} = 4 \cdot 10^{-7} \text{ Кл/м}^2$. Неизвестно какая ситуация реализуется, поэтому получим грубую оценку

$$5 \cdot 10^{-9} \text{ Кл/м}^2 < \sigma_{своб} < 4 \cdot 10^{-7} \text{ Кл/м}^2 \quad (1.16).$$

Динамика натекающей капли в сильном электрическом поле.

Наблюдения показали, что при возникновении электростатического поля соответствующего оценке (1.15) капля воды радиуса $\sim 1 \text{ мм}$, натекающая на конец капилляра, практически мгновенно трансформировалась в небольшой выступ на срезе сопла длиной $\sim 50 \text{ мкм}$, направленный к электроду (рис.1.7.а).

Можно предложить следующий механизм данного явления: капля поляризуется при наложении внешнего электростатического поля и из-за кулоновского взаимодействия вытягивается вдоль вектора напряженности. При этом она попадает в область парогазовой струи. Попадая в область потока,

вытянутая капля теряет гидродинамическую устойчивость, начинает дробиться и уменьшается в объеме до тех пор, пока не станет устойчивой. После всех изменений вместо капли на конце капилляра образуется устойчивый симметричный водяной выступ.

В начальный момент после появления поля капля не успевает деформироваться, а ее форма, слабо отличающаяся от полусферы, определяется только силами поверхностного натяжения со стороны сопла и силой инерции, возникающей из-за торможения жидкости в капле. Силы трения между поверхностью капли и паровоздушным потоком можно не учитывать, т.к. капля свисает с капилляра и находится не в потоке.

Итак, не скомпенсированная сила электростатического взаимодействия оценивается из формул (1.15) и (1.16): $F_{эл} = (q_{своб} + q_{связ})E_{внеш} \sim (\sigma_{своб} + \sigma_{связ})E_{внеш} \cdot \pi R_{кап}^2 \sim 6 \cdot 10^{-8} \text{ Н}$. Эта сила вызывает ускорение центра масс капли: $a_k = 3F_{эл} / (2\rho_k \pi R_{кап}^3) \sim 0.03 \text{ м/с}^2$. Время трансформации капли в водяной выступ оценим как время перемещения центра масс водяного образования на расстояние $R_{кап}$, т.к. длина выступа гораздо меньше радиуса капли и ей можно пренебречь: $t \sim (R_{кап}/a_k)^{1/2} \sim 0.15 \text{ с}$. Величина t порядка времени реакции глаза, т.е. наблюдатель не различит моменты появления электростатического поля и окончания трансформации капли в выступ, что согласуется с визуальными наблюдениями. Скоростная съемка не велась, по причине высокой чувствительности электронной аппаратуры к внешним полям, даже не смотря на попытки экранирования.

Качественное объяснение механизма образования микрокапель.
Наблюдения показали, что после появления около сопла электростатического поля, величина которого определена формулой (1.15), обратное рассеяние лазерного излучения в струе резко возрастало. Это свидетельствовало о появлении зародышей конденсации, размеры которых гораздо меньше длины волны лазера, т.е. меньше 0.5 мкм. При этом на расстоянии 10 см от сопла прямое рассеяние давало дифракционную картину на экране в виде 2-ух дифракционных кольцевых максимумов видимых невооруженным глазом

(рис.3.7). По их радиусам и распределению интенсивности можно было определить размер монодисперсного аэрозоля $R \sim 1 \mu\text{м}$. Размер капель и длина волны зеленого лазера дают максимальный порядок спектра $m = 2 \sim R_k/\lambda$, что объясняет наблюдение только двух дифракционных колец на экране. Из этих наблюдений следует, что монодисперсный аэрозоль вырастал на центрах гетерогенной конденсации (на микрокаплях) образующихся около среза сопла под воздействием электрического поля.

Предположим, что из-за обтекания выступа парогазовым потоком на его поверхности возникают капиллярные возмущения (рис.1.9). В силу симметричности выступа он является резонатором и усилителем капиллярных возмущений. Волны в резонаторе всегда усиливаются в некотором конечном диапазоне частот. Волны не монохроматичны, и когерентны лишь в определенной локальной области, и только в ней могут интерферировать между собой. Эта область интерференции находится на кончике выступа, где сходятся волны с разных сторон выступа.

В результате увеличения амплитуды волн на кончике выступа, с их пиков начинают срываться микрокапли (рис.1.7.b, 1.7.c). После срыва с гребней волн, микрокапли будут продолжать совершать колебания, причем основная частота колебаний капли совпадает с частотой капиллярных возмущений пленки. Взяв для оценки наименьшую частоту колебаний микрокапли, как наиболее легко возбуждаемую (см. [40])

$$\omega_{\min}^2 = 8\sigma/(R_{k0}^3 \rho_{\text{ж}}) \quad (1.17),$$

и приравняв ее к частоте капиллярных волн на поверхности полубесконечного пространства (см. [40])

$$\omega^2 = 8\pi^3 \sigma/(\lambda^3 \rho_{\text{ж}}) \quad (1.18),$$

придем к выводу, что

$$\lambda = \pi R_{k0} \quad (1.19),$$

где R_{k0} – начальный радиус капли.

Проверим связь длины волны и радиуса микрокапли. Приближенно пик усиленной волны будем считать четырехгранной пирамидой с высотой

равной амплитуде A и длиной стороны основания равной длине волны λ . Если капля отрывается от пика стоячей волны, то силы инерции превышают силы поверхностного натяжения (сила, действующая на поляризованный пик стоячей волны в электрическом поле, мала и не учитывается):

$$m_{\text{пика}} a = m_{\text{пика}} A \omega^2 / 3 \sim 4 \lambda \sigma \quad (1.20)$$

(коэффициент $1/3$ появляется из-за того, что у пирамиды центр масс расположен на $1/3$ высоты). Частоту колебаний в формулу (1.20) подставим из формулы (1.18). Массу пика в формуле (1.20) найдем, как объем пирамиды $A \cdot \lambda^2 / 3$ умноженный на плотность воды $\rho_{\text{ж}}$. Поскольку объем пика стоячей волны должен быть приблизительно равен объему капли $A \cdot \lambda^2 / 3 \sim 4 \pi \cdot R_{\text{к0}}^3 / 3$, то из этого соотношения можно выразить амплитуду и подставить ее в формулу (1.20). Тогда получим: $2.97 \cdot R_{\text{к0}} \sim \lambda$. Данная оценка хорошо согласуется с формулой (1.19) и косвенно подтверждает ее.

Будем считать, что микрокапли срываются одновременно со всех пиков усиленных двумерных волн, которые образуются на кончике выступа, но отрыв происходит не через каждый период колебаний, а только через каждые f периодов, которые необходимы для усиления амплитуды волн до некоторого значения A . Приравняем расход пленки к расходу образующихся микрокапель массой m_0 каждая:

$$q_{\text{пл}} = m_0 (dN/dt) \quad (1.21),$$

где dN/dt - число микрокапель, генерируемых с выступа в единицу времени. Из формулы (1.19) следует, что

$$m_0 = (4/3) \cdot \rho_{\text{ж}} \pi R_{\text{к0}}^3 = (4/3) \cdot \rho_{\text{ж}} \pi^{-2} \lambda^3 \quad (1.22).$$

С другой стороны, dN/dt - число двумерных пиков, возникающих одновременно на площади S торца выступа, с которых срываются микрокапли, отнесенное к периоду срыва микрокапли с одного пика $f \cdot T = 2 \pi \cdot f / \omega = [\rho_{\text{ж}} f \lambda^3 / (2 \pi \sigma)]^{1/2}$ (T - время возникновения пика, которое найдено из (1.18)). Тогда, имеем:

$$dN/dt = S / (T \cdot f \lambda^2) = (S/f) \cdot [2 \sigma / (\pi \rho_{\text{ж}} \lambda^7)]^{1/2} \quad (1.23).$$

Окончательно из (1.21)-(1.23) получим (в СИ): $q_{пл} = (S/f) \cdot [32\sigma\rho_{ж}/(9\pi^5\lambda)]^{1/2}$ или

$$\lambda = 32\sigma S^2 \cdot \rho_{ж}/(9\pi^5 f^2 q_{пл}^2) = 6.57 \cdot 10^{14} \text{ м} \cdot (S^2/f^2) \quad (1.24)$$

(данные о пленочном расходе взяты из эксперимента).

Из экспериментов также следует, что при низких температурах окружающей среды $T \sim 14 - 18^\circ\text{C}$, т.е. тогда, когда массовый расход воды в пленке больше, дробление с образованием монодисперсного аэрозоля происходит даже без электрического поля. Образование монодисперсного аэрозоля в этом случае объясняется также как и в случае наличия поля - резонансными явлениями в пленке на срезе сопла. Однако, в данном случае, резонансный выступ формируется не электрическими силами, а возросшими силами инерции воды, возникающими при ее торможении внутри выступа.

Оценки размеров микрокапель. В (1.23) неизвестна площадь торца выступа. Диаметр D кончика выступа должен быть не больше диаметра его основания, а последний совпадает с толщиной пленки d , поэтому $D < 20 \text{ мкм}$. Площадь торца кончика выступа оценим сверху, как площадь полусферы –

$$S < \pi d^2/2 \sim 800 \text{ мкм}^2 \quad (1.25).$$

Таким образом, длину капиллярной волны, с которой срывается микрокапля, и радиус образующейся микрокапли можно оценить, как: $\lambda f^2 < 12.8 \text{ мкм}$ - из (1.24) и (1.25), $R_{к0} \cdot f^2 < 4.1 \text{ мкм}$ - из (1.19). Для частоты из (1.18) справедлива следующая оценка: $f^3 \omega > 3 \cdot 10^7 \text{ рад/с}$.

В эксперименте по дифракционным кольцам измерялся размер капель на расстоянии 10см от сопла. Диаметр капель оказался равен $2R_k = 2 \text{ мкм}$. Время перемещения капель на дистанцию $r = 10 \text{ см}$ в струе происходит за промежуток времени $t \sim r/v = 0.01 - 0.1 \text{ с}$, т.к. скорость в струе на данной дистанции уменьшается от 10м/с до 1м/с (см. рис.1.2). Этого времени недостаточно для развития коагуляции на микрокаплях (см. [23]), т.е. число капель проходящих через заданное сечение струи за единицу времени не уменьшается. Поскольку электрод не коронирующий, то ионов (дополнительных зародышей капель) в струе будет незначительное количество, т.е. число капель проходящих через заданное сечение струи за

единицу времени не увеличивается. Тем не менее, данного времени достаточно для развития электростимулированной конденсации на микрокаплях сорванных с выступа (т.е. происходит рост размеров капель). Как показали эксперименты по дифракции, на расстояниях более 10см от сопла рост капель прекращается, а, значит, полный расход пара в струе на расстояниях более 10см (см. рис.1.3) равен расходу воды в каплях $q_{\text{п}}$. В итоге:

$$dN/dt = q_{\text{п}}/(\rho_{\text{ж}} \cdot (4/3)\pi \cdot R_{\text{к}}^3) = q_{\text{пл}}/(\rho_{\text{ж}} \cdot (4/3)\pi \cdot R_{\text{к0}}^3) \sim 1.1 \cdot 10^{10} \text{с}^{-1} \quad (1.26).$$

Из уравнения (1.26) начальный размер микрокапли равен $R_{\text{к01}} = 0.16 \text{мкм}$ (первая оценка). Соответственно по формулам (1.18) и (1.19) – $\lambda_1 \sim 0.5 \text{мкм}$ и $\omega_1 \sim 4.5 \cdot 10^8 \text{рад/с}$. Тогда, из формулы (1.24) имеем $S/f = 27.6 \text{мкм}^2$, где $f < 5$, т.е. $S < 134 \text{мкм}^2$ или по формуле (1.25) диаметр торца $D < 12 \text{мкм}$.

Приравнивая формулы (1.26) и (1.23), а также учитывая значение $S/f = 27.6 \text{мкм}^2$, получим вторую оценку для длины волны $\lambda_2 \sim 0.31 \text{мкм}$, а по формуле (1.19) находим радиус микрокапли $R_{\text{к02}} \sim 0.1 \text{мкм}$.

Сравнивая эти две оценки между собой, видим, что по порядку величины они согласуются. В дальнейшем все расчеты будем проводить для первой оценки, т.к. при ней было сделано наименьшее число допущений.

Расчеты по формуле капельного расхода воды

$$q = m_{\text{к}} n_{\text{к}} S v \quad (1.27)$$

говорят о том, что около торца выступа численная и массовая концентрация микрокапель равны $n_{\text{к0}} \sim 2 \cdot 10^{17} \text{м}^{-3}$, $m_{\text{к0}} n_{\text{к0}} \sim 25 \text{кг/м}^3 \ll \rho_{\text{ж}}$ воды, т.к. скорость капель $v \sim 10 \text{м/с}$, площадь поперечного сечения струи капель $S < 800 \text{мкм}^2$, начальный радиус микрокапель $R_{\text{к0}} = 0.16 \text{мкм}$, расход воды в микрокаплях - $q_{\text{пл}} = 2 \cdot 10^{-7} \text{кг/с}$. На расстоянии 10см от сопла числовая и массовая концентрация капель равны – $n_{\text{к}} \sim 6 \cdot 10^{12} \text{м}^{-3}$, $m_{\text{к}} n_{\text{к}} \sim 0.025 \text{г/м}^3 \ll \rho_{\text{ж}}$, (т.к. скорость капель $v \sim 1 \text{м/с}$, площадь поперечного сечения струи $S \sim 20 \text{см}^2$, радиус капель $R_{\text{к}} \sim 1 \text{мкм}$, расход воды в каплях - $q_{\text{п}} = 4.5 \cdot 10^{-5} \text{кг/с}$).

Докажем, что в нашем случае влиянием гомогенной конденсации можно пренебречь. Из уравнения Гиббса можно найти работу по образованию критического (на котором начинает расти капля) зародыша

новой фазы (W_c). Для гомогенной конденсации пара:

$$W_c = 16\pi\sigma^3 V_m^2 / 3 \left(RT \ln \frac{P}{P_0} \right)^2 \approx 3 \cdot 10^{-18} \text{ Дж} \quad (\text{см. [1, 50, 51]}), \quad \text{где } S = \frac{P}{P_0} = 1.4 -$$

относительное пересыщение пара, $V_m = 1.8 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3/\text{моль}$ – молярный объем воды, P_0 – давление насыщенного пара над плоской поверхностью, $\sigma = 0.073 \text{ Н/м}$ – коэффициент поверхностного натяжения воды, $T = 300 \text{ К}$. Если считать, что эта энергия идет только на образование поверхности новой фазы, то размеры зародыша будут равны – $R_{кр} \sim 10^{-9} \text{ м}$. На самом деле размеры зародыша будут еще меньше, т.к. не вся энергия идет на образование поверхности. Капли выросшие на зародышах при гомогенной конденсации гораздо мельче капель сконденсировавшихся на микрокаплях.

Возникновение вторичной короны при образовании микрокапель.

Значению плотности свободного заряда на выступе из формулы (1.16) в моменты времени, когда пики усиленных волн отсутствуют и поверхность торца выступа гладкая, соответствует положительный заряд:

$$q_{\text{своб}} \sim \sigma_{\text{своб}} D^2 \sim 7.5 \cdot 10^{-19} - 6 \cdot 10^{-17} \text{ Кл} \sim 4 - 320e \quad (1.28).$$

В те моменты времени, когда на выступе пики усиленных волн достигают максимальных значений, весь свободный заряд выступа стремится распределиться по этим пикам. В силу дискретной природы свободного заряда, он может оказаться не более чем на 320-ти пиках. Причем, вероятнее всего, эти пики будут расположены в центре торца, т.к. центральные пики ближе остальных по отношению к электроду. Описанное выше явление может наблюдаться только в том случае, если свободный заряд успеет перераспределиться за время менее времени образования пика.

Оценим время τ перераспределения свободных зарядов на выступе:

$$\tau = \varepsilon_0 \varepsilon \cdot \rho_{\text{сопр. воды}} \quad (1.29),$$

где $\rho_{\text{сопр. воды}} = 204 \pm 4 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ – удельное сопротивление воды используемой в эксперименте при температуре 12°C (данные получены из анализа воды в химической лаборатории ЦИАМ). В эксперименте вода нагревалась примерно до 100°C , а, значит, происходила ее частичная диссоциация на

ионы гидроксильной группы и ионы водорода, что должно приводить к уменьшению удельного сопротивления. Так, при нагреве с 0°C до 50°C сопротивление дистиллированной воды уменьшается в 12.5 раз (см. [60, 75]). Учитывая нагрев воды в эксперименте до $\sim 100^{\circ}\text{C}$, $\rho_{\text{сопр.воды}}$ должно уменьшаться примерно в 20 раз. Окончательно, по формуле (1.29):

$$\tau = \varepsilon_0 \varepsilon \cdot \rho_{\text{сопр.воды}} / 20 \sim 10^{-8} \text{ с}.$$

Как упоминалось выше, перераспределение свободного заряда успеет произойти, если: $\tau < T$, где $T = f[\lambda^3 \rho_{\text{ж}} / 2\pi\sigma]^{1/2}$ - временной промежуток между последовательным образованием двух капель с одного и того же пика усиленной волны (см. (1.5)). Применяя формулу (1.29) и учитывая оценку $f < 5$, получим, что неравенство реализуется только в случае: $\lambda > [2\pi\sigma \cdot \tau^2 / (f^2 \rho_{\text{ж}})]^{1/3} > 0.02 \text{ мкм}$. Последний результат не противоречит оценке $\lambda \sim 0.5 \text{ мкм}$.

Таким образом, на тех пиках усиленных двумерных волн, на которых локализовался свободный заряд, становится возможен или отрыв микрокапли заряженной в пределах $+1e \leq q \leq +320e$, или отрыв микрокапли сопровождающийся стеканием заряда q и образованием вторичной короны. Визуальные наблюдения показали, что для кольцевого электрода на удалении $r = 1 \text{ см}$ от сопла при $\varphi_0 \approx 20 \text{ кВ}$ наблюдается свечение вторичной короны.

Известно, что для сухого воздуха напряженность пробоя $E_{\text{пр}} = 3 \cdot 10^6 \text{ В/м см}$. [54]. В нашем случае для влажного воздуха этот показатель должен быть даже несколько ниже. Пробой наиболее вероятен на участке с максимальной кривизной. Максимальная кривизна водной поверхности достигается в момент отрыва микрокапли на перемычке между ней и пиком (рис. 1.7.с).

Диаметр перемычки $D_{\text{пр}}$, необходимый для того, чтобы произошел пробой, равен $E_{\text{собст}} \sim q / (\pi \varepsilon_0 D_{\text{пр}}^2) \sim E_{\text{пр}}$, а значение диаметра перемычки находится в пределах - $0.4 \text{ мкм} < D_{\text{пр}} < 32 \text{ мкм}$ (из-за неопределенности заряда на пике). Так как диаметр перемычки не может быть больше $\lambda \sim 0.5 \text{ мкм}$, то для организации пробоя достаточно заряда на пике $+1e$. Схожая модель образования ионов с жидких выступов представлена в работах [6, 76].

Для наблюдателя процесс пробоя из-за его высокой частоты будет казаться непрерывным во времени и выглядеть, как монотонное свечение плазменной области с линейными размерами $\sim 0.5\text{мкм} \times 0.5\text{мкм}$ (площадь основания пика), что подтверждается визуальными наблюдениями.

Динамика водяного выступа. Оценим силы, действующие на выступ вдоль потока при наличии электростатического поля. Для этого необходимо знать длину выступа. Она может быть определена теоретически из [20], как длина жидкого устойчивого цилиндра диаметра D : $L_{\text{выст}} \sim \pi D = 38 - 63\text{мкм}$.

На выступ вдоль по потоку действует сила трения, получаемая из (1.14) через пропорцию площадей: $F_{\text{выст}} \sim F_{\text{капил}} \cdot [\pi D L_{\text{выст}} / (2\pi R_{\text{внутр}} L)] \sim 0.3 \cdot 10^{-9} - 1 \cdot 10^{-9}\text{Н}$.

Сила поверхностного натяжения, действующая на выступ со стороны капилляра против потока, равна $F_{\text{нат}} \sim \pi d \sigma = 4.4 \cdot 10^{-6}\text{Н}$.

Кроме того, на выступ в момент отрыва капель вдоль по потоку действуют силы натяжения от перемычек соединяющих отрывающиеся капли с пиками усиленных волн: $F_{\text{капель}} \sim \pi \sigma D_{\text{пр}} [D^2 / (\lambda^2 f)] = 10^{-5}\text{Н}$.

Если бы микрокапли не отрывались от выступа, то на него действовала бы вдоль по потоку сила инерции $F_{\text{ин}} = \rho_{\text{ж}} \pi D^2 u_{\text{выст}}^2 / 8 \sim 10^{-9}\text{Н}$, поскольку вода в основании выступа движется со скоростью $u_{\text{выст}} = u \cdot [2R_{\text{внутр}} / d] \sim 0.15\text{м/с}$, а на торце выступа покоится. При отрыве микрокапель сила инерции уменьшается, и в дальнейшем ее учитывать не будем

Наконец, на выступ действует сила электрического взаимодействия $F_{\text{эл}} = (q_{\text{своб}} + q_{\text{связ}}) E_{\text{внеш}} \sim 10^{-12}\text{Н}$ (вычисления, аналогичны расчетам для капли).

Поскольку равновесие выступа вдоль оси симметрии должны обеспечивать все перечисленные выше силы, то можно написать: $F_{\text{капель}} + F_{\text{ин}} + F_{\text{эл}} + F_{\text{выст}} - F_{\text{нат}} = 0$ или приближенно $F_{\text{капель}} - F_{\text{нат}} \approx 0$. Действительно, по порядку величин уравнение выполняется, что для оценок является вполне удовлетворительным. При исчезновении электростатического поля исчезнут силы: $F_{\text{капель}}$ и $F_{\text{эл}}$. Возникнет разность сил, определяющих ускорение, с которым будет сокращаться выступ: $a_{\text{в}} \sim 4(F_{\text{нат}}) / (\rho_{\text{ж}} \pi D^2 L_{\text{выст}}) \sim 10^5\text{м/с}^2$. Исчезновение выступа произойдет за время: $t \sim [2L_{\text{выст}} / a_{\text{в}}]^{1/2} \sim 3\text{мкс}$, которое

гораздо меньше реакции глаза, поэтому данное явление наблюдатель зарегистрировать не сумеет, что подтверждалось на практике.

С другой стороны, время исчезновения выступа сопоставимо со временем распространения капиллярной волны на длину выступа. По определению (см. [40]) групповая скорость распространения пакета волн равна $v_{\text{волны}} = d\omega/dk$. С учетом формулы (1.18) и оценки длины усиленной волны $\lambda = 0.5\text{мкм}$, имеем скорость распространения капиллярных возмущений по выступу: $v_{\text{волны}} = (2\pi\sigma/\lambda\rho_{\text{ж}})^{1/2} \sim 34\text{м/с}$, т.е. возмущения распространяются по выступу за время $L/v_{\text{волны}} \sim 2\text{мкс}$, что подтверждает первую оценку времени исчезновения выступа. Видно, что время трансформации капли значительно больше времени исчезновения выступа.

Добротность водяного выступа и монодисперсность микрокапель.
Полученная ранее формула (1.19) о соотношении длины капиллярной волны и радиуса микрокапли позволяет предположить, что микрокапли обладают малым разбросом по размерам. Действительно, из всего спектра капиллярных волн, только усиленные волны могут привести к отрыву микрокапель. В свою очередь, капиллярные волны усиливаются только в определенном, достаточно узком диапазоне частот $\Delta\omega$ (или диапазоне длин волн $\Delta\lambda$).

Требование когерентности бегущих капиллярных волн равнозначно следующему условию: характерный линейный размер области усиления волн (торец выступа) должен быть меньше длины когерентности (см. [20])

$$D < \lambda^2/(2\Delta\lambda) \quad (1.30).$$

Из (1.30) при $D \sim 12\text{мкм}$ и $\lambda \sim 0.5\text{мкм}$ ширина спектра резонирующих волн равна $\Delta\lambda < 0.01\text{мкм}$, а добротность выступа, как резонатора (см. (1.18)), равна

$$Q = \omega/\Delta\omega = 2\lambda/(3\cdot\Delta\lambda) > 17 \quad (1.31).$$

Для плоской поверхности раздела фаз добротность капиллярных колебаний (см. [40]) $Q^* = 2\pi/(1-\exp(-4\pi\beta/\omega)) \sim 6$, где $\beta = 2\eta\omega^{4/3}/(\rho_{\text{ж}}^{1/3}\sigma^{2/3}) = 1.3\cdot 10^8\text{с}^{-1}$ – коэффициент затухания по амплитуде, $\eta = \rho_{\text{ж}}\nu = 3\cdot 10^{-4}\text{кг/м}\cdot\text{с}$ – динамическая вязкость воды. Большое отличие величин добротности Q и Q^* указывает на

важность учета наличия выступа при объяснении образования микрокапель. Разброс микрокапель по размерам оценим из формул (1.19) и (1.31), как:

$$\Delta R_{к0}/R_{к0} = \Delta\lambda/\lambda = 1/(1.5 \cdot Q) < 4\% \quad (1.32).$$

Дальнейший рост капель из-за конденсации на них водяного пара, как известно, приводит к дополнительному сглаживанию процента разброса (см. [23]), что объясняет монодисперсность аэрозоля в струе.

Согласно описанному механизму формирования микрокапель изменением величины поля можно добиться изменения формы выступа и, тем самым, перестроить его резонансную кривую (резонансная частота и уширение), а, значит, изменить средний размер капель аэрозоля, его дисперсность и количество генерируемых микрокапель в единицу времени.

В самом деле, если водяной выступ является резонатором, и на его торце установились двухмерные, стоячие волны, то по длине окружности должно укладываться целое число таких волн. При переносе энергии капиллярных колебаний по направлению к концу выступа она передается от одной периодической структуры, образованной по периметру окружности, к другой, отстоящей на шаг равный длине волны (рис.1.8). На самом конце выступа кривизной можно пренебречь и считать торец плоским, тогда:

$$2\pi R_1 = \lambda_1 N_1, \quad 2\pi R_2 = \lambda_2 N_2, \quad R_1 - R_2 = \lambda_3, \quad \text{причем}$$

$$\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \in \left(\lambda_0 \left(1 - \frac{2}{3Q} \right); \lambda_0 \left(1 + \frac{2}{3Q} \right) \right), \quad \text{где } N_1 \text{ и } N_2 - \text{число стоячих волн}$$

укладывающихся вдоль окружностей с радиусами R_1 и R_2 . Если предположить, что резонансные эффекты связаны исключительно с сужением выступа, то должны выполняться следующие энергетические

требования: $N_2 W = N_1 W - N_1 \Delta W$, где $\Delta W = \frac{2\pi}{Q} W$ - потери энергии в одном

пике стоячей волны за период (на образование капли и на выделение тепла).

Решая совместно эти уравнения, находим: $Q \approx N$. В то же время, из п. 1.4, радиус торца выступа не может быть больше, чем: $R = D/2 < 6 \text{ мкм}$.

Соответственно существуют ограничения на N и Q сверху: $N = \pi D/\lambda < 75$, $Q < 75$. Осредненную по площади торца добротность колебаний можно найти,

как: $Q_c = \frac{\sum_{i=1}^{75} Q_i N_i}{\sum_{i=1}^{75} N_i} \approx \frac{2\pi}{9} N_{max} < 52$. Такая оценка сверху не противоречит формуле

(1.31). Таким образом, разброс микрокапель по размерам будет ограничен не только сверху $\Delta R_{k0}/R_{k0} < 4\%$, но и снизу - $\Delta R_{k0}/R_{k0} = \Delta\lambda/\lambda = 1/(1.5 \cdot Q_c) > 1.3\%$.

Оценка амплитуд усиленных волн на выступе и начальных капиллярных возмущений. Из равенства объемов пика усиленной волны и микрокапли $A \cdot \lambda^2/3 \sim 4\pi R_{k0}^3/3$ и из (1.19) амплитуда такой волны будет равна

$$A = 4\lambda/\pi^2 \sim 0.23 \text{ мкм} \quad (1.33),$$

что всего лишь в 2 раза меньше длины волны. Это говорит о том, что точная теория таких колебаний будет нелинейной, а сами колебания будут не гармоническими. Из формул (1.19) и (1.20) следует, что разброс амплитуд усиленных волн $1\% < \Delta A/A < 4\%$.

При $\omega = 4.5 \cdot 10^8 \text{ рад/с}$, чтобы не касаться друг-друга, микрокапли должны пролетать расстояние равное диаметру капли меньше чем за период колебаний: $v_k > R_k \cdot \omega/\pi \sim 50 \text{ м/с}$. С другой стороны, начальная скорость микрокапли равна максимальной скорости центра масс пика волны - $A\omega/3 \sim 67 \text{ м/с}$. Эти результаты одного порядка, что косвенно подтверждает оценку A .

Амплитуда начальных капиллярных возмущений (на частоте $\omega = 4.5 \cdot 10^8 \text{ рад/с}$ подходящей для условий их усиления на выступе) в Q раз меньше амплитуды самих усиленных волн. Оценка сверху: $A_0 \pm \Delta A_0 \sim (A \pm \Delta A)/Q < 0.012 \text{ мкм} \pm 4\% \ll \lambda$, т.е. обеспечивается мелкость начальных капиллярных возмущений, и применение линейной теории к ним оправдано.

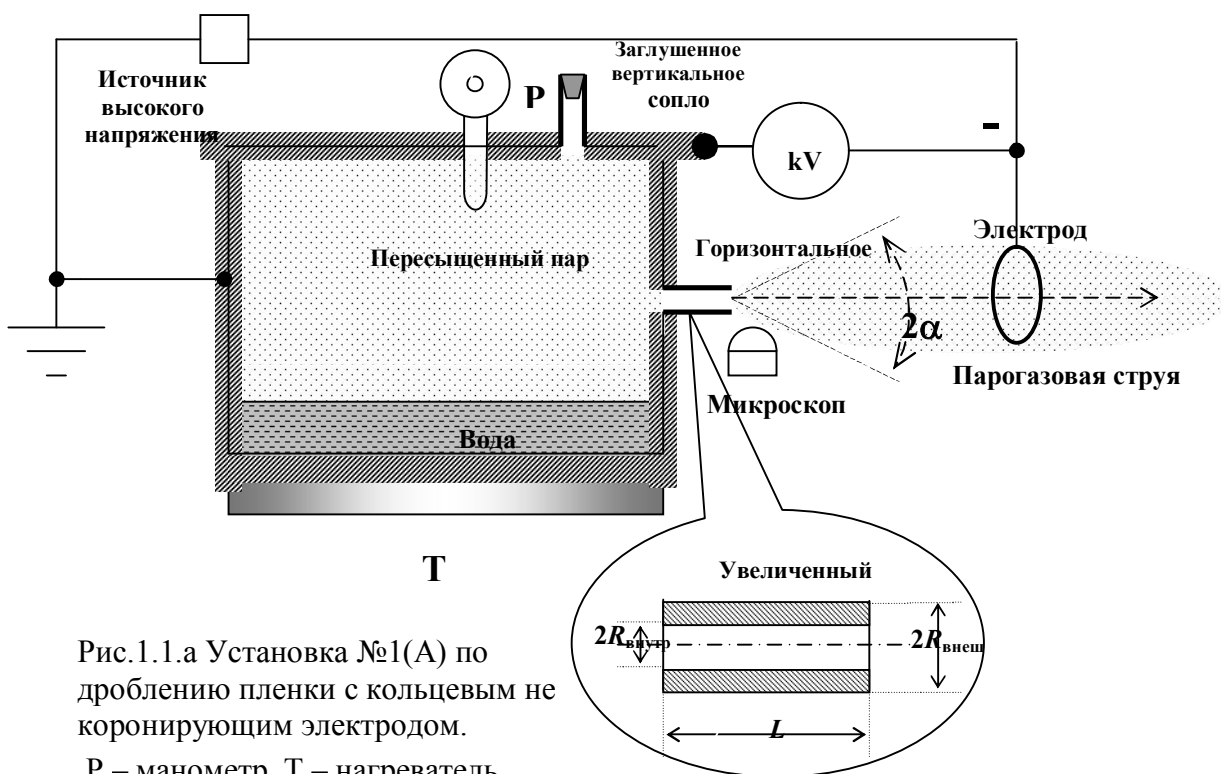
При найденной частоте проникновение капиллярных возмущений вглубь водяной пленки оценивается (см. [6]), как: $\delta = [2\nu/\omega] \sim 2.6 \cdot 10^{-2} \text{ мкм} \ll d$, т.е. пленку толщиной 20 мкм можно считать полубесконечным пространством, что подтверждает применимость формулы (1.18).

Выводы к Главе 1.

Для описанного режима работы генератора (давление внутри сосуда 1.4атм, внутренний радиус $R=0.5\text{мм}$ и длина $L=2\text{см}$ охлаждаемой части капилляра):

- 1) при наличии около сопла электрического поля ($E \sim 5 \cdot 10^4 \text{В/м}$), при низкой температуре окружающей среды $T_{\infty} \sim 15^{\circ}\text{C}$ преобладает прерывистое дробление пленки конденсата на разнокалиберные фрагменты;
- 2) при $T_{\infty} \sim 20^{\circ}\text{C}$ и напряженности $E \sim 5 \cdot 10^4 \text{В/м}$ преобладает стационарное дробление пленки конденсата на монодисперсные микрокапли;
- 3) при напряженности $E > 5 \cdot 10^4 \text{В/м}$ развивается вторичная корона в пленке на срезе сопла.
- 4) Согласно предложенному резонансному механизму диспергации радиус микрокапель сразу после их образования равен $R_{к0}=0.16\text{мкм}$, а после конденсации в струе он возрастает до $R_{к} \sim 1\text{мкм}$

Иллюстрации к Главе 1.



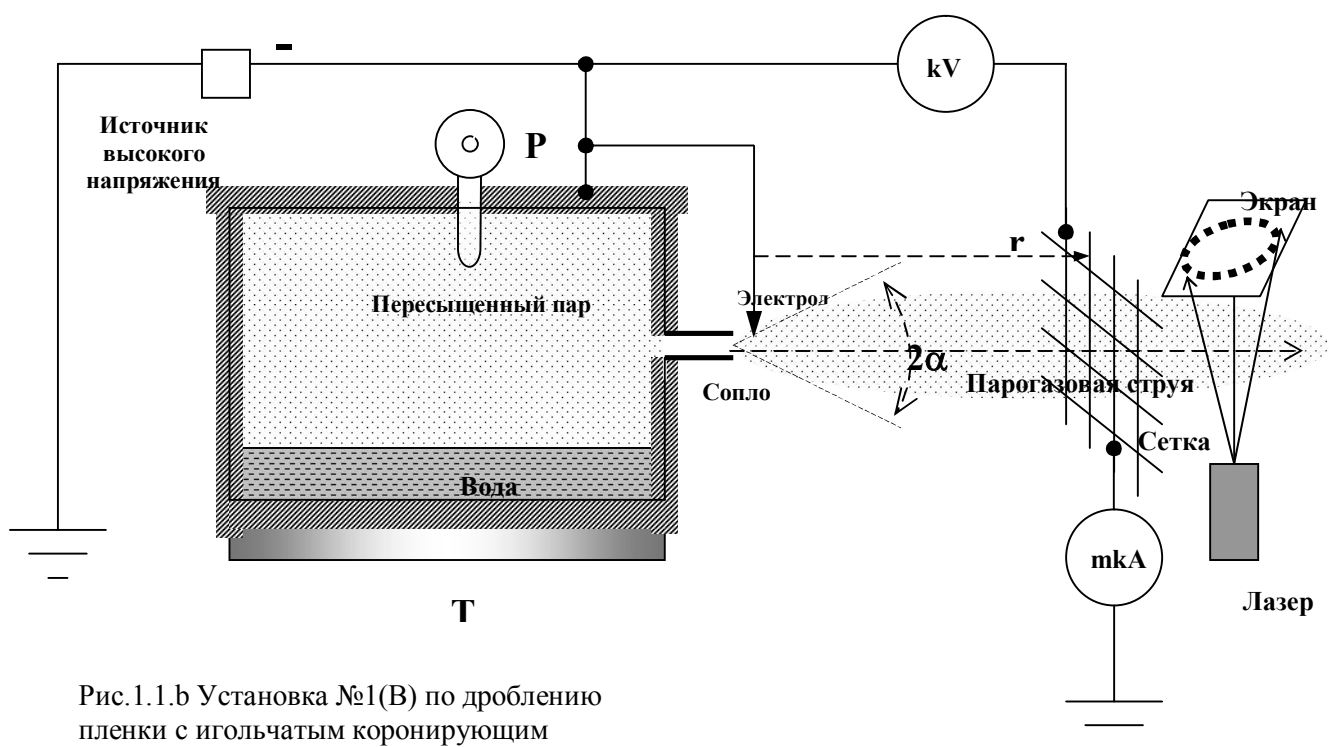


Рис.1.1.b Установка №1(В) по дроблению пленки с игольчатым коронирующим электродом

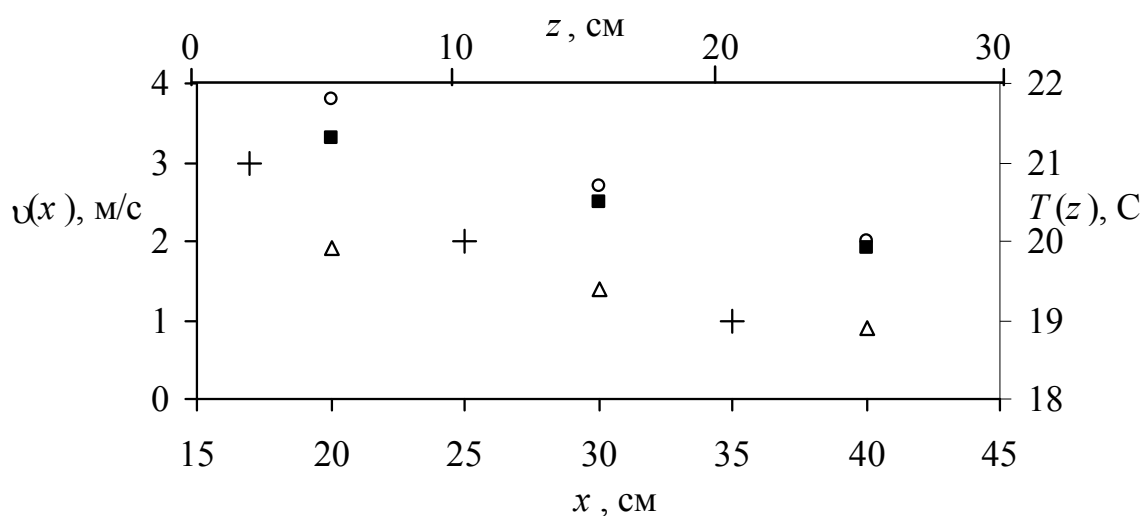


Рис.1.2 Средняя по сечению струи скорость потока $u(x)$ (эксперимент) обозначена: треугольниками при $p = 1.1$ атм, квадратами при $p = 1.3$ атм, кругами при $p = 1.5$ атм. Температура $T(z)$ (эксперимент) воздуха вблизи нагретого до 100°C цилиндрического сосуда при нормальном режиме работы генератора $p = 1.4$ атм обозначена крестами. Параметры невозмущенного воздуха: $T_{\infty} = 18^{\circ}\text{C}$, $H_{\infty} = 30\%$. Геометрия горизонтального сопла: $R = 0.5$ мм, $L = 2$ см. Ось струи x отсчитывается от среза сопла. Ось z отсчитывается от вертикальной стенки сосуда вдоль его радиуса, образуя с осью x горизонтальную плоскость.

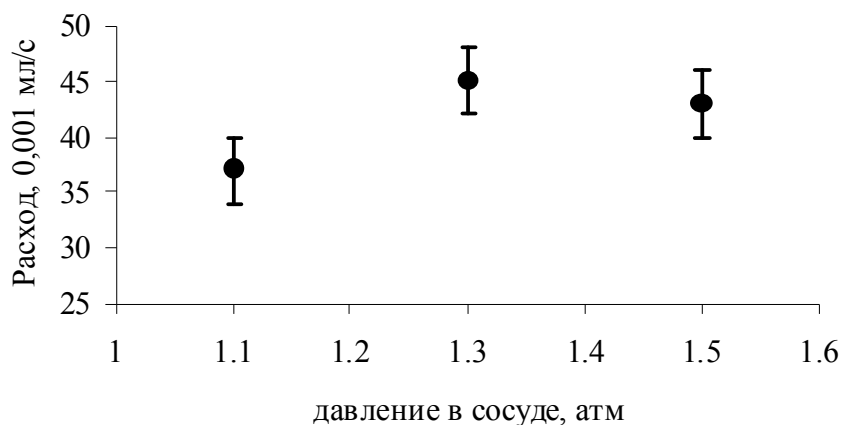


Рис. 1.3 Объемный расход конденсата в струе истекающей через сопло внутренним радиусом $R=0.5\text{ мм}$ (внешние условия: температура окружающей среды $t=18^\circ\text{C}$, влажность $H=26\%$)

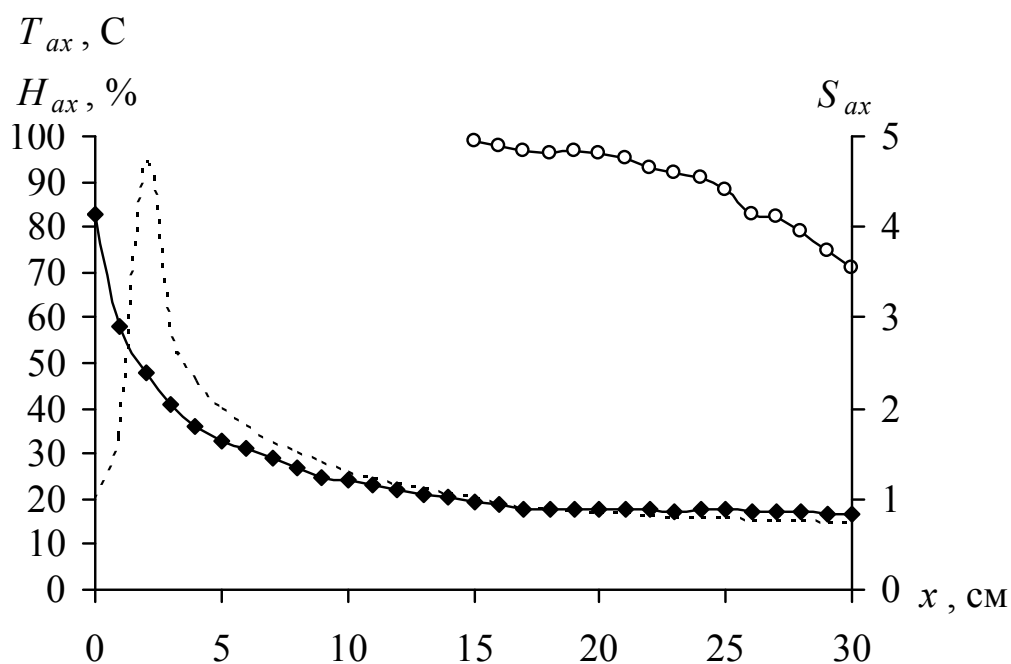


Рис.1.4.а Температура T_{ax} (эксперимент), влажность H_{ax} (эксперимент) и коэффициент пересыщения S_{ax} (расчет) на оси струи в зависимости от расстояния до среза сопла x при нормальном режиме работы генератора $p = 1.4$ атм соответственно обозначены ромбами, кругами, пунктиром. Параметры невозмущенной окружающей среды (воздух): $T_\infty = 18^\circ\text{C}$, $H_\infty = 30\%$. Геометрия горизонтального сопла: $R = 0.5$ мм, $L = 2$ см.

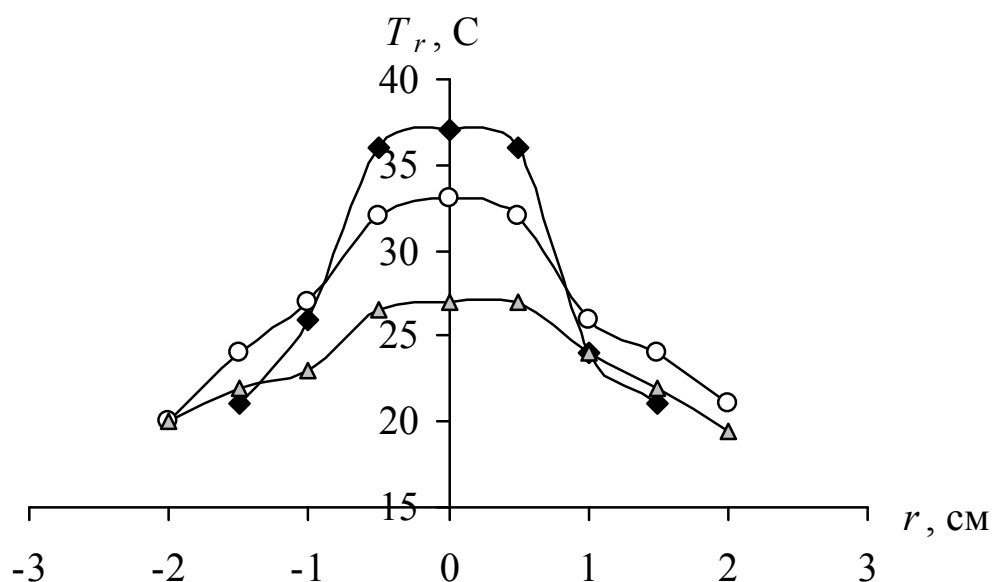


Рис.1.4.b Температура T_r (эксперимент) вдоль радиуса струи r при нормальном режиме работы генератора $p = 1.4$ атм обозначена: ромбами на расстоянии $x = 5$ см от среза сопла, кругами на расстоянии $x = 7$ см от среза сопла, треугольниками на расстоянии $x = 10$ см от среза сопла. Параметры невозмущенной окружающей среды (воздух): $T_\infty = 18$ °C, $H_\infty = 30$ %. Геометрия горизонтального сопла: $R = 0.5$ мм, $L = 2$ см.

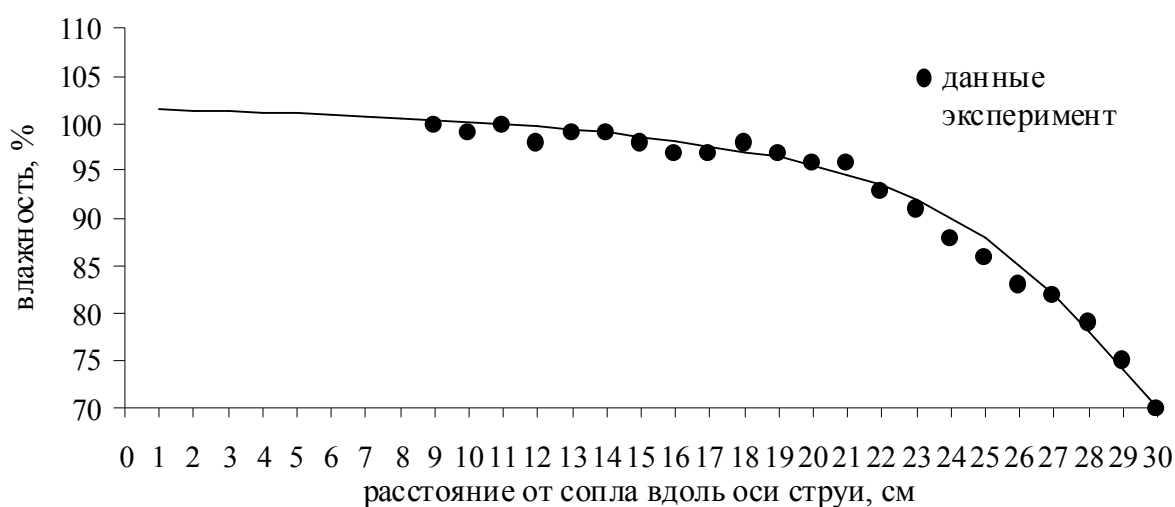


Рис.1.5.a Зависимость влажности в парогазовой струе от расстояния (влажность окружающей среды 30%, температура окружающей среды 18C, давление в сосуде 1,4атм)

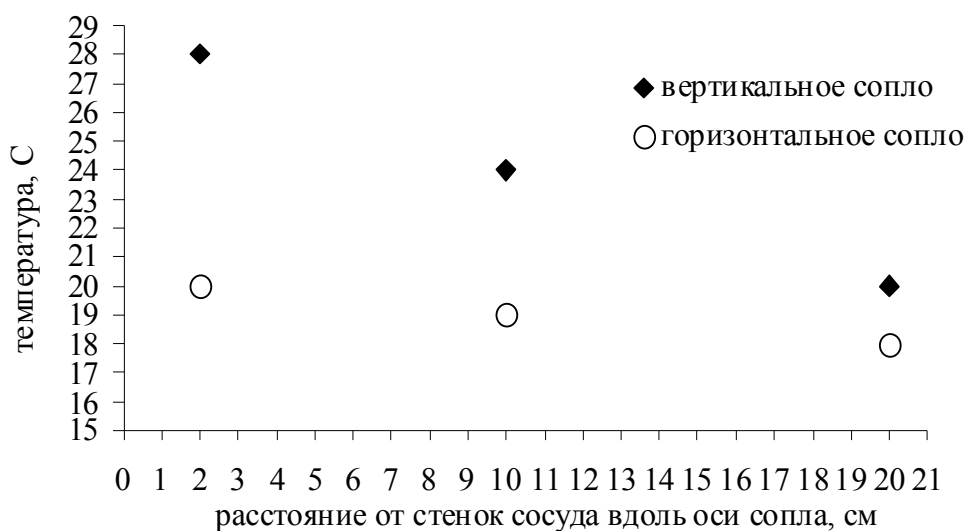


Рис.1.5.b Температура тепловых конвективных потоков воздуха около вертикального и горизонтального сопел вблизи стенки нагретого сосуда (давление в сосуде 1.4атм, температура воздуха 18C)

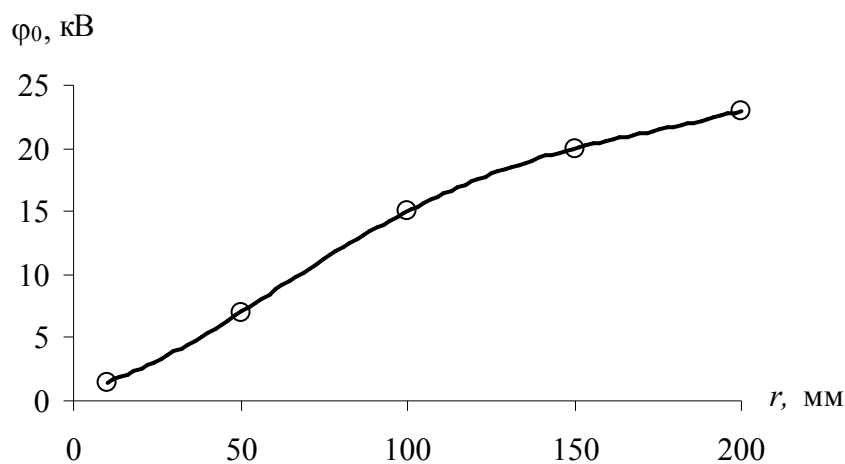


Рис.1.6.a Зависимость потенциала игольчатого электрода, необходимого для перехода течения из кольцевого в снарядный режим, от расстояния r между электродом и соплом горизонтального капилляра ($R_n = 0.5\text{мм}$, $L = 40\text{мм}$).

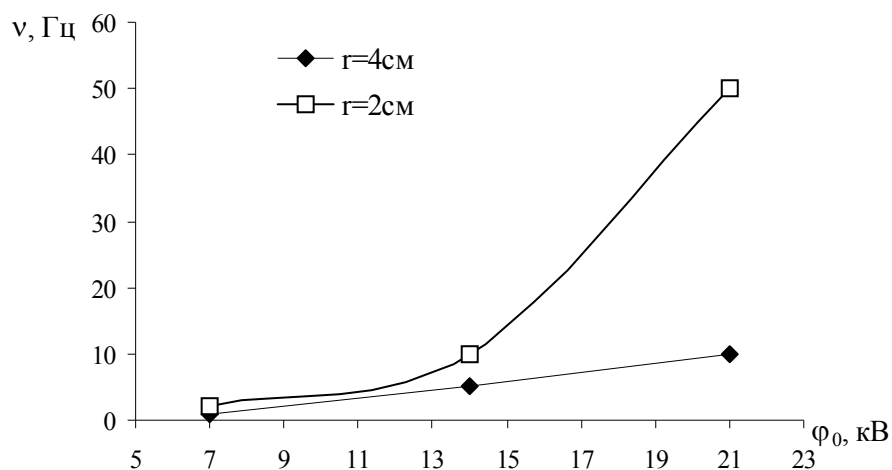


Рис.1.6.b Зависимость частоты пульсаций дробления пленки при снарядном режиме течения от потенциала игольчатого электрода и расстояния r между электродом и соплом горизонтального капилляра ($R_n = 0.5\text{мм}$, $L = 20\text{мм}$).

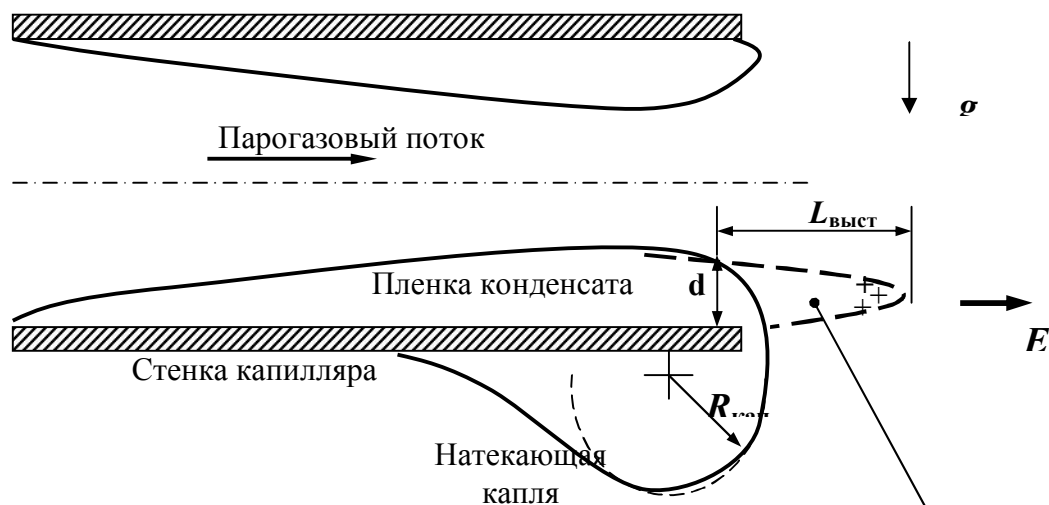


Рис.1.7.a Трансформация натекающей капли в водяной выступ при появлении электростатического поля (горизонтальная ориентация сопла)

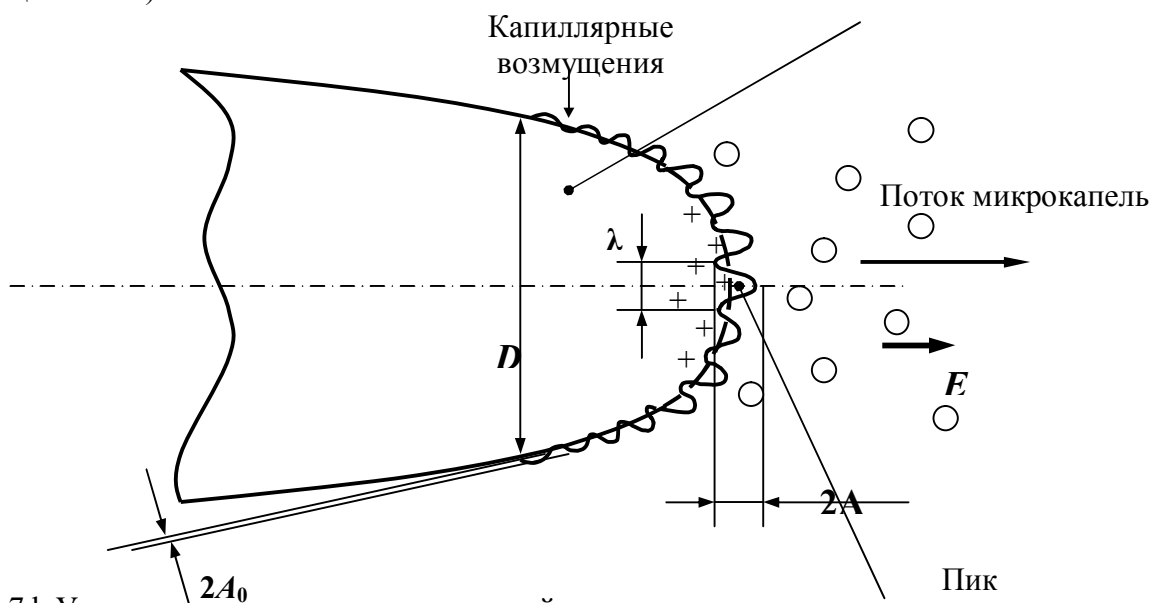
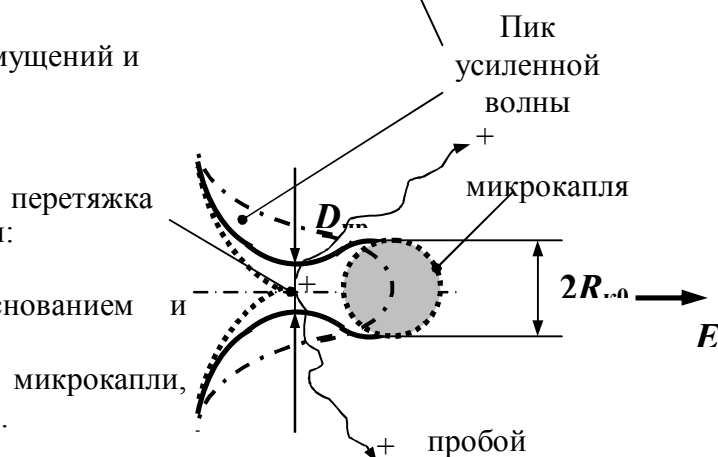


Рис.1.7.b Усиление капиллярных возмущений и генерация микрокапель на выступе

Рис.1.7.c Эволюция усиленной стоячей волны:

- 1) образование пика (штрихпунктир);
- 2) образование перетяжки между основанием и головкой пика (сплошная);
- 3) разрыв перетяжки и образование микрокапли, сопровождающиеся пробоем (пунктир).



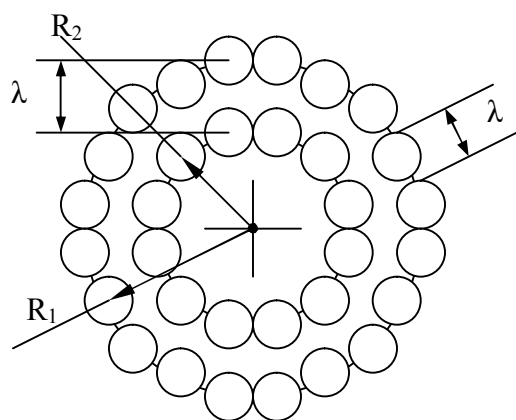


Рис.1.8 Схематичное изображение кольцевых периодических структур двухмерных волн на торце выступа

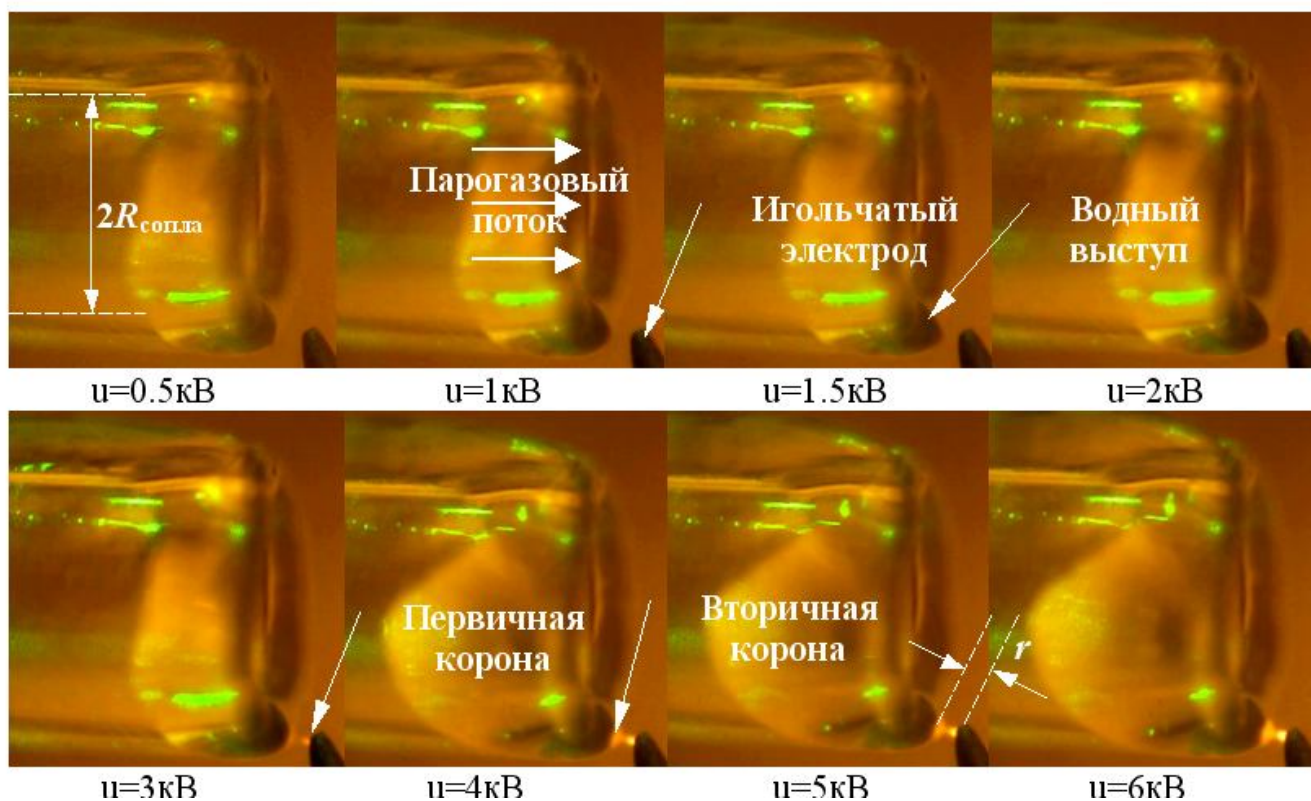


Рис.1.9 Взаимодействие пленки водного конденсата с электрическим полем игольчатого электрода (радиус кривизны 17мкм, потенциал – u , внутренний радиус стеклянного сопла $R_{\text{сопла}}=0.5\text{мм}$, расстояние от электрода до выступа $r=100\text{мкм}$, температура окружающей среды 17С , влажность 30%, давление в сосуде 1.4 атм)

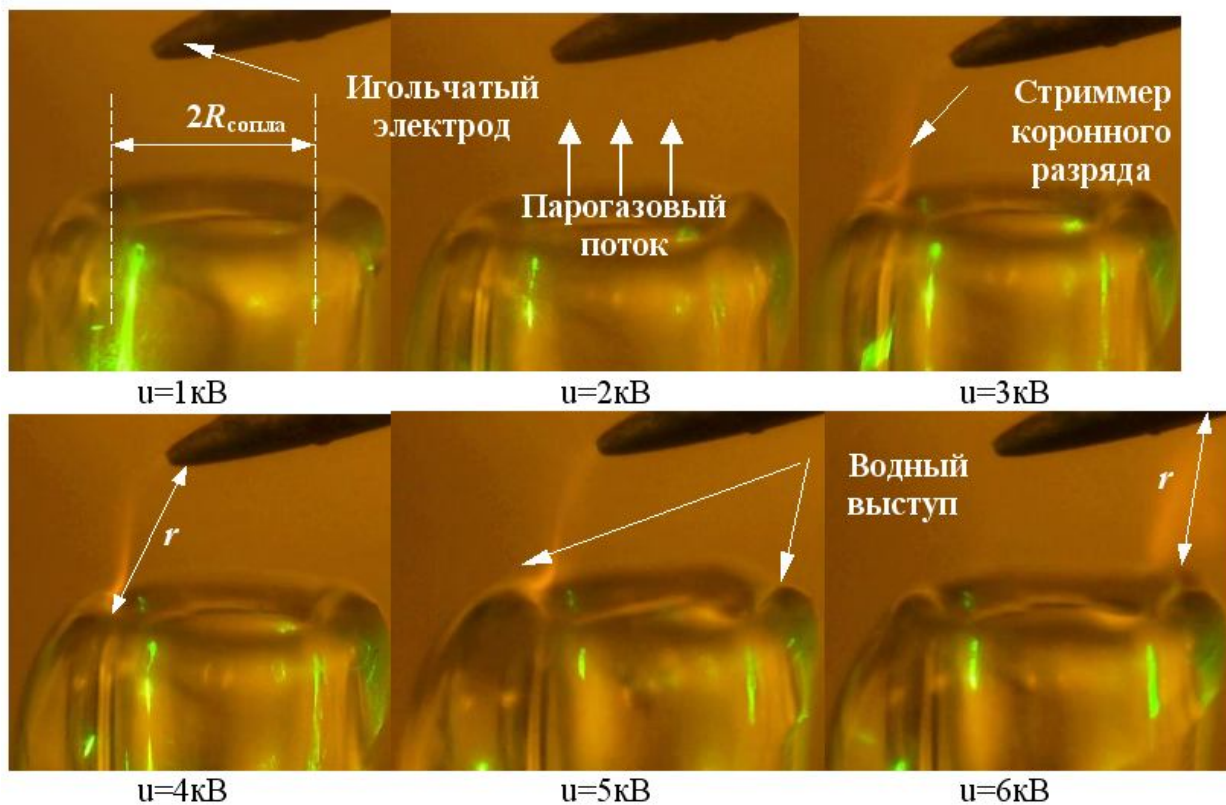


Рис.1.10 Взаимодействие пленки водного конденсата с электрическим полем игольчатого электрода (радиус кривизны 17мкм, потенциал – u , внутренний радиус стеклянного сопла $R_{\text{сопла}}=0.5\text{мм}$, расстояние от электрода до выступа $r=1000\text{мкм}$, температура окружающей среды 17С, влажность 30%, давление в сосуде 1.4 атм)

ГЛАВА 2. Коронный разряд в парогазовой среде.

2.1 Экспериментальная установка по изучению коронного разряда в парогазовой среде.

При проведении экспериментальных исследований по изучению взаимодействия коронного разряда с парогазовой средой в качестве источника отрицательного коронного разряда (ИОКР) использовался источник высокого постоянного напряжения с игольчатым, отрицательным и сетчатым, положительным (или заземленным) электродами, удаленными друг от друга на расстояние d (рис.2.1-2.3). На вход источника высокого постоянного напряжения через ЛАТР подавалось переменное напряжение в пределах 0 - 220В, на выходе снималась межэлектродная разность потенциалов 0 - 20кВ. Вольтамперные характеристики (ВАХ) коронного разряда определялись с помощью микроамперметра типа М-95 и киловольтметра типа С-96, а характеристики процесса испарения – цифровым измерителем температуры и влажности типа Center 310.

За счет взаимодействия электростатического поля отрицательного игольчатого электрода с отрицательными аэроионами коронного разряда создавался электрический ветер, направленный от ИОКР. Концентрация аэроионов на расстоянии $r = 5\text{см}$ от игольчатого электрода была равна $n \sim 10^{16}\text{м}^{-3}$. Напряженность поля от игольчатого электрода с потенциалом $\varphi \sim 10\text{кВ}$ на расстоянии $r = 5\text{см}$ от электрода составляла $E \sim 10^5\text{В/м}$ (оценка напряженности приведена в главе №1). Радиус внутренней области короны $R_0 \sim 1\text{мм}$. Ниже приведены некоторые геометрические параметры струи электрического ветра: $\alpha = 30^\circ$ - угол полураскрытия струи, $S = 0.005\text{м}^2$ – площадь поперечного сечения струи на расстоянии $r = 5\text{см}$ от игольчатого электрода, $S_1 = \pi \cdot (L \cdot \sin(\alpha))^2 = 0.2\text{м}^2$ – площадь поперечного сечения струи на расстоянии $L = 0.5\text{м}$ от игольчатого электрода.

В экспериментах ИОКР помещался над поверхностью воды таким образом, чтобы сетка располагалась ближе к поверхности воды, а игольчатый электрод дальше (рис.2.1, 2.2). При этом электрический ветер от ИОКР был направлен к водной поверхности. Когда требовалось создать вокруг ИОКР насыщенный водяной пар, устраивалась “водяная баня” (рис.2.1).

2.2 Характеристики источника коронного разряда.

Коронный разряд, в отличие от тлеющего, возникает даже при атмосферном давлении вследствие большого градиента электрического поля в разрядном промежутке. Большой градиент электрического поля и большая величина его напряженности достигаются малым радиусом кривизны одного из электродов (чаще всего такой электрод выполнен в форме иглы) (см. [2, 5, 7]). Коронный разряд, по характеру физико-химических процессов делится на внутреннюю и внешнюю области. Внешнее проявление коронного разряда связано с излучением, сопровождающим разрядный процесс, и с возбуждением молекул и атомов газа.

ВАХ коронного разряда. Найдем распределение электрического поля во внешней области коронного разряда игольчатого электрода (радиус кривизны кончика иглы 17мкм). Будем предполагать, что: а) корона отрицательная униполярная; б) электроды аппроксимируются сегментами концентрических сфер ограниченных одинаковым пространственным углом - Ω ; в) радиус катода совпадает с радиусом внутренней, светящейся области короны ($R_k \sim 1\text{мм}$) и гораздо меньше радиуса анода - $R_a \sim 10\text{см}$; г) силовые линии электростатического поля не искривлены и направлены по радиусу. Схема нахождения распределения поля аналогична схеме представленной в [5, 7]. Отличие лишь в геометрии электродов: в [7] – цилиндрическая, а в данной работе - сферическая.

В этом случае напряженность электростатического поля зависит от расстояния следующим образом: $E = \frac{Q}{\Omega \varepsilon_0 r^2}$, где Q – заряд на катоде, r –

расстояние от центра сфер до точки в межэлектродном промежутке, Ω – пространственный угол, в котором сосредоточены силовые линии. Из закона сохранения заряда следует, что ток I в разрядном промежутке равен: $I = v \cdot \rho_{\vartheta} \cdot \Omega \cdot r^2 = Const$, где v – скорость ионов, ρ_{ϑ} – пространственная плотность заряда. С другой стороны, для движения ионов в газе под воздействием электрического поля выполняется соотношение: $v = b \cdot E$, где b – подвижность ионов. Таким образом, находим, что плотность заряда в межэлектродном промежутке постоянна: $\rho_{\vartheta} = \frac{\varepsilon_0 I}{b \cdot q} = Const$. Из уравнения

Пуассона имеем: $\Delta\varphi = -\frac{\rho_{\vartheta}}{\varepsilon_0}$, где φ – потенциал электростатического поля.

Для сферически симметричной геометрии электродов удобно записать лапласиан потенциала в виде: $\Delta\varphi = \frac{1}{r^2} \cdot \frac{d}{dr} \left(r^2 \cdot \frac{d\varphi}{dr} \right)$. Откуда получим:

$-\frac{\rho_{\vartheta}}{\varepsilon_0} \cdot r^2 \cdot dr = d \left(r^2 \cdot \frac{d\varphi}{dr} \right)$. Интегрирование обеих частей этого уравнения в

пределах от R_k до r дает: $-\frac{\rho_{\vartheta}}{3\varepsilon_0} (r^3 - R_k^3) = \frac{d\varphi}{dr} r^2 + E(R_k) \cdot R_k^2$ или

$\frac{d\varphi}{dr} = -E(R_k) \cdot \left(\frac{R_k}{r} \right)^2 - \frac{\rho_{\vartheta}}{3\varepsilon_0} \cdot \left[r - R_k \cdot \left(\frac{R_k}{r} \right)^2 \right]$. После еще одного интегрирования в

пределах от R_k до R_a получаем межэлектродное напряжение:

$U = \varphi(R_a) - \varphi(R_k) = E(R_k) \cdot R_k \left(\frac{R_k}{R_a} - 1 \right) - \frac{\rho_{\vartheta}}{3\varepsilon_0} \cdot \left[\frac{R_a^2 - R_k^2}{2} + R_k^2 \cdot \left(\frac{R_k}{R_a} - 1 \right) \right]$. Подставим

в эту формулу выражение для плотности заряда и для самого заряда:

$U = E(R_k) \cdot R_k \left(\frac{R_k}{R_a} - 1 \right) - \frac{I}{3\Omega\varepsilon_0 b \cdot E \cdot R_a^2} \cdot \left[\frac{R_a^2 - R_k^2}{2} + R_k^2 \cdot \left(\frac{R_k}{R_a} - 1 \right) \right]$ или

$$U = U_0 - \frac{I}{3\Omega\varepsilon_0 b \cdot E \cdot R_a^2} \cdot \left[\frac{R_a^2 - R_k^2}{2} + R_k^2 \cdot \left(\frac{R_k}{R_a} - 1 \right) \right] \quad (2.1),$$

где $U_0 = U(r)_{I=0} = \left| E(R_k) \cdot R_k \left(\frac{R_k}{R_a} - 1 \right) \right| \xrightarrow{\frac{R_k}{R_a} \rightarrow 0} |E(R_k) \cdot R_k|$ - напряжение зажигания

короны, $E(R_k) \approx \text{Const}$ - напряженность зажигания короны, которая приблизительно постоянна для заданных сред в данном диапазоне радиусов кривизны катода (см. [11]).

С другой стороны напряжение между электродами равно:

$$U = \varphi(R_a) - \varphi(R_k) = - \int_{R_k}^{R_a} E \cdot dr = \frac{q}{\Omega \epsilon_0} \cdot \frac{R_k - R_a}{R_k R_a} = E \cdot r^2 \cdot \frac{R_k - R_a}{R_k R_a}.$$

Найдем зависимость тока от напряжения из формулы (2.1) подставив в нее выражение для $E \cdot r^2$ из последней формулы:

$$I = (U - U_0) \cdot U \cdot \frac{3\Omega \epsilon_0 b \cdot R_a R_k}{\left[\frac{R_a^2 - R_k^2}{2} + R_k^2 \cdot \left(\frac{R_k}{R_a} - 1 \right) \right] \cdot (R_a - R_k)} \xrightarrow{\frac{R_k}{R_a} \rightarrow 0} (U - U_0) \cdot U \cdot \frac{6\Omega \epsilon_0 b \cdot R_k}{R_a^2} \quad (2.2).$$

Из формулы (2.2) следует параболическая зависимость тока от напряжения в короне, что соответствует [11]. В нашем эксперименте такие параболические вольт-амперные характеристики (ВАХ) были получены (см. рис.2.1, 2.4, 2.5). Кроме того, из формулы (2.2) следует обратная квадратичная зависимость тока от межэлектродного расстояния R_a . Эта зависимость также наблюдается экспериментально (см. рис. 2.1, 2.4, 2.5).

Если переписать формулу (2.2) в виде: $I = (U - E_{np} \cdot R_k) \cdot U \cdot \frac{6\Omega \epsilon_0 b \cdot R_k}{R_a^2}$, то при $U = \text{Const}$ зависимость тока от радиуса катода будет являться ниспадающей ветвью параболы. Иначе говоря, чем меньше радиус катода, тем выше ток при $U = \text{Const}$. Этот вывод качественно подтверждается проведенным экспериментом (см. рис.2.4).

К сожалению, последняя зависимость только качественная, а не количественная, что связано со многими допущениями (см. выше). Более трудоемкие численные методы расчета, позволяющие устранить многие допущения, изложены в [2]. Однако, в диссертации они не употребляются поскольку сам эксперимент был достаточно грубым.

2.3 Влияние парогазовой среды на коронный разряд.

Описание экспериментов. В эксперименте, в котором коронный разряд происходил внутри подогреваемого закрытого сосуда с небольшим количеством дистиллированной воды (см. экспериментальная установка №2(А), рис.2.1), была обнаружена зависимость ВАХ коронного разряда от температуры насыщенного водяного пара в межэлектродном промежутке (система электродов: игла-сетка). При одном и том же напряжении, ток иглы увеличивался одновременно с увеличением температуры (рис.2.1). С увеличением температуры снижались предельные значения напряжений, при которых коронный разряд переходит в искровой. При изменении температуры с 20°C до 50°C наблюдается изменение границы (по напряжению) перехода коронного разряда в искровой с 13кВ до 8кВ (рис.2.1). Максимальный ток коронного разряда при различных температурах ограничивался величиной ~ 40 - 45мкА (рис.2.1).

Известно, что молекулы воды при нагреве диссоциируют на катионы и анионы [60, 75]. В результате этого, удельная проводимость $\delta = 1/\rho_{\text{сопр. воды}}$ дистиллированной воды возрастает с увеличением температуры [60, 75]. Известно, что концентрация насыщенного водяного пара n также возрастает с увеличением температуры [60, 75]. Можно предположить, что оба этих фактора улучшают проводимость межэлектродного промежутка, тем самым, объясняя экспериментальные результаты представленные на рис.2.1.

На установке №2(А) был проведен эксперимент по влиянию концентрации пара на коронный разряд при постоянной температуре и удельной проводимости воды (рис.2.5). При комнатной температуре 20°C сравнивались вольтамперные характеристики коронного разряда в закрытом сосуде (насыщенный пар) и открытом сосуде (влажность у верхней границы сосуда 30%). Когда сетка фиксировалась в пространстве под иглой, а игла передвигалась вверх, разность токов при фиксированном напряжении в насыщенном паре по сравнению с ненасыщенным паром возрастала (рис.2.5).

В открытом сосуде с увеличением высоты концентрация пара и влажность уменьшаются (для влажности - от 100% до 30%). Следовательно, при перемещении иглы вверх (когда уровень воды не менялся) средняя концентрация пара в межэлектродном промежутке d также уменьшалась, а ее отличие от концентрации насыщенного водяного пара возрастало, что объясняет увеличение разности токов при фиксированном напряжении в насыщенном и ненасыщенном паре с увеличением межэлектродного промежутка d . Эксперимент подтвердил влияние концентрации водяного пара на ток разряда при фиксированной температуре и проводимости воды.

Электрические свойства насыщенных паров воды в коронном разряде.

По формуле (2.2) для сферической геометрии электродов ($R_0 \ll d$) ВАХ коронного разряда приближенно задается уравнением: $I = B \cdot (\varphi - \varphi_0) \cdot \varphi \cdot \frac{R_0}{d^2}$, где B – коэффициент, описывающий электрические свойства среды в межэлектродном пространстве, φ_0 - потенциал зажигания коронного разряда.

В таблице №2.1 представлена кусочно-линейная аппроксимация температурной зависимости произведения $n \cdot \delta$ из данных [60, 75]. В таблице №2.2 приводятся отношения произведений $n \cdot \delta$ для разных температур T_1 и T_2 . Результаты эксперимента (рис.2.1) об изменении отношения токов при различных температурах насыщенного водяного пара в зависимости от напряжения коронного разряда показаны в таблице №2.3. Видно, что данные таблиц №2.1 ($[n\sigma]_{50^\circ C} / [n\sigma]_{20^\circ C}$; $[n\sigma]_{40^\circ C} / [n\sigma]_{20^\circ C}$; $[n\sigma]_{30^\circ C} / [n\sigma]_{20^\circ C}$) и №2.3 ($I_{50^\circ C} / I_{20^\circ C}$; $I_{40^\circ C} / I_{20^\circ C}$; $I_{30^\circ C} / I_{20^\circ C}$) удовлетворительно совпадают для выбранных температур T_1 и T_2 в диапазоне напряжений $\varphi = 6 - 11$ кВ, т.е. разумно предположить о простой зависимости $B \sim n \cdot \delta$. Однако, это предположение должно объяснять менее заметную зависимость отношения токов (для фиксированных температур T_1 и T_2) от напряжения коронного разряда (см. таблицу №2.3). Это возможно, если предположить в рамках

термического нагрева среды разрядом, что увеличение электрического поля увеличивает тепловую энергию частицы воды вблизи сетки в среднем на:

$$k\Delta T \sim p\Delta E \sim p \frac{R_0}{d^2} \Delta \varphi \quad (2.3)$$

- для не заряженной частицы с дипольным моментом p ;

$$k\Delta T \sim q\Delta \varphi \cdot \frac{R_0}{d} \quad (2.4)$$

- для заряженной частицы при условии $q\Delta \varphi \frac{R_0}{d} \gg p\Delta E$. Кроме того, заметим, что одновременное увеличение температур T_1 и T_2 на величину $\Delta T \sim 4^\circ\text{C}$ (см. таблицу №2.2) оказывает приблизительно такое же воздействие на отношение $n\delta(T_1)/n\delta(T_2)$, как увеличение потенциала коронирующего электрода на $\Delta \varphi \sim 1\text{кВ}$ на отношение токов I_{T_1}/I_{T_2} (см. таблицу №2.3). С учетом данного замечания, из формулы (2.3) следует, что дипольный момент частицы должен быть равен $p \sim \frac{k\Delta T d^2}{R_0 \Delta \varphi} \sim 5.6 \cdot 10^{-27} \text{ Кл} \cdot \text{м}$. Это возможно, если

частица является микрокаплей радиуса $R_k \sim 9 \cdot 10^{-9} \text{ м}$, с числом молекул ~ 1000 , т.к. для молекулы воды дипольный момент $p_0 = 6.2 \cdot 10^{-30} \text{ Кл} \cdot \text{м}$ [60]. Однако в данном эксперименте микрокапли могут появиться в насыщенном паре (в устойчивом равновесии с ним) только из-за гетерогенной конденсации на ионах коронного разряда. Их радиус (см. [34]) должен быть равен

$$R_i \sim \frac{1}{4} \sqrt[3]{\frac{e^2}{\sigma \pi^2 \varepsilon_0} \left(1 - \frac{1}{\varepsilon}\right)} \sim 10^{-9} \text{ м} \ll R_k, \text{ что не подтверждает формулу (2.3).}$$

Из формулы (2.4) следует, что заряд должен быть равен $q \sim \frac{k\Delta T d}{R_0 \Delta \varphi} \sim 5.6 \cdot 10^{-25} \text{ Кл}$, т.е. при коронном разряде в насыщенном водяном паре одна частица с элементарным зарядом $e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ приходится на $M \sim 3 \cdot 10^5$ не заряженных частиц. Отрицательные аэроионы могут появиться только после возникновения коронного разряда, поэтому с учетом потенциала зажигания короны φ_0 (см. рис.2.1), по формуле (2.2) имеем:

$$B(T, U) \sim n \left(T + \frac{qR_0(\varphi - \varphi_0)}{kd} \right) \cdot \delta \left(T + \frac{qR_0(\varphi - \varphi_0)}{kd} \right) = \quad (2.5).$$

$$= n(T + 0.004 \cdot (\varphi - \varphi_0)) \cdot \delta(T + 0.004 \cdot (\varphi - \varphi_0))$$

Из графиков, представленных на рис.2.1, следует, что $\varphi_0 \sim 3 - 5$ кВ, но для согласования формулы (2.5) с данными таблиц №2.1 и №2.3 необходимо, чтобы $\varphi_0 \sim 6$ кВ. Отличия φ_0 объясняется погрешностями эксперимента.

Таблица №2.1. Температурная зависимость произведения $n \cdot \delta$ концентрации насыщенных паров и проводимости воды (кусочно-линейная аппроксимация по данным из [60, 75]).

T, °C	20	22	24	26	28	30	32	34	36	38	40	42	44	46	48	50	52	54	56
$n \cdot \delta, 10^{13} \text{ См} \cdot \text{м}^{-4}$	2.8	3.6	4.4	5.4	6.7	8.2	10	12.1	15	18.3	22.2	27	32.4	39	45.4	52.4	60	68.8	77.9

Таблица №2.2. Температурная зависимость отношения $n\delta(T_1)/n\delta(T_2)$, где: T_1 – температура в столбцах таблицы; T_2 – температура в строках таблицы (данные взяты из таблицы №2.1).

°C	30	32	34	36	38	40	42	44	46	48	50	52	54	56
20	2.9					7.9					18.7			
22		2.8					7.5					16.7		
24			2.8					7.4					15.6	
26				2.8					7.2					14.4
28					2.7					6.8				
30						2.7					6.4			
32							2.7					6.0		
34								2.7					5.7	
36									2.6					5.2
38										2.5				
40											2.4			
42												2.2		
44													2.1	
46														2.0

Таблица №2.3. Зависимость отношения токов I_{T_1}/I_{T_2} при температурах $T_{1,2}$ насыщенного водяного пара от напряжения коронного разряда (данные эксперимента (рис.2.1)).

U, кВ	6	7	8	9	10	11	12
$I_{50^\circ\text{C}}/I_{20^\circ\text{C}}$	20	18.3	15	пробой			
$I_{40^\circ\text{C}}/I_{20^\circ\text{C}}$	8	6.7	6.3	4.5	3.4	пробой	
$I_{30^\circ\text{C}}/I_{20^\circ\text{C}}$	2.9	2.9	2.8	2.6	2.5	2.4	пробой

2.4 Влияние коронного разряда на интенсивность испарения.

Описание экспериментов. Воздействие коронного разряда на интенсивность испарения исследовалось на установке №2(В) (рис.2.2). В

нормальных условиях ($T=20^{\circ}\text{C}$, $P=1\text{атм}$), при вертикальном расположении ИОКР над поверхностью кюветы с водой площадью $S_0 \sim 0.002\text{м}^2$, на расстоянии L от нее наблюдалось более быстрое (в 4 раза по сравнению со случаем без ИОКР) испарение воды (см. график на рис.2.2).

Во время испарения происходит два процесса влияющих на его интенсивность: 1) вырывание молекул/кластеров воды с ее поверхности; 2) унос молекул пара из области непосредственно граничащей с поверхностью воды. Для осуществления первого процесса молекуле воды необходимо сообщить энергию, превышающую потенциальный барьер. Для осуществления второго процесса необходимо воздействие каких-либо внешних сил на водяной пар, которые делали бы его не насыщенным. В обычных условиях (если кювета сообщается с окружающим пространством) молекулы воды покидают приповерхностную область и проникают в окружающий воздух за счет диффузии или случайных конвективных потоков. Электрический ветер усиливает этот процесс, поэтому, необходимо знать его скорость.

Оценка скорости электрического ветра. Скорость электрического ветра можно оценить, зная его реактивную тягу. Для этого была создана установка №3. Установка (рис.2.3) представляла собой емкость с водой, в которой плавала пенопластовая платформа с ИОКР. Платформа и стенки емкости соединялись через штанги (расстояние между штангами $x = 25 - 45\text{см}$) легкой нитью известной длины $s = 60\text{см}$. Посередине нити подвешивался груз известной массы m . В положении равновесия горизонтальная составляющая силы натяжения нити уравнивалась силой тяги ИОКР. Вертикальная составляющая силы натяжения уравнивалась силой тяжести груза. Таким образом, появляется возможность измерить силу тяги:

$$F_{\text{тяги}} = \frac{m \cdot g \cdot x}{2 \cdot \sqrt{s^2 - x^2}} \quad (2.6).$$

Для уменьшения горизонтальной составляющей силы упругости токопроводов, они были изготовлены из тонкой гибкой изолированной

проводами, и располагались вертикально. Чтобы обеспечить постоянное вертикальное положение токопроводов их подключали к шинам выпрямителя/умножителя напряжения через скользящие токосъемники. Главным достоинством установки является ее простота и достаточно высокая чувствительность по силе $\sim 0.001\text{Н}$ или по скорости $\sim 0.01\text{м/с}$ (для сравнения – чувствительность крыльчатого анемометра АТТ-1002 $\sim 0.1\text{м/с}$).

Сила реактивной тяги связана со скоростью электрического ветра:

$$F_{\text{тяги}} = G \cdot \rho \cdot v^2 \cdot S \quad (2.7).$$

По результатам калибровки геометрический коэффициент G оказался близок к 1. Калибровка проводилась с использованием эталонного источника реактивной тяги, у которого была известна скорость, площадь поперечного сечения и плотность вещества реактивной струи. Эталонным источником служил сосуд с боковым отверстием. Уровень воды в сосуде (для обеспечения одной и той же тяги) поддерживался постоянным. Данные по электрическому ветру, обработанные по формулам (2.6) и (2.7), представлены на рис.2.3.

Оценим скорость электрического ветра коронного разряда, пользуясь методикой изложенной в [43]. Градиент давления электрических сил обусловлен действием электростатического поля на пространственный заряд в межэлектродном промежутке:

$$\nabla p = \rho_{\text{э}} E = \frac{\rho_{\text{э}} v_i}{b} = \frac{i}{b} \quad (2.8),$$

где $\rho_{\text{э}}$ – объемная плотность заряда, E – напряженность электростатического поля, $v_i = E \cdot b \sim 20\text{м/с}$ – скорость ионов, $b \sim 2\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ – подвижность ионов в воздухе [54], i (А/м^2) – плотность тока. Из формулы (2.8) давление электрических сил около анода-сетки находится, как:

$$p = G \rho_{\text{э}} v_i^2 = \int_{R_0}^d \frac{i}{b} \cdot dr = \int_{R_0}^d \frac{I}{\Omega \cdot b \cdot r^2} \cdot dr = \frac{I}{\Omega \cdot b} \cdot \left(\frac{d - R_0}{d R_0} \right) \rightarrow_{\frac{R_0}{d} \rightarrow 0} \frac{I}{\Omega \cdot b \cdot d} \quad (2.9),$$

где Ω – пространственный угол, в котором распространяется ток коронного

разряда в наших экспериментах. С другой стороны скоростной напор электрического ветра можно рассчитать, как:

$$p_{ветра} = G \cdot \rho \cdot v^2 \quad (2.10),$$

где G – безразмерный коэффициент, зависящий от геометрии электродов, ρ – плотность газовой среды в межэлектродном промежутке. Эффективность (по мощности) процесса разгона воздуха под действием электрического поля можно оценить следующим образом:

$$\eta = \frac{G\rho v^3}{\rho v_i} = \frac{G\rho v^3 S}{UI} \sim 10^{-3} \quad (2.11).$$

Из формул (2.9) - (2.11) находим зависимость скорости от тока:

$$v = \left(\frac{\eta}{\rho \cdot \rho_i^{1/2}} \right)^{1/3} \cdot \sqrt{\frac{I}{G \cdot \Omega \cdot b \cdot R_k}} \sim \sqrt{I} \quad (2.12).$$

Качественно график зависимости скорости от тока (рис.2.3) подтверждает формулу (2.12). Отличие скорости ионов v_i от скорости электрического ветра v объясняется низкой эффективностью процесса разгона.

Оценка интенсивности испарения. Вследствие теплового движения молекул воды небольшая их часть всегда будет иметь энергию больше пороговой (в н.у. средняя тепловая энергия $W_T \sim kT \sim 4.1 \cdot 10^{-21}$ Дж). В электростатическом поле ионизатора молекулы воды, как диполи, обладают дополнительной энергией $W_D = p_0 E (r/L)^2 \sim 2.5 \cdot 10^{-28}$ Дж, $p_0 = 6.2 \cdot 10^{-30}$ Кл·м – дипольный момент молекулы воды [60]. Помимо этого вода, как проводник, обеспечивает накопление положительного заряда около поверхности, чтобы напряженность общего поля в воде равнялась нулю. Положительные ионы воды вблизи ее поверхности также обладают энергией взаимодействия с внешним полем $W_\varphi = e\varphi R_0 / L \sim 3.2 \cdot 10^{-18}$ Дж. Заметим, по аналогии с предыдущим п. 2.3, что на каждую заряженную частицу воды приходится $M \sim 3 \cdot 10^5$ не заряженных частиц. Поэтому в среднем на одну частицу приходится следующая энергия $W_{\Sigma M} = W_\varphi / M \sim 1.04 \cdot 10^{-23}$ Дж. Наконец, отрицательные аэроионы, осаждаясь на поверхности воды, передают ей

отрицательный заряд, частично компенсируя наводящийся положительный заряд поверхности. Поверхностная плотность положительного заряда $\sigma_+ \sim \varepsilon_0 E(r/L)^2 \sim 2.5 \cdot 10^{-8} \text{ Кл/м}^2$ существенно превосходит поверхностную плотность отрицательного заряда $\sigma_- \sim envt(S/S_1) \sim 2.5 \cdot 10^{-11} \text{ Кл/м}^2$. Последняя возникает на поверхности воды за характерное время перераспределения положительного заряда в воде $t = \varepsilon_0 \varepsilon \rho_{\text{сopr.воды}} \sim 10^{-7} \text{ с}$, где ε_0 - диэлектрическая постоянная вакуума, $\varepsilon = 81$ и $\rho_{\text{сopr.воды}}$ - диэлектрическая проницаемость и удельное сопротивление дистиллированной воды в н.у. [60].

Для массовой скорости испарения (см. [77]) применима зависимость:

$$q \sim S_0 \frac{(p_{\text{нн}} - p_n)}{p_0} = S_0 \frac{p_{\text{нн}}(1 - \phi)}{p_0} \quad (2.13),$$

где $\phi = p/p_{\text{нн}} = \rho/\rho_n$ - влажность, $p_{\text{нн}} = 0.023 \text{ атм}$ - давление насыщенных паров воды в н.у. [54], $p_0 = 1 \text{ атм}$ - атмосферное давление. Преодолеть потенциальный барьер U при испарении могут лишь те молекулы, чья кинетическая энергия $W = W_T + W_{\text{ЭМ}} + W_{\text{Д}}$ превышает его. Если N - число частиц, покидающих поверхность раздела при $U = 0$, то число частиц, покидающих поверхность раздела при $U > 0$ будет находиться, как

$$N_1 = N e^{-U/W} \quad (2.14)$$

(см. [77]). Величина потенциального барьера оценим из 1-го закона термодинамики, как энергию, расходуемую на разрыв связей молекулы воды:

$U = (Q - A) \cdot \mu_{\text{воды}} / Na = 6.4 \cdot 10^{-20} \text{ Дж}$, где A - работа по образованию из воды 1

кг пара при 20°C ($A = p_{\text{н.пара}} \left(\frac{1}{\rho_{\text{н.пара}}} - \frac{1}{\rho_{\text{ж}}} \right) \approx \frac{p_{\text{н.пара}}}{\rho_{\text{н.пара}}} = 1.33 \cdot 10^5 \text{ Дж/кг}$),

$Q = 2.28 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$ - удельная теплота испарения воды [54, 75], $Na = 6.02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$ - число Авогадро. Из формул (2.13) и (2.14), имеем:

$$q \sim \frac{p_{\text{нн}}(1 - \phi)}{p_0} \cdot e^{-\frac{U}{W}} \quad (2.15).$$

Таким образом, при фиксированной температуре общее воздействие коронного разряда увеличивает интенсивность испарения в

$$\frac{q_2}{q_1} = \frac{p_{\text{нн}}(T + A \cdot (\varphi - \varphi_0))}{p_{\text{нн}}(T)} \left(\frac{1 - \phi_2}{1 - \phi_1} \right) \cdot e^{\frac{U \cdot (W_2 - W_1)}{W_1 \cdot W_2}} \quad \text{раз, где } A = 0.004^\circ\text{C/V} -$$

коэффициент учитывающий влияние энергии электростатического поля на температуру, $\varphi_0 \sim 6\text{кВ}$ - потенциал зажигания короны (по аналогии с п. 2.2).

Если скорость электрического ветра около кюветы с водой существенно больше скорости тепловой диффузии, то необходимо учесть увеличение эффективной площади испарения. Скорость электрического ветра на расстоянии L от ионизатора равна: $v_2 = v(S_0/S_1) \sim 10^{-2}\text{м/с}$, где $S_0 = 0.005\text{м}^2$ – площадь поперечного сечения ионизатора на расстоянии $r = 5\text{см}$ от игольчатого электрода, $S_1 = \pi \cdot (L \cdot \sin(\alpha))^2 = 0.2\text{м}^2$ – площадь поперечного сечения струи на расстоянии $L = 0.5\text{м}$ от игольчатого электрода, $\alpha = 30^\circ$ - угол полураскрытия струи. Скорость тепловой диффузии в н.у. равна: $v_1 = v_d \sim v_T(\lambda/a) \sim 10^{-2}\text{м/с}$, где $\lambda \sim 10\text{мкм}$ - длина свободного пробега молекулы воды в воздухе в н.у., $a \sim 1\text{см}$ – характерный размер кюветы на установке №2(В), $v_T \sim 600\text{м/с}$ – тепловая скорость молекул воды в н.у. Поскольку $v_1 \sim v_2$, то увеличением эффективной площади испарения под действием коронного разряда можно пренебречь и $\left(\frac{1 - \phi_2}{1 - \phi_1} \right) \approx 1$.

Влияние электростатического поля на вероятность молекулы воды покинуть поверхность жидкой фазы увеличивает интенсивность испарения в

$e^{\frac{U \cdot (W_2 - W_1)}{W_1 \cdot W_2}} \sim e^{\frac{U \cdot W_{\text{эм}}}{W_T^2}} \approx 1.5$ раза. Влияние электростатического поля на температуру насыщенного пара (см. эмпирическую формулу (2.5))

увеличивает интенсивность испарения в $\frac{p_{\text{нн}}(T + A \cdot (\varphi - \varphi_0))}{p_{\text{нн}}(T)} \approx 2.4$ раза. Таким

образом, общее влияние оценивается в 3.6 раза, т.е. расчет подтверждает эксперимент.

Выводы к Главе 2.

1) Выход ионов коронного разряда (интенсивность образования заряженных центров гетерогенной конденсации) повышается при увеличении потенциала катода, уменьшении его радиуса и увеличении влагосодержания.

2) Совместно протекающие коронный разряд и процесс испарения воды взаимно усиливают друг друга (ток разряда и интенсивность испарения возрастают в несколько раз). Данное явление в электростатическом поле объясняется: а) увеличением вероятности ионов молекул воды покинуть жидкую фазу, б) увеличением эффективной температуры насыщенного пара.

3) Экспериментально доказано, что зависимость тока коронного разряда от температуры насыщенного пара объясняется увеличением концентрации насыщенных водяных паров и увеличением удельной проводимости воды с возрастанием температуры.

Иллюстрации к Главе 2.

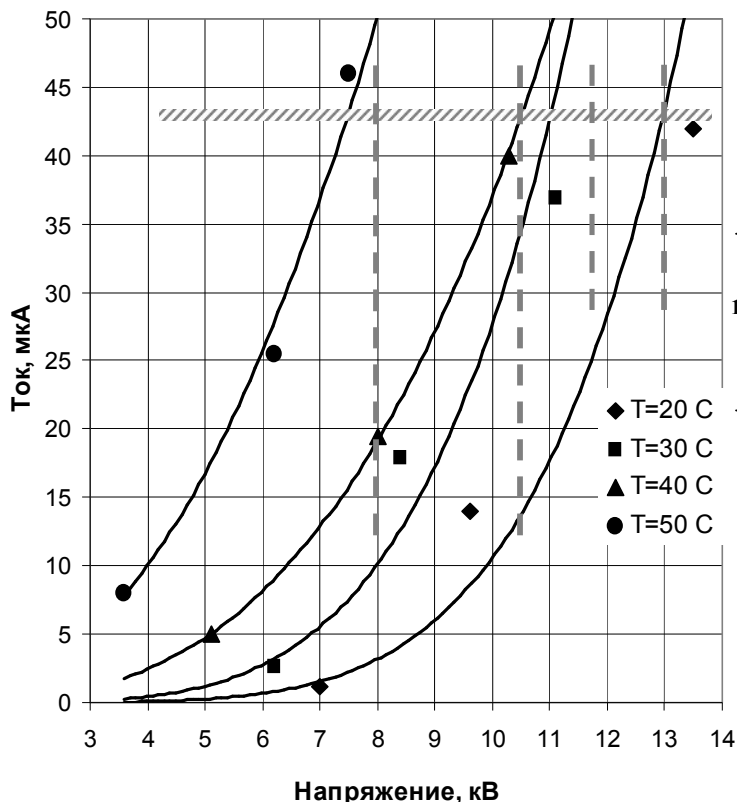
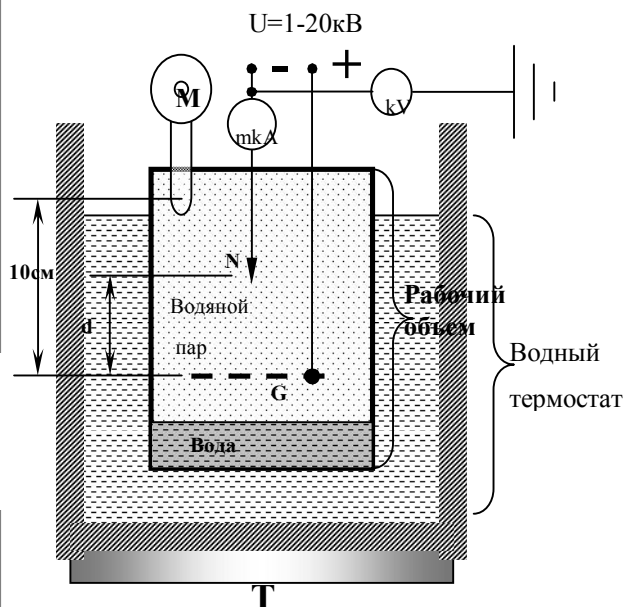


Рис. 2.1 ВАХ коронного разряда в насыщенном водяном паре при различных температурах (установка №2(А), межэлектродное расстояние $d=1\text{ см}$)



Экспериментальная установка №2(А)

М – цифровой измеритель температуры и влажности, Т – нагреватель, N – отрицательный игольчатый

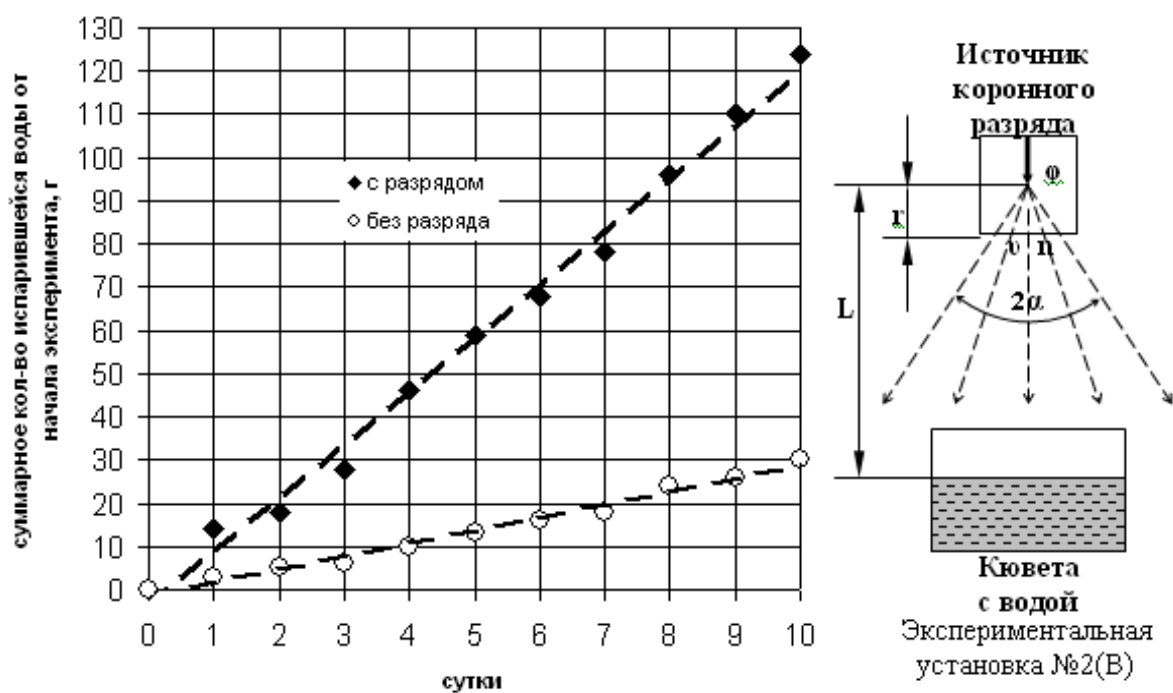


Рис.2.2 Влияние коронного разряда на интенсивность испарения воды в н.у. (установка №2(В))

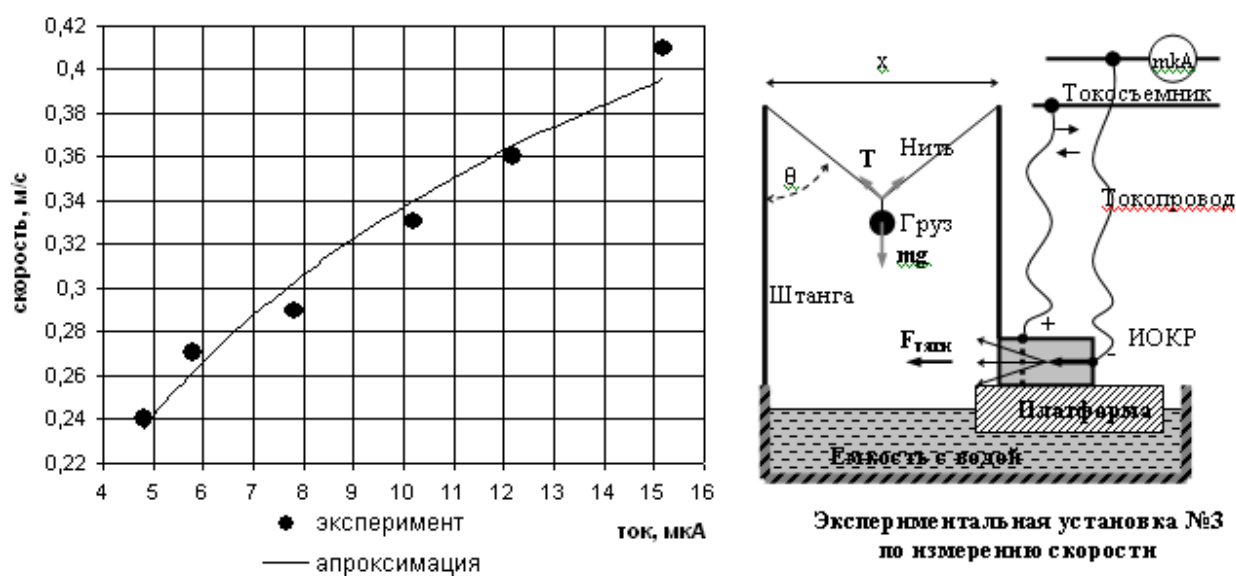


Рис.2.3 Зависимость скорости электрического ветра от тока коронного разряда (установка №3)

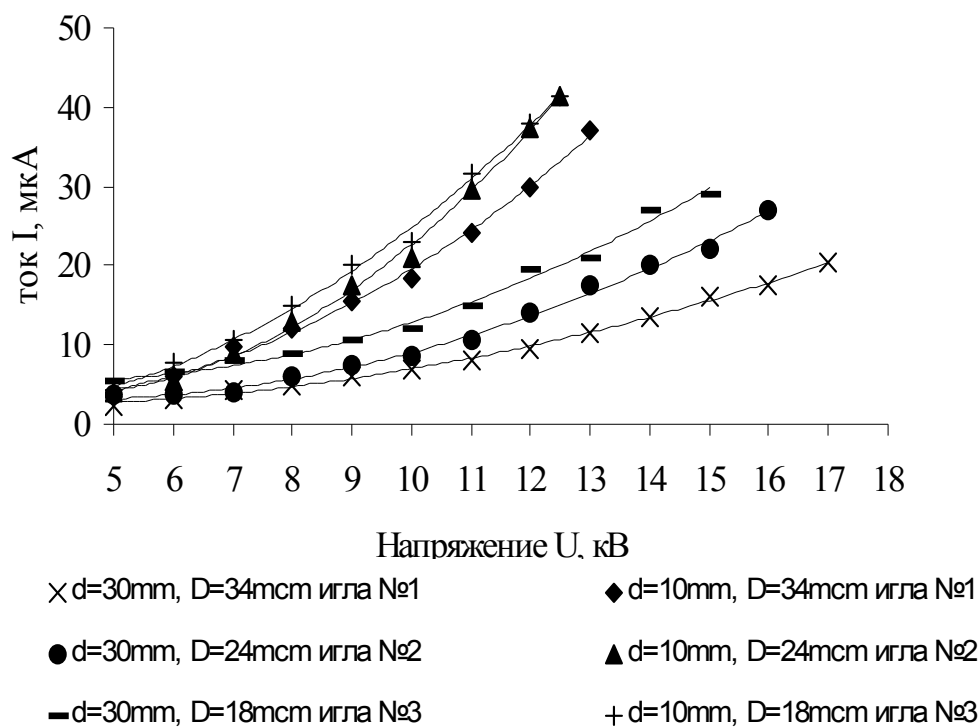


Рис.2.4 Влияние диаметра электрода D и межэлектродного расстояния d на ВАХ коронного разряда при влажности 30% (в отсутствии парагазовой струи)

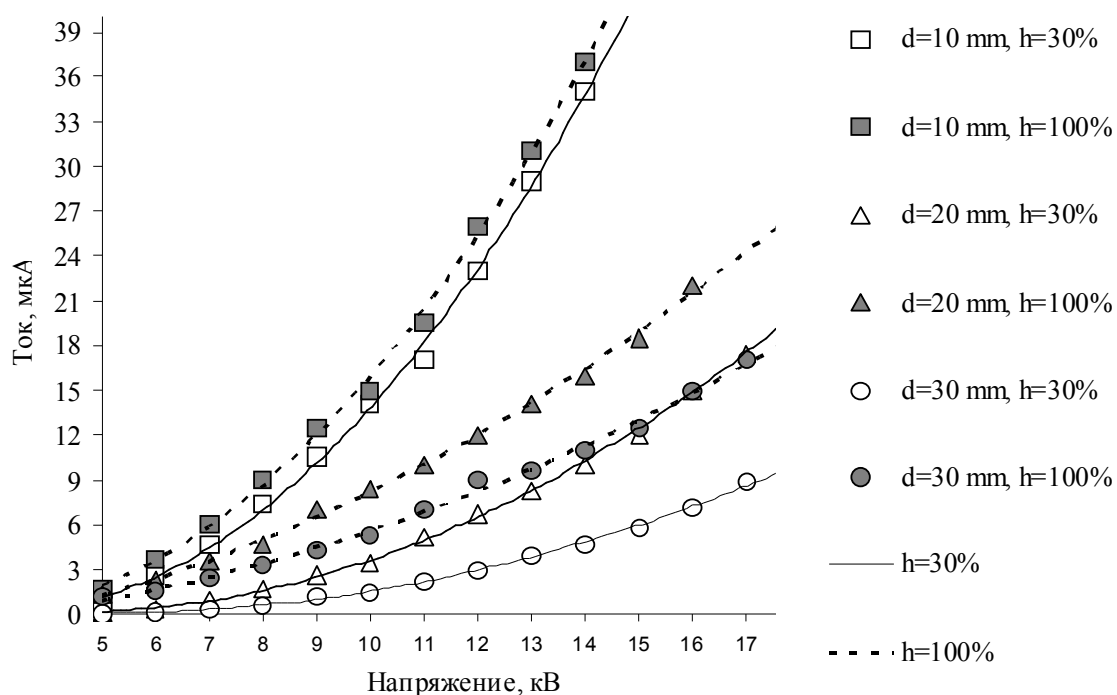


Рис.2.5 Влияние влажности h на ВАХ коронного разряда в зависимости от межэлектродного расстояния d при температуре 20С (установка №2(А)), игла №1 $D=34\text{мкм}$, влажность измерялась вблизи верхней границы сосуда.

ГЛАВА 3. Электростимулированная конденсация в парогазовой струе.

3.1 Зародышеобразование, размер и заряд капли аэрозоля в парогазовой атмосфере под действием коронного разряда.

Известно, что в ненасыщенном паре незаряженные капли любых размеров испаряются [1, 34]. В пересыщенном паре незаряженные капли могут, как испаряться (если их размер меньше некоторого критического), так и расти (если их размер превышает критический [1, 34]).

Если на зародыши водного конденсата радиуса r в паре осаждаются ионы радиуса a ($a < r$) с зарядом q , то зародыши начинают расти не только в пересыщенном паре, но и в ненасыщенном [1, 34]. Условием роста зародыша является отрицательный знак изменения энергии Гиббса ΔG с ростом его

радиуса r . Причем, $G = \frac{4\pi r^3}{3v_2}(\mu_2 - \mu_1) + 4\pi r^2\sigma + G_e$, где G_e – энергия Гиббса

электрического поля при образовании заряженной капли, $\mu_1 < \mu_2$ – химические потенциалы ненасыщенного пара и капли, v_2 – объем элементарной частицы жидкости.

Будем считать, что в равновесии ион располагается в центре зародыша (см. [34]), тогда:

$$G_e = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{2} \int_a^r E_1^2 dV + \frac{\varepsilon_0}{2} \int_r^\infty E^2 dV - \frac{\varepsilon_0}{2} \int_a^\infty E^2 dV = \frac{q^2}{8\pi\varepsilon_0 r} \left(1 - \frac{1}{\varepsilon}\right) + \frac{q^2}{8\pi\varepsilon_0 a} \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1\right).$$

$$\text{Окончательно, } G = \frac{4\pi r^3}{3v_2}(\mu_2 - \mu_1) + 4\pi r^2\sigma + \frac{q^2}{8\pi\varepsilon_0} \left(1 - \frac{1}{\varepsilon}\right) \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{a}\right) \quad (3.1).$$

В слабо пересыщенном паре ($\mu_1 \geq \mu_2$) в области размеров заряженных капель $[0; R] \cup [R_1; \infty)$ будет происходить их рост (конденсация), а в области $(R; R_1)$ – испарение. Причем R – радиус капли в устойчивом равновесии, R_1 – радиус капли в неустойчивом равновесии. В сильно пересыщенном паре ($\mu_1 \gg \mu_2$) конденсация на заряженных каплях будет происходить в области

размеров $[0; \infty)$. В ненасыщенном паре ($\mu_1 < \mu_2$) при наличии заряда капля будет стремиться к устойчивому размеру R (при котором $\Delta G/\Delta r = 0$).

Оценим радиус устойчивого по отношению к конденсации/испарению размера заряженной капли в ненасыщенном паре из уравнения (3.1):

$$\frac{\Delta G}{\Delta r} = AR^2 + BR - ER^{-2} = 0 \text{ или } AR^4 + BR^3 - E = 0 \quad (3.2),$$

где $A = \frac{4\pi}{v_2}(\mu_2 - \mu_1) > 0$, $B = 8\pi\sigma > 0$, $E = \frac{q^2}{8\pi\epsilon_0}\left(1 - \frac{1}{\epsilon}\right) > 0$. Представим

последний коэффициент в виде суммы $E = C + D$ так, чтобы выполнялось

условие $\left(\frac{C}{A}\right)^3 = \left(\frac{D}{B}\right)^4 = Z^{12}$, тогда уравнение (3.2) можно переписать в виде:

$$(R - Z) \cdot [A \cdot (R + Z) \cdot (R^2 + Z^2) + B \cdot (R^2 + ZR + Z^2)] = 0 \quad (3.3).$$

Выражение в квадратных скобках всегда больше нуля, поэтому единственным действительным решением является

$$R = Z = \left(\frac{D}{B}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.4).$$

Заменим формулу (3.4) на неравенство:

$$R < \left(\frac{E}{B}\right)^{\frac{1}{3}} = \left(\frac{q^2}{64\pi^2\epsilon_0\sigma} \cdot \left(1 - \frac{1}{\epsilon}\right)\right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.5).$$

Оценку (3.5) можно получить из других соображений. Из [1] известно, что давление насыщенного пара p над выпуклой поверхностью с радиусом кривизны R , находится, как:

$$p = p_{н.п.} \cdot \exp\left(\frac{2m_0\sigma}{kT\rho_{жс}R}\right) \quad (3.6),$$

где $p_{н.п.}$ – давление насыщенного пара над плоской поверхностью, m_0 - масса молекулы жидкости. Если в центре капли находится ион, то на поверхность капли действует дополнительное, отрицательное давление

$p' = \frac{q^2}{32\pi^2\varepsilon_0 R^4} \left(1 - \frac{1}{\varepsilon}\right)$, которое можно учесть введением эффективного коэффициента поверхностного натяжения

$$\sigma_{эф} = \sigma - \frac{F}{R^3} \quad (3.7),$$

где $F = \frac{q^2}{64\pi^2\varepsilon_0} \left(1 - \frac{1}{\varepsilon}\right)$. Подставляя (3.7) в (3.6) и логарифмируя, получим:

$$\ln\left(\frac{p}{p_{н.п.}}\right) = \frac{2m_0}{kT\rho_{ж}R} \left(\sigma - \frac{F}{R^3}\right) \quad (3.8).$$

Для того, чтобы поверхность жидкости была в равновесии с насыщенным паром, необходимо, чтобы $p = p_{н.п.}$, тогда из (3.8):

$$R = \left(\frac{q^2}{64\pi^2\varepsilon_0\sigma} \cdot \left(1 - \frac{1}{\varepsilon}\right) \right)^{1/3} \quad (3.9).$$

Для ненасыщенного пара ($p < p_{н.п.}$) радиус устойчивого состояния капли меньше, чем в (3.9), т.е. выполняется оценка (3.5).

Заряд заряженной капли не может быть меньше $1e$ (e – модуль заряда электрона), поэтому из формулы (3.5) устойчивый радиус капли с минимальным зарядом в ненасыщенном паре оценивается, как:

$$R_{\min} < 4 \cdot 10^{-10} \text{ м} \quad (3.10).$$

Капля такого размера представляет собой кластер с числом молекул ~ 100 , т.е. приближение сплошной среды к нему уже плохо применимо и сделанная оценка груба. Из формул (3.5) и (3.10) следует:

$$R(q) < 4 \cdot 10^{-10} \cdot \left(\frac{q}{e}\right)^{2/3} \text{ м} \quad (3.11),$$

т.е. увеличивая заряд на капле можно увеличить и ее устойчивые размеры в ненасыщенном или слабо пересыщенном паре.

С другой стороны, напряженность на поверхности проводящей капли не может превысить напряженности пробоя, в противном случае с нее начнет

стекать заряд: $\frac{q}{4\pi\epsilon_0 R^2} < E_{np} \sim 2.4 \cdot 10^6 \text{ В/м}$. Таким образом, радиус капли, с которой не будет стекать заряд, должен быть больше некоторой величины

$$R > \left(\frac{q}{4\pi\epsilon_0 E_{np}} \right)^{1/2} \approx 2.5 \cdot 10^{-8} \cdot \left(\frac{q}{e} \right)^{1/2} \text{ м} \quad (3.12).$$

Из [20] следует, что при постепенном увеличении заряда до критического $q_{кр}$, такого, что

$$\frac{q_{кр}^2}{32\epsilon_0 \sigma R^3} > 4.72 \quad (3.13),$$

капля начнет делиться на две. Ниже поясняется, почему это происходит.

Проводящая капля радиуса R с равномерно распределенным по поверхности зарядом Q в условиях невесомости обладает потенциальной энергией W , которая складывается из электростатической W_q и поверхностной $W_\sigma = 4\pi R^2 \sigma$. Поверхность капли является одной из обкладок конденсатора, вторая обкладка которого удалена на бесконечность. Поэтому электростатическая энергия капли равна: $W_q = \frac{CU^2}{2} = \frac{Q^2}{8\pi\epsilon_0 R}$, где

$$U = \varphi = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 R}, \quad C = \frac{R}{4\pi\epsilon_0}. \text{ Таким образом: } W = 4\pi R^2 \sigma + \frac{Q^2}{8\pi\epsilon_0 R}.$$

При достаточно большом заряде капля окажется неустойчивой и начнет делиться на два одинаковых (в силу симметрии) осколка, которые сразу после деления еще соприкасаются. Энергия системы двух одинаковых соприкасающихся осколков равна: $W_2 = 2 \left(4\pi r^2 \sigma + \frac{q^2}{8\pi\epsilon_0 r} \right) + W_{22}$, где $q = Q/2$ -

заряд осколка, $r = \left(\frac{R}{2^{1/3}} \right)$ - радиус осколка, $W_{22} \approx \frac{q^2}{8\pi\epsilon_0 r}$ - энергия

электростатического взаимодействия осколков в предположении, что их заряды расположены на расстоянии $2r$ друг от друга (предположение дает ошибку в 12% см. [20]). Для того, чтобы равновесие капли было неустойчиво

по отношению к делению на два осколка необходимо потребовать: $W > W_2$.

В предельном случае, которому соответствует критический заряд $q_{кр}$,

получим: $4\pi R^2 \sigma + \frac{q_{кр}^2}{8\pi\epsilon_0 R} = 2 \left(4\pi r^2 \sigma + \frac{q_{кр}^2}{32\pi\epsilon_0 r} \right) + \frac{q_{кр}^2}{32\pi\epsilon_0 r}$. Удобно ввести

безразмерный критерий деления капли на две, как отношение электростатической энергии капли к ее поверхностной энергии:

$N = \frac{W_q}{W_\sigma} = \frac{q_{кр}^2}{32\epsilon_0 \sigma R^3} \approx \frac{2^{1/3} - 1}{1 - 3/(2^{5/3})} \approx 4.72$. Капля неустойчива и делится на две при

$N > 4.72$. Проводя аналогичные вычисления можно найти, что капля неустойчива и делится на три при $N > 11.5$. В общем, чем больше мгновенно подведенный заряд к капле, тем на большее число осколков она делится.

Из формулы (3.13) радиус устойчивой к делению заряженной проводящей капли на два осколка:

$$R(q) > 6.4 \cdot 10^{-10} \cdot \left(\frac{q}{e} \right)^{2/3} \text{ м} \quad (3.14).$$

Заметим, что в оценке (3.11) заряженная капля воды считалась заполненной диэлектриком, а заряд капли - сосредоточенным в ее центре. В оценках (3.12) и (3.14) заряженная капля проводящая, а заряд - распределен по поверхности. Последнее представление возможно только для делимого заряда, т.е. такого, который гораздо больше $1e$.

На нашей установке №1(В) для капель, сорванных с сопла, на всех участках струи выполняется (см. п.1.4): $0.16 \text{ мкм} \leq R \leq 1 \text{ мкм}$. По оценке (3.14), для микрокапель воды с радиусом $R = 0.16 \text{ мкм}$ их рост в пересыщенном паре будет происходить без самопроизвольного деления, если заряд капель удовлетворяет следующему требованию $q \leq 4000e$. Стекания заряда не будет, если выполняется более жесткое условие $q \leq 70e$ (см. оценку (3.12)). Для капель радиуса $R = 1 \text{ мкм}$ соответствующие ограничения выглядят так: $q \leq 61700e$ и $q \leq 2700e$.

Поскольку наблюдения показали наличие в парогазовой струе монодисперсных капель, то будем считать, что процессы деления в экспериментах не происходили. Свечение, характеризующее стекание заряда с капель, также не наблюдалось. Можно сделать вывод, что заряд микрокапли не более $70e$, а заряд крупной капли не более $2700e$.

Из оценки (3.11) убеждаемся, что на расстояниях более 10см от сопла, где пар уже ненасыщенный (рис.1.5.а), уединенные капли радиуса $R = 1\text{мкм}$ с зарядом $q \leq 2700e$ будут испаряться согласно формуле (3.11) до радиуса R_1 , причем $R_{\min} < R_1 < 7.7 \cdot 10^{-8} \text{ м}$.

С одной стороны, капли не являются уединенными, т.е. на процессы их роста и испарения возможно будет влиять коагуляция. С другой стороны, концентрация капель “вмороженных” в струю будет монотонно падать, способствуя сохранению “уединенности” капель. Поэтому, например, в [106] считается, что длительное время может сохраняться стабильный размер капель за счет компенсации разнонаправленных процессов в струе.

3.2 Параметры парогазовой струи экспериментальной установки.

Скоростные параметры струи указаны на рис 1.2. Объемный расход влаги в струе приведен на рис.1.3. Температура вдоль оси струи и в ее некоторых поперечных сечениях представлена на рис.1.4.а и рис.1.4.б. Изменение влажности в струе можно было измерять лишь на расстояниях более 10см от сопла, где пар был не насыщенным (рис.1.5.а). На расстоянии менее 8см от сопла, как следовало из эксперимента, пар был еще пересыщенным и именно в этой области струи происходил рост аэрозоля.

Скорость на оси струи круглого сечения на основном участке определяется только расстоянием до полюса (координата полюса фактически совпадает с координатой среза сопла) $v_m = \frac{P}{r}$ (см. [1, 28]). Причем, по

теории турбулентного источника $P = \frac{0.96 \cdot R_{\text{внутр}} \cdot v_1}{a}$, где $R_{\text{внутр}}$ – начальный

радиус струи (радиус сопла), v_1 – скорость потока в сопле, $a = 0.07 - 0.08$ – экспериментальная постоянная для круглого сечения струи (см. [1, 28]). На переходном участке (перед основным) осевая скорость струи равна средней скорости истечения из сопла. Переходный участок заканчивается на координате $r_0 = \frac{0.96 \cdot R_{внутр}}{a} \sim 5 \text{ мм}$. В дальнейшем этот участок рассматривать не будем.

Весовая концентрация пара и температуры вдоль оси связаны уравнением (см. [1]): $\frac{\Delta T}{\Delta T_1} = \frac{\Delta C}{\Delta C_1} = \frac{0.7 \cdot R_{внутр}}{a \cdot r}$, где в числителе находится отличие температуры в струе от температуры окружающего пространства (для концентрации аналогично), а в знаменателе отличие температуры газа, поступающего в сопло, от температуры окружающего пространства (концентрации).

Затопленная парогазовая струя почти всегда является турбулентной, а, значит, на границах струи присутствует интенсивное турбулентное перемешивание газовых фракций. В зависимости от соотношения объемов смешивающихся газов пересыщение пара в ряде случаев имеет максимум. Именно в этих областях струи конденсация наиболее вероятна.

При числах Рейнольдса $Re > 3000$ коэффициент турбулентной диффузии начинает преобладать над коэффициентом молекулярной диффузии. В нашем случае ($Re = 6000$) это позволяет пренебречь эффектом молекулярных процессов при выравнивании концентрации и температуры в парогазовой струе [1].

Если давление пара p_2 во внешней более холодной среде (с температурой T_2) пренебрежимо мало по сравнению с давлением пара в сопле p_1 (с температурой T_1), и молярные массы и теплоемкости смешивающихся газов приблизительно одинаковы, то коэффициент пересыщения в струе (см. [1]) равен:

$$S = \frac{p_1 + p_2 \cdot n}{(1+n) \cdot p_{н.н.}(T)} \quad (3.15),$$

где n - массовое отношение газа струи и атмосферного газа, участвующих в перемешивании,

$$T = \frac{T_1 + T_2 \cdot n}{1+n} \quad (3.16)$$

- температура струи после смешения газов. Максимальному коэффициенту

пересыщения в струе $S_{\max}$ соответствует $n_m = -0.5A \pm \sqrt{0.25A^2 - B}$, где

$$A = \frac{2T_1T_2 - E(T_1 - T_2)}{T_2^2}, \quad B = \frac{T_1^2 - E(T_1 - T_2)}{T_2^2}, \quad E = 5331^\circ\text{K} - \text{константа для воды в}$$

уравнении Клаузиуса-Клапейрона (см. [1]).

Для условий нашего эксперимента: $T_1 \sim 370^\circ\text{K}$, $T_2 \sim 300^\circ\text{K}$, $p_1 \sim 1\text{атм}$, $p_2 \sim 0.01\text{ атм}$, $T \sim 300 - 350^\circ\text{K}$ (рис.1.4.а). Из расчета получим: $A = -1.68$, $B = -2.62$, $n_m = 2.66$, $T_m = T(n_m) = 310^\circ\text{K}$, $p_{н.н.}(310^\circ\text{K}) = 0.06\text{ атм}$, $S_{\max} = 4.7$.

На оси основного участка турбулентной струи выполняется (см. [1]):

$$\frac{\Delta T}{\Delta T_1} = \frac{0.7}{\left(\frac{0.07 \cdot r}{R_{\text{внутр}}}\right)} = \frac{1}{1+n(r)} \quad (3.17).$$

Поэтому из (3.17) можно получить для $n_m = 2.66$ координату (расстояние от сопла) максимального пересыщения в струе $r_m = 1.8\text{см} = 36R_{\text{внутр}}$.

Можно уточнить параметры зоны конденсации в струе, если сравнить максимальный коэффициент пересыщения с критическим (см. [1]):

$$S_{\text{кр}}(T_1) = \exp\left(\frac{m_0}{k \cdot T \cdot \rho_{\text{ж}}} \left(\frac{2\sigma}{R_0} + \frac{\partial \sigma}{\partial R_0}\right)\right), \quad \text{где } R_0 - \text{радиус зародыша. Для}$$

конденсации необходимо чтобы выполнялось $S_{\max} > S_{\text{кр}}$. В случае не заряженного зародыша имеем критический коэффициент пересыщения -

$$S_{\text{кр}}(T_1) \approx \exp\left(\frac{10^{-7} \text{М}}{R_0}\right). \text{ Если в качестве зародышей выступают незаряженные}$$

микрокапли сорванные с сопла с радиусом $R_0 \approx 0.16\text{мкм}$ (см. п.1.4), то

$S_{кр}(T_1) \approx 1.7$, т.е. оценка подтверждает наличие конденсации в струе на незаряженных микрокаплях.

Как следует из п.3.1 микрокапли сорванные с сопла могут быть заряжены до максимального заряда $70e$, тогда критическое пересыщение находим по формуле (3.8):

$$S_{кр}(T_1) = \exp\left(\frac{2m_0}{kT_{р.жс}R_0}\left(\sigma - \frac{q^2}{64\pi^2\epsilon_0R_0^3}\left(1 - \frac{1}{\epsilon}\right)\right)\right) \approx \exp\left(\frac{2m_0\sigma}{kT_{р.жс}R_0}\right) \approx 1.7, \text{ т.е. заряд}$$

$q = 70e$ практически не меняет критического коэффициента пересыщения.

Из приведенных соотношений следует, что при заданных параметрах струи существуют нижняя и верхняя температурные границы конденсации соответствующие двум координатам вдоль оси.

Известно, что для насыщенного водяного пара выполняется следующее уравнение (см. [1]): $lg(p_{н.п.}) = 6.27 - \frac{2318}{T}$, где давление дается в атмосферах,

температура в кельвинах. Подставив критический коэффициент пересыщения в формулу (3.15) и учтя формулу (3.16) получим уравнение для границ

конденсации: $6.27 - 7.73\left(\frac{1+n}{1.23+n}\right) \approx lg\left(\frac{1+0.01n}{1.7(1+n)}\right)$. Это уравнение решается

численно и имеет два корня $n_{кр1} = 0.42$ и $n_{кр2} = 13.6$, соответствующих начальной и конечной границам конденсации (см. формулу (3.17)) $r_{кр1} = 0.8\text{см}$ и $r_{кр2} = 7.3\text{см}$. Качественная зависимость коэффициента пересыщения для зародыша радиуса 0.16мкм от осевой координаты показана на рис.3.3.

Поскольку капли в струе растут, то дальняя граница конденсации в струе должна определяться для выросшей капли радиусом $R_{01} = 1\text{мкм}$. В этом случае, получим критический коэффициент пересыщения

$S_{кр}(T_1) \approx \exp\left(\frac{2m_0\sigma}{kT_{р.жс}R_{01}}\right) \approx 1.1$. Уравнение для границ конденсации

$6.27 - 7.73 \left(\frac{1+n}{1.23+n} \right) \approx \lg \left(\frac{1+0.01n}{1.1(1+n)} \right)$ имеет два решения - $n_{кр1} = 0.03$ и $n_{кр2} =$

28.2, а соответствующие им координаты равны - $r_{кр1} = 0.5\text{см}$ и $r_{кр2} = 14.5\text{см}$.

Объединяя решения для зародышей радиуса 0.16мкм (ближняя граница) и 1мкм (дальняя граница), находим границы конденсации $r_{кр1} = 0.8\text{см}$ и $r_{кр2} = 14.5\text{см}$, что соответствует эксперименту (см. рис.1.5.а, рис.3.5-3.8).

Таким образом, сравнение оценок и эксперимента косвенно доказывает, что микрокапли сорванные с сопла и обладающие размером около 0.16мкм могут вызывать конденсацию в струе.

На рис.3.5 видно, что с ростом потенциала коронирующего электрода зона конденсации слегка расширяется (т.е. координата дальней границы увеличивается). Данное явление объяснимо в рамках предположения об увеличении тепловой энергии молекул в струе в присутствии заряженных частиц и электростатического поля. Особенно этот эффект заметен для значений потенциала 8 кВ и 12 кВ, для которых по эмпирической формуле (2.5) из главы 2 при расчете дальней границы конденсации температура T_1 должна быть увеличена соответственно на 10°C и 25°C. Координаты дальней границы полученные расчетом оказались соответственно равны 16см и 17см, что примерно согласуется с рис.3.5.

3.3 Эволюция аэрозоля в условиях эксперимента.

Как было показано в главе 1, микрокапли, образующиеся на срезе сопла в присутствии, как сильного электрического поля, так и коронного разряда, при напряженности у сопла $\sim 5 \cdot 10^4 \text{В/м}$, обладают характеристиками: средний радиус - $R_0 \sim 0.16\text{мкм}$, дисперсность - $\Delta R_0/R_0 < 4\%$. Концентрация микрокапель около среза сопла оценивается, как $n \sim 1.3 \cdot 10^{16} \text{м}^{-3}$.

С одной стороны, по расчетам (см. п.1.4), при напряженности на сопле $\sim 5 \cdot 10^4 \text{В/м}$ за время образования микрокапли максимальный накапливаемый в пленке заряд равен $q_{\max} \sim +300e$. В силу его дискретности он может быть распределен не более чем по ~ 300 микрокаплям из ~ 600 одновременно

образующихся на срезе сопла (см. п.1.4). Поэтому заряженных микрокапель с зарядом $q = +1e$ на момент их образования $< 50\%$ от общего числа. Зарядка микрокапель до максимального возможного заряда $+70e$ (см. п.3.1) еще менее вероятна (таких микрокапель $< 1\%$ от их общего числа).

С другой стороны, наблюдения в микроскоп показали, что на сопле при напряженности $\sim 5 \cdot 10^4 \text{ В/м}$ возникает вторичная корона, т.е. некоторое количество заряда стекает в окружающее пространство в виде положительных ионов и лишь часть заряда с пленки переходит на микрокапли. Ток, возникающий при движении положительных ионов от сопла в сторону отрицательного электрода, оценим сверху, как: $I_+ \leq \omega q_{\max}/2\pi \sim 4 \cdot 10^{-9} \text{ А}$ (3.18), где $\omega \sim 4.5 \cdot 10^8 \text{ рад/с}$ – частота образования микрокапель. Концентрация ионов с зарядом $+1e$ около среза сопла также оценивается сверху: $n_{i+} \leq I_+/(e \cdot v_{i1} \cdot S_{\text{сопла}}) \sim 6.4 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$ (3.19), где $S_{\text{сопла}} = 7.8 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2$ – площадь внутреннего поперечного сечения сопла. Поскольку концентрация положительных ионов даже при сильно завышенной верхней оценке в 2 раза меньше концентрации микрокапель, то столкновениями (а значит и зарядкой) последних с положительными ионами будем пренебрегать.

При столкновении с отрицательными ионами от коронирующего электрода поток незаряженных капель J уменьшается экспоненциально по мере их удаления вниз по потоку на дистанцию r : $d[J]/J(0) = -dr/L$, где L – средняя длина свободного пробега капли между столкновениями с ионами. Число незаряженных микрокапель пересекающих фиксированное сечение струи за единицу времени около сопла известно $J(0) \sim dN/dt \sim 1.1 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ (см. п.1.4, формула (1.26)). Считая, что ток выноса $I_b \sim 1 \text{ мкА}$ (см. рис. 3.1) формируют только заряженные капли без участия ионов, можно сделать на расстоянии 10 см от сопла оценку для заряда одной капли:

$$q \sim I_b / \left(\frac{dN}{dt} \right) \sim 600e. \text{ Это не противоречит оценке } q \leq 2700e \text{ из п. 3.1. Оно}$$

также по порядку величины согласуется с данными [8], где $q \sim 300e$ для капель того же размера, находящихся приблизительно в таких же условиях.

Из [79] средняя длина свободного пробега капли между столкновениями с ионами рассчитывается, как:

$$L \sim v_k / [\pi \cdot r_e^2 \cdot n_i \cdot v_i] \quad (3.20),$$

где v_k – абсолютная скорость каплей (она совпадает со скоростью струи v), r_e – эффективный радиус взаимодействия каплей с ионами. Необходимо отметить, что в формуле (3.20) от расположения каплей и ионов в струе зависят: их эффективный радиус взаимодействия r_e , абсолютная скорость каплей v_k , концентрация ионов n_i .

Будем считать, что отрицательные ионы коронного разряда внутри сферы с радиусом $r \sim 1$ см и с центром, совпадающим с концом игольчатого электрода, разлетаются концентрически, т.к. взаимодействие парогазового потока с ионами значительно слабее электрического взаимодействия ионов с электродом. Тогда концентрация ионов около сопла с зарядом $q_i = -1e$:

$$n_i \sim I / (4\pi r^2 \cdot e \cdot v_{i1}) \sim 10^{15} \text{ м}^{-3} \quad (3.21),$$

где $v_{i1} \sim 10$ м/с.

Радиус r_3 кулоновского взаимодействия заряда иона с дипольным моментом незаряженной водяной капли определяется из условия равенства энергии их взаимодействия и энергии тепловых флуктуаций: $3kT/2 \sim p_d E_i$, где $p_d \sim 2\pi R_k^3 \cdot E_i \cdot \epsilon_0$ – дипольный момент проводящей капли, $E_i = q_i / (4\pi \epsilon_0 r_3^2)$ – напряженность электростатического поля на расстоянии r_3 от иона. Около электрода и на расстоянии 10 см от него радиус капли соответственно равен 0.16 мкм и 1 мкм, а радиус кулоновского взаимодействия – $r_3 = [q_i^2 R_k^3 / (8\pi \epsilon_0 kT)]^{1/4} \sim 0.12 - 0.6$ мкм, т.е. всегда меньше суммы геометрических радиусов сталкивающихся объектов. Учитывая эту оценку и то, что ион гораздо меньше капли, примем за эффективный радиус взаимодействия иона с незаряженной водяной каплей геометрический радиус последней $R = 0.16$ мкм – 1 мкм. При этом будем считать, что вероятность прилипания иона к незаряженной капле близка к 100%.

Радиус взаимодействия иона с зарядом $q_i = 1e$ и заряженной водяной каплей $q = 1e$ рассчитывается аналогично: $r_s = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 kT} \sim 2.5 \cdot 10^{-8} \text{ м}$. В этом случае также примем за эффективный радиус взаимодействия геометрический радиус капли $R = 0,16 \text{ мкм} - 1 \text{ мкм}$. Однако, если вероятность прилипания разноименно заряженных иона и капли близка 100%, то одноименно заряженных – несколько ниже.

Из формулы (3.20) в случае столкновений, как положительно заряженных, так и не заряженных капель с отрицательными ионами около сопла на расстоянии $r \sim 1 \text{ см}$ от электрода, получим длину свободного пробега $L_s \sim 0.1 \text{ мм}$. Приходим к выводу, что во время движения капель в межэлектродном промежутке они испытывают многократные столкновения с ионами и до значения $-600e$ заряжаются на расстояниях менее 1 см от игольчатого электрода задолго до встречи с сеткой. Учитывая полученный каплей заряд, можно сделать еще несколько выводов: на расстояниях менее 1 см от игольчатого электрода капли вырастают до радиуса $R_1 > 0.5 \text{ мкм}$ (см. оценку (3.12)), а, значит, скорость роста капли вблизи сопла и электрода $\Delta R / \Delta t \sim v(R_1 - R_0) / r \sim 10^{-4} - 10^{-3} \text{ м/с}$, где $v = 10 - 100 \text{ м/с}$, $r = 1 \text{ см}$.

Следуя далее вниз по потоку, заряженные капли замедляют скорость роста из-за уменьшения пересыщения пара до значения: $\Delta R / \Delta t \sim v(R - R_1) / r \sim 10^{-6} - 10^{-4} \text{ м/с}$, где $v = 3 - 10 \text{ м/с}$, $r = 10 \text{ см}$.

Около сетки, на расстоянии 10 см от сопла пар из пересыщенного становится ненасыщенным. Попадая в ненасыщенный пар и имея диаметр $\sim 2 \text{ мкм}$, отрицательно заряженная капля $q = -600e$ перестает расти.

3.4 Типы электростимулированной конденсации, наблюдаемые в эксперименте, и условия их существования.

В настоящее время существует большое количество работ посвященных процессам конденсации в парогазовых струях (в том числе и электростимулированной), например [16, 80, 81]. Тем не менее, границы

преобладания различных видов конденсации зачастую подробно не описываются. Одна из целей данной диссертации заключалась в определении таких границ, как по температуре, так и по величине электрического поля.

Измерения проводились при различных вариантах расположения сопла: а) горизонтально, на боковой стенке сосуда; б) вертикально, на крышке сосуда. Окружающая температура вокруг сопел в этих вариантах расположения из-за наличия тепловых конвективных потоков от нагретых стенок сосуда была выше комнатной в среднем на: а) 1.5°C ; б) 6°C (см. рис.1.5.б). Различие в температурах при прочих равных условиях приводит к изменению коэффициента пересыщения в струе и, следовательно, различию в размерах аэрозоля.

Установлено (см. рис.3.2), что при температуре воздуха около сопла в пределах $32\text{--}24^{\circ}\text{C}$ наблюдается конденсация на ионах отрицательного коронного разряда, вводимых в струю вблизи сопла (коронирующий электрод в виде иглы расположен на расстоянии $\sim 1\text{ см}$ от сопла). При температуре воздуха около сопла менее 24°C в отсутствии коронного разряда наблюдается естественная (гомогенная) конденсация и гетерогенная конденсация (см. рис.3.2). Гетерогенная конденсация возникает на фрагментах пленки сорванных с поверхности сопла парогазовым потоком или потоком совместно с сильным электрическим полем. С появлением коронного разряда, при температуре ниже 24°C возникают все виды конденсации (см. рис.3.2). При токе выноса более 1 мкА , конденсация на ионах преобладает, т.к. на основании оценок (по измерениям расхода воды в микрокаплях и их размера) концентрация микрокапель значительно меньше концентрации ионов. В этом случае образуется мелкодисперсный (субмикронный) аэрозоль и наблюдение более крупного (микронного) аэрозоля становится затруднительным. Однако, при уменьшении концентрации ионов, вносимых в струю за счет удаления электрода от среза сопла, наблюдения становятся возможными. В этом случае происходит

уменьшение размера крупного аэрозоля (рис.3.4, 3.7). На рис.3.7 видно, что при наличии на игольчатом электроде потенциала, достаточного для возникновения коронного разряда, размер капель аэрозоля несколько уменьшается $\sim 10\%$ (размер дифракционных колец несколько увеличивается $\sim 10\%$) по сравнению с размером капель (размером колец) при нулевом потенциале. Уменьшение размеров достигало 50% при максимальной разнице потенциалов 20кВ .

При изолированном электроде (для подавления первичной короны) сначала (при более низких напряжениях) возникают естественная гомогенная и прерывистая гетерогенная конденсация на микрокаплях, а затем, после появления вторичной короны на срезе сопла, возникает нестационарная конденсация на ионах вторичной короны. Нестационарность конденсации обусловлена пространственной нестационарностью вторичной короны из-за плохой проводимости воды. Типичная картина смешанной конденсации для конкретных экспериментальных условий проиллюстрирована на рис.3.4, где приведены размеры крупной фракции аэрозоля в различных режимах.

Отметим, что режим прерывистой конденсации зависит от длины охлаждаемой части сопла: чем она больше, тем выше частота прерываний монотонного режима. Кроме того, эта частота также возрастает с повышением напряжения (рис.1.6).

3.5 Анализ результатов расчетно-экспериментальных работ других авторов по турбулентным струйным течениям с конденсацией.

В работе [80] предложена модель турбулентного струйного течения с конденсацией, расчеты по которой сравнивались с результатами экспериментов, изложенными в [81]. Сравнения показали хорошее соответствие модели экспериментам. Последние качественно совпадают с экспериментами, описанными в данной диссертации, за исключением исследования образования и диспергации пленки конденсата, которое в [81] не проводилось.

Перечислим основные допущения и положения модели [80].

Парогазовая струя с конденсацией считалась турбулентной осесимметричной изобарической. Температура и скорость несущей и дисперсной фаз считались одинаковыми. Причем, под несущей газообразной фазой понимались компоненты: воздух “ a ”, пары воды “ v ”. Дисперсной фазой считаются капли воды “ s ”.

Считалось, что ионы, вводимые в струю, частично переходят в капلي-зародыши, частично прилипают к уже сформировавшимся крупным каплям. Предполагалось, что концентрация ионов гораздо меньше концентрации нейтральных частиц и вклад ионов в суммарную плотность среды незначителен. Аналогично, не учитывалось собственное электрическое поле ионов и заряженных капель.

Для этого случая были сформулированы газодинамические уравнения:

$$\frac{\partial \rho v_x y}{\partial x} + \frac{\partial \rho v_y y}{\partial y} = 0 \quad (3.22)$$

$$L(v_x; 1) = 0, \quad L(H; Pr) = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho \left(1 - \frac{1}{Pr} \right) \varepsilon y \frac{\partial v_x^2 / 2}{\partial y} \right], \quad L(\alpha_a; Sc) = 0 \quad (3.23)$$

$$L(\xi; \Gamma) = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho \frac{\varepsilon}{\Gamma} y \frac{\partial \xi}{\partial y} \right], \quad H = h + \frac{v_x^2}{2} \quad (3.24),$$

$$\text{где } h = c_{pa} \alpha_a T + c_{pv} \alpha_v T + c_{ps} \alpha_s T - \alpha_s L^0, \quad p = p_\infty = p T (\alpha_a R_a + \alpha_v R_v)$$

$$\alpha_a + \alpha_v + \alpha_s = 1.$$

В уравнениях (3.22-3.24) используются следующие обозначения: v_x и v_y - продольная и поперечная скорость среды; h и H – энтальпия и энтальпия торможения; T и ρ - температура и плотность среды; $\alpha_a, \alpha_v, \alpha_s$ - массовые концентрации воздуха, паров и капель воды; x и y – продольная и поперечная координаты; p – постоянное давление равное давлению окружающей среды; $c_{p,i}, R_i (i = a, v)$ - теплоемкости и газовые постоянные воздуха и паров воды; L^0 – удельная теплота фазового превращения; $Pr = Sc = 0.7$ – турбулентные

числа Прандтля и Шмидта; ε - коэффициент турбулентной вязкости, определяемый из модели турбулентности (см. ниже).

Модель турбулентности содержит следующие уравнения:

$$L(\varepsilon, 1/2) = \alpha^* \rho \varepsilon \left| \frac{dv_x}{dy} \right|, \quad \alpha^* = 0.2 - \frac{5\varepsilon}{a^2} \left| \frac{\partial v_x}{\partial y} \right|, \quad a^2 = \frac{p \cdot A}{\rho(A-1)}, \quad A = \frac{\alpha_a c_{pa} + \alpha_v c_{pv}}{\alpha_a R_a + \alpha_v R_v} \quad (3.25),$$

где a – скорость звука в паровоздушной среде при отсутствии конденсации.

Для определения массовой концентрации дисперсной фазы α_s необходимы кинетические уравнения. Исходным уравнением является уравнение для функции f распределения капель по размерам и зарядам (число капель размера r , заряда Q на единицу массы среды в данной точке пространства в данный момент времени):

$$L(f, Sc) = -\frac{\partial}{\partial r} \rho \dot{r} f - \frac{\partial}{\partial Q} \rho \dot{Q} f + I_1 \delta(r - r_*) \delta Q + I_2 \delta(r - r_{*i}) \delta(Q - e) \quad (3.26).$$

Здесь: I_1 и I_2 – скорости гомогенной и “электростимулированной” (в присутствии ионов) нуклеации; $\delta(z)$ – дельта-функция от z ; r_* , r_{*i} – критические размеры капель-зародышей в случае гомогенной и электростимулированной нуклеации; $\dot{r}$, $\dot{Q}$ – скорости роста размера и заряда одиночной капли. Входящие в уравнение (3.26) кинетические и электрокинетические параметры определялись выражениями:

$$\begin{aligned} \dot{r} &= \dot{r}(r, p_v, T), \quad \dot{Q} = 4\pi \rho_i r D_i, \quad r_* = r_*(p_v, T), \quad r_{*i} = r_{*i}(p_v, T), \\ I_1 &= I_1(p_v, T), \quad I_2 = qG(p_v, T), \quad p_v = p_\infty \frac{\alpha_v R_v}{\alpha_a R_a + \alpha_v R_v} \end{aligned} \quad (3.27).$$

Здесь: p_v – парциальное давление паров воды; ρ_i – плотность объемного заряда ионов, D_i – коэффициент диффузии ионов. Формула для $\dot{Q}$ – соответствует диффузионной зарядке частицы в случае малого заряда. Выражение для $\dot{r}$ приведено в [65]. Величины r_* , I_1 – определяются из теории жидкокапельной конденсации [51], а r_{*i} , I_2 – с помощью [16, 50, 51].

Уравнения (3.22-3.26) получены в [80] с помощью: осреднения; аппроксимации двухточечных корреляций моделью Буссинеска (без учета

тройных корреляций); в приближении пограничного слоя; при “квазиламинарном” осреднении источников членов.

Умножением (3.26) на $r^k Q^m$ и интегрированием по пространству размеров и зарядов частиц, в [80] была получена незамкнутая система уравнений относительно моментов:

$$\Omega_{km} = \iint_{(r)(Q)} r^k Q^m f \cdot dr \cdot dQ \quad (3.28).$$

Эти уравнения относительно Ω_{k0} ($k = 0, 1, 2, 3$) и Ω_{01} имеют вид [22]:

$$L(\Omega_{k0}; Sc) = k\rho \iint_{(r)(Q)} r^{k-1} \cdot \dot{r} \cdot f \cdot dr \cdot dQ + I_1 r_*^k + I_2 r_{*i}^k \quad (3.29)$$

$$L(\Omega_{01}; Sc) = 4\pi\rho_i D_i \rho \Omega_{10} + I_2 e \quad (3.30)$$

Плотность заряда ионов $\rho_i = en_i$ находилась из закона сохранения электрического тока в дифференциальной форме:

$$\text{div}(j) = 0, \quad j = \rho_i v + \rho v \Omega_{01} \quad (3.31),$$

т.е. полный ток j соответственно состоял из двух компонент - ионной и капельной. Из (3.30) и (3.31): $L(\alpha_i; Sc) = -4\pi D_i \rho^2 \alpha_i \Omega_{10} - I_2 m_i$ (3.32), где

$\alpha_i = \frac{\rho_{mi}}{\rho}$ - массовая концентрация ионов, $\rho_{mi} = m_i n_i$ - массовая плотность ионов, m_i , e - масса и заряд иона.

Через введенные моменты выражаются следующие физические величины: $n = \rho \Omega_{00}$ - числовая концентрация дисперсной фазы;

$\rho_{ms} = \frac{4}{3} \pi \rho_w \rho \Omega_{30}$ - ее массовая плотность; $\alpha_s = \frac{4}{3} \pi \rho_w \Omega_{30}$ - ее массовая

концентрация; $c = \frac{\rho_{ms}}{\rho_w}$ - ее объемная концентрация; $\rho_s = \rho \Omega_{01}$ - плотность

ее объемного заряда; $j = \frac{e}{m_i} \left(\rho v \alpha_i - \frac{\rho \varepsilon}{Sc} \nabla \alpha_i \right) + \rho v \Omega_{01} - \frac{\rho \varepsilon}{Sc} \nabla \Omega_{01}$ - полный ток.

При известной функции $f(r, Q)$ кинетические уравнения (3.29), (3.30), (3.32), решаемые совместно с газодинамическими уравнениями (3.22)-(3.25)

для неизвестных Ω_{i0} ($i = 0, 1, 2, 3$), Ω_{01} , α_i , позволяют определить искомые характеристики несущей и дисперсной фаз. Уравнения (3.29) и (3.30) упрощались введением функции распределения капель только по размерам: $f^0(r) = \int_Q f(r, Q) dQ$. Функция f^0 в соответствии с [29] аппроксимировалась логнормальным распределением:

$$f^0 = \frac{\Omega_{00}}{\ln \sigma^* \sqrt{2\pi} \cdot r} \exp \left[-\frac{(\ln r - \ln r_m)^2}{2 \ln^2 \sigma^*} \right], \quad r_m^2 = \frac{\Omega_{10}^4}{\Omega_{20} \Omega_{00}^3}, \quad \ln^2 \sigma^* = \ln \left(\frac{\Omega_{20} \Omega_{00}}{\Omega_{10}^2} \right) \quad (3.33).$$

Из уравнения (3.33) средний размер капель и дисперсия размеров капель выражаются формулами: $\langle r \rangle = \frac{\Omega_{10}}{\Omega_{00}}$, $\sigma^2 = \frac{\Omega_{20} \Omega_{00} - \Omega_{10}^2}{\Omega_{00}^2}$.

Интегрированием уравнений (3.22)-(3.25), (3.29), (3.30), (3.32) с использованием аппроксимации (3.33) были найдены газодинамические и дисперсные характеристики течения, как функции координат x и y в струе.

На основе данной физико-математической модели в работе [80] производилось численное моделирование турбулентных струйных конденсационных течений. Во всех расчетах [80] принималось: скорость и температура парогазовой струи на срезе сопла - $v_{x0} = 205 \text{ м/с}$ и $T_0 = 375 \text{ К}$; скорость и давление окружающего воздушного пространства - $v_{x\infty} = 10 \text{ м/с}$ и $p_\infty = 10^5 \text{ Па}$; $\alpha_{a0} = 0$, $\alpha_{v0} = 1$, $\alpha_{a\infty} = 1$, $\alpha_{v\infty} = 0$. При этом варьировалась температура T_∞ и способы ввода в струю ядер конденсации.

Численные расчеты [80] показали возникновение гомогенной конденсации при температурах окружающей среды $T_\infty = 278 - 286 \text{ К}$, что обусловлено наличием источников члена I_1 . В случае $T_\infty = 278 \text{ К}$ расчетное пересыщение достигает максимума $S_{\max} \approx 1.7$ при $x \approx 20R_{\text{внутр}}$. Вблизи этого сечения также достигает максимума скорость нуклеации I_1 , вследствие чего резко возрастает числовая концентрация капель n . Далее S , I_1 , n монотонно убывают. Средний радиус капель монотонно растет, однако, чем дальше от

сопла, тем скорость роста меньше. Дисперсия почти не меняется и составляет 0.3-0.4мкм или $\approx 10\%$ от среднего радиуса капель на расстоянии $150R_{\text{внутр}}$.

Гетерогенная конденсация может происходить при более высоких температурах окружающей среды (в расчетах $T_{\infty} = 290\text{K}$). В [80] считалось, что ввод частиц происходил через сопло (параметры частиц на срезе сопла $n_0 = 10^{12}\text{м}^{-3}$, $r_0 = 0.1\text{мкм}$). Проведенные расчеты показали, что числовая концентрация дисперсной фазы монотонно убывает на оси струи по ее длине, а остальные характеристики качественно меняются также, как при гомогенной конденсации.

Конденсация на ионах, вводимых в струю с коронирующей иглы, моделировалась при расположении иглы на оси струи на расстоянии $x = 16.4R_{\text{внутр}}$ от среза сопла. При расчетах профиль распределения концентрации ионов n_i в сечении струи, где располагалась игла, задавался функцией: $n_i = n_{i0} \cdot \exp(-a^2 y^2)$. Здесь коэффициент a определялся из условия $n_i(0.5y_i) = 0.5n_{i0}$, где y_i - эффективная граница ионной струи в ее начальном сечении. В расчетах было принято: $y_i = 2\text{мм}$, $n_i = 1.13 \cdot 10^{14}\text{м}^{-3}$, $T_{\infty} = 290\text{K}$, $\alpha_i = n_i m_i / \rho$. Предполагалось, что ионы образуются из молекул кислорода, т.е. тем самым задавалась масса иона m_i . При указанных условиях в отсутствие ионов конденсации в струе практически нет, а в присутствие ионов скорость нуклеации I_2 достаточна для развития конденсации. Характеристики ионной конденсации вниз по потоку от места ввода ионов качественно такие же, как для гомогенной конденсации, а количественные - несколько отличаются.

В экспериментах [81] при визуализации течения в плоскости лазерного ножа была определена граница “видимой” зоны, она примерно совпадает с расчетной изолинией $c \cong 1.5 \cdot 10^{-6}$. Средний радиус капель достигает 2мкм в конце расчетного участка, что согласуется с экспериментом [81].

Подчеркнем, что по результатам расчетов [80] в рамках приведенной модели, после прохождения максимума пересыщения S средние значения

размеров капель (при всех рассмотренных типах конденсации) увеличиваются с уменьшением их числовой концентрации и наоборот.

Примеры из [80], показывают, что использованная расчетно-теоретическая модель учитывает все типы конденсации, кроме той, что связана с диспергацией пленки конденсата, поэтому позволяет качественно проследить тенденцию изменения параметров конденсации в наших экспериментах, когда нет диспергации пленки. Однако, есть количественные отличия процессов гомогенной и ионной конденсации между результатами расчетов [80] и нашими экспериментами: отличаются внешние температуры, интенсивность парообразования, интенсивность генерации ионов. Например, размер капель конденсата на расстоянии $150R_{\text{внутр}}$ от среза сопла в нашей работе приблизительно в 2 раза меньше, чем в [80]. В нашей работе (рис.3.4) размер капель конденсата на расстоянии $150R_{\text{внутр}}$ от среза сопла уменьшался на 20% с ростом внешней температуры от 285К до 289К. В [80] показано, что при температуре окружающей среды выше 284К зависимость размера капель от температуры приблизительно такая же, как в наших экспериментах, однако ниже 284К градиент зависимости меняет знак.

Выводы к Главе 3.

Экспериментально изучены режимы конденсации и составлена их карта в зависимости от внешних условий (температуры и напряженности электрического поля). При изучении воздействия на парогазовую струю коронного разряда важно учитывать помимо гетерогенной конденсации на ионах, гетерогенную конденсацию на фрагментах дробления пленки конденсата, образующихся на срезе капилляра под воздействием электрического поля. Экспериментами и оценками показано, что:

1. При смешанной конденсации возникает бимодальность распределения капель в дальней области струи с зависимостью размеров крупного аэрозоля ($\sim 1-2\text{мкм}$) от потенциала коронирующего электрода.

2. Существует возможность управления режимами работы генератора с параметрами $p = 1.4$ атм, $T_{\infty} < 24$ °С - с увеличением электрического поля от $E=5 \times 10^4$ В/м до 1.5×10^5 В/м при конденсации на фрагментах дробления пленки около среза капилляра концентрация крупных капель аэрозоля увеличивается в 60–70 раз, а диаметр капель с 2мкм уменьшается до 1мкм;
3. На режимах работы генератора $p=1.4$ атм, $T_{\infty} < 32$ °С, $\varphi_0 > 7$ кВ в результате конденсации на гидратах ионов образуется фракция мелких капель аэрозоля со средним диаметром меньше 0.3 мкм;
4. При $p = 1.4$ атм, $T_{\infty} > 32$ °С никакая конденсация не регистрируется.
5. Коронный разряд, как источник ионов – заряжает капли крупного аэрозоля вблизи игольчатого электрода ($q \sim -600e$), что расширяет возможности по управлению геометрией аэрозольного факела и размерами самих капель в дальней зоне струи.

Иллюстрации к Главе 3.

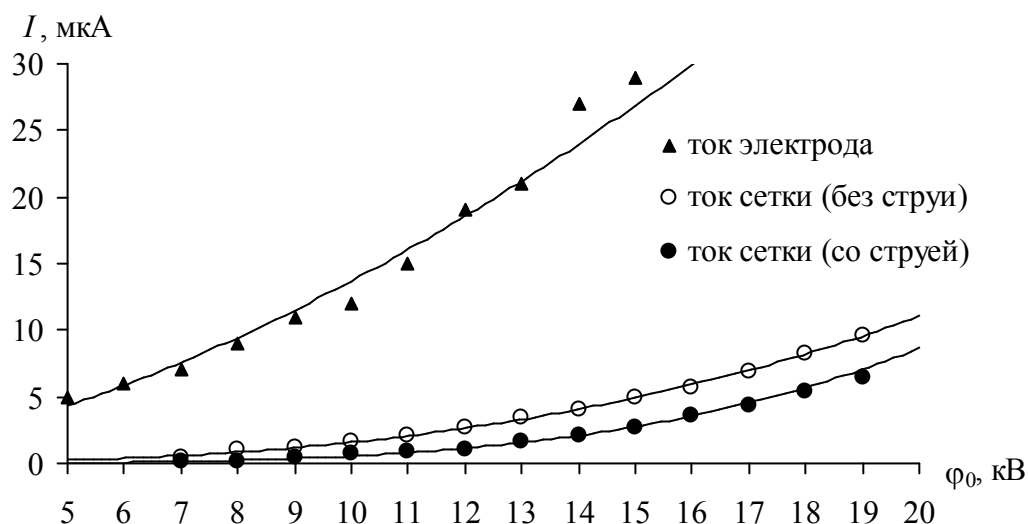


Рис.3.1.а ВАХ (эксперимент) блока электрического управления параметрами аэрозоля на холостом ходу (без струи, $p = 1$ атм) и в нормальном рабочем режиме (со струей, $p = 1.4$ атм) при организации коронного разряда на электроде. Параметры воздуха: $T_{\infty} = 18$ °С, $H_{\infty} = 30$ %. Геометрия горизонтального сопла: $R = 0.5$ мм, $L = 2$ см. Геометрия разрядного промежутка: игольчатый электрод $d = 17$ мкм, сетка 5×10 см, ячейка сетки 10×10 мм, межэлектродное расстояние $a = 3$ см, ориентация системы электродов - см. рис.1.1.b.

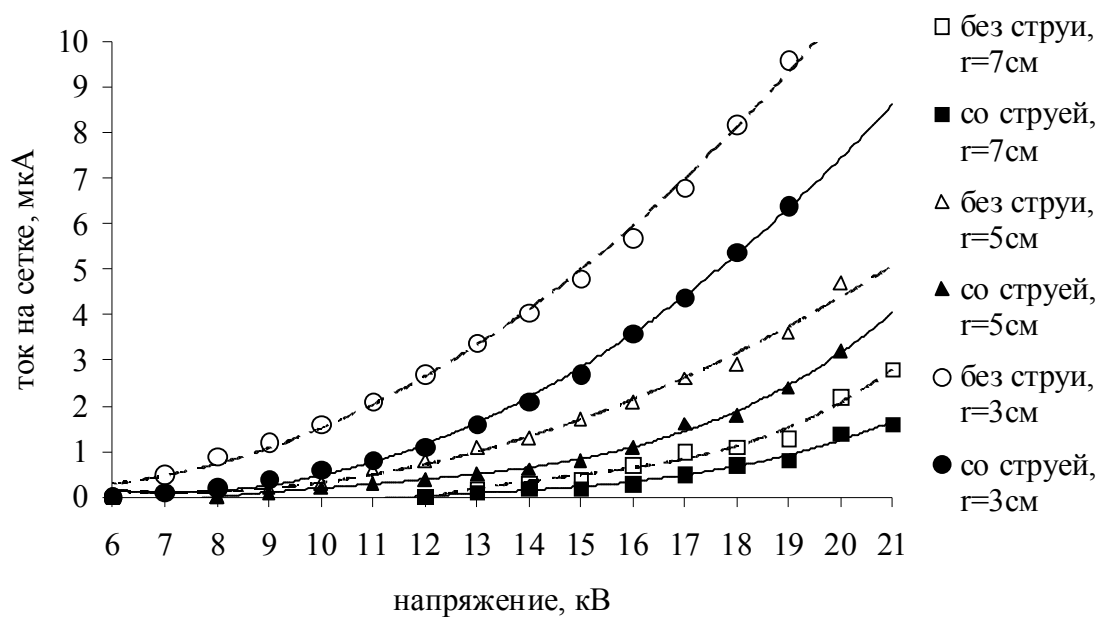


Рис.3.1. b Влияние паровоздушной струи на ВАХ коронного разряда при различных межэлектродных расстояниях r (отрицательный потенциал на игольчатом электроде, сетка заземлена, температура воздуха 14С)

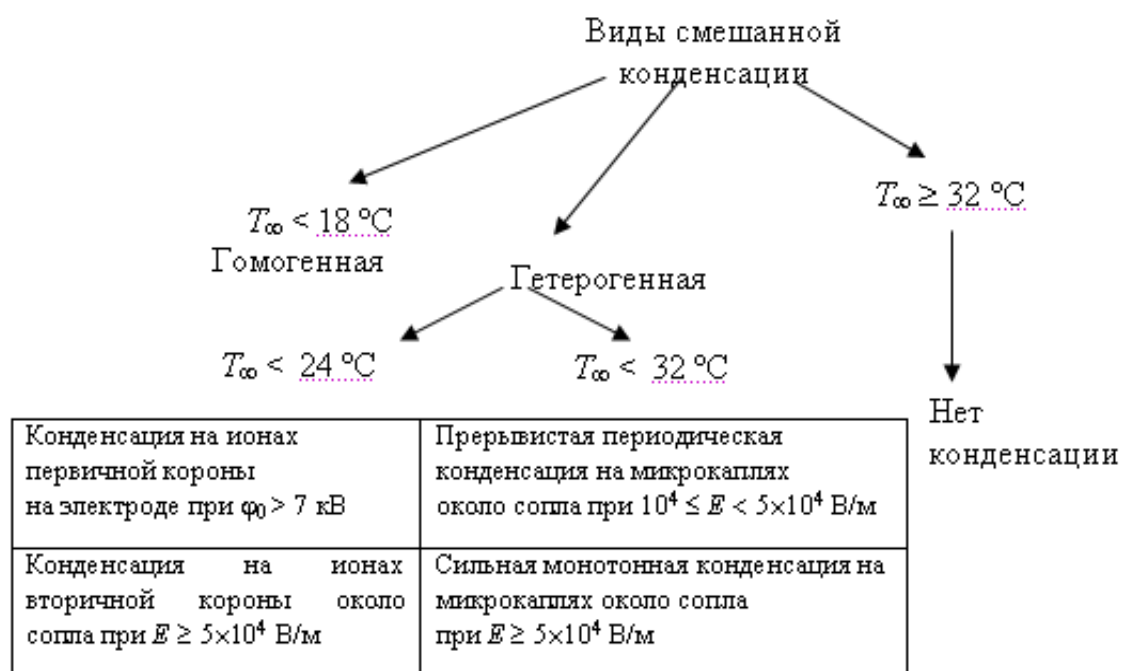


Рис.3.2 Схема режимов смешанной конденсации при нормальном режиме работы генератора, давление в сосуде $p = 1.4\text{ атм.}$

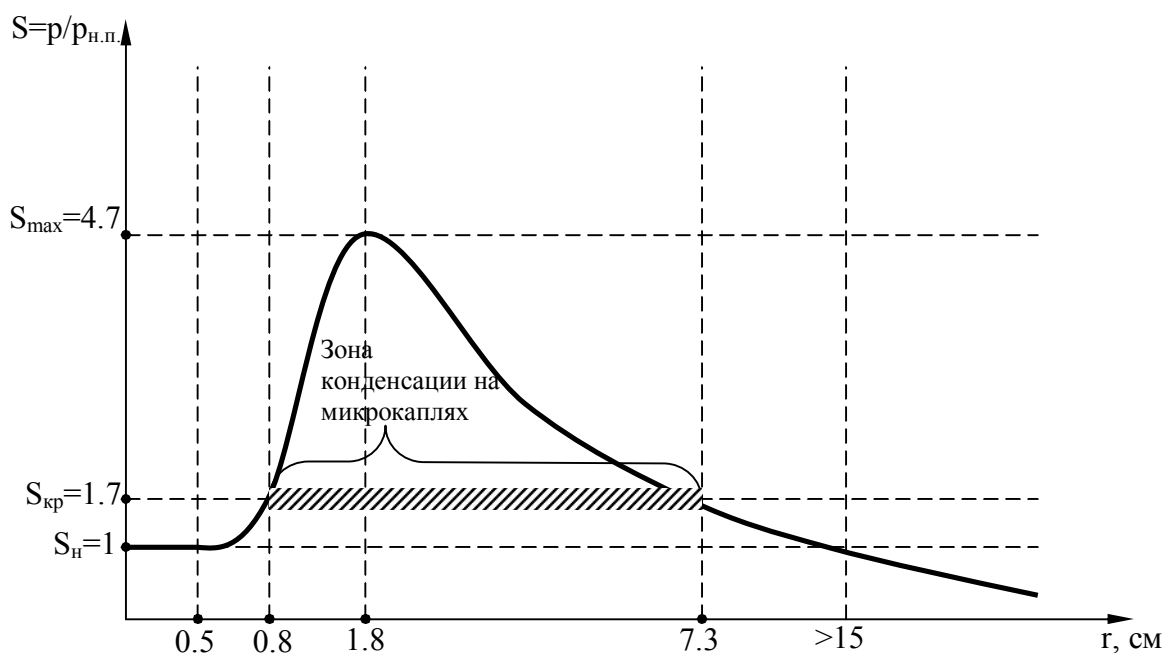


Рис.3.3 Расчет коэффициента пересыщения S в зависимости от координаты вдоль оси паровоздушной струи (в качестве зародышей рассмотрены микрокапли радиуса $0.16 \mu\text{м}$).

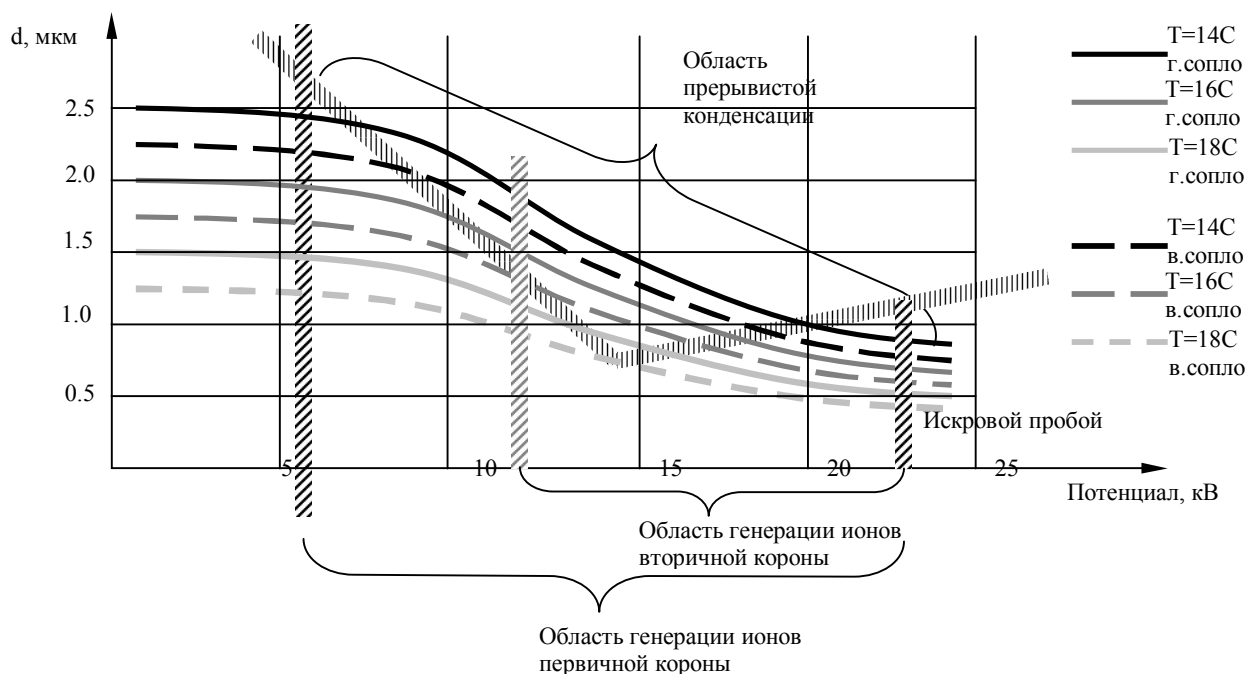


Рис.3.4 Экспериментальные данные о размерах d крупного аэрозоля на расстоянии 10 см от сопла (горизонтальное/вертикальное положение, $R_{\text{внутр}}=0.5 \text{ мм}$) в зависимости от комнатной температуры T и от потенциала коронирующего электрода ($p=1.4 \text{ атм}$, установка №1, игольчатый электрод $D = 17 \mu\text{м}$, расстояние от электрода до сопла $a = 1 \text{ см}$).

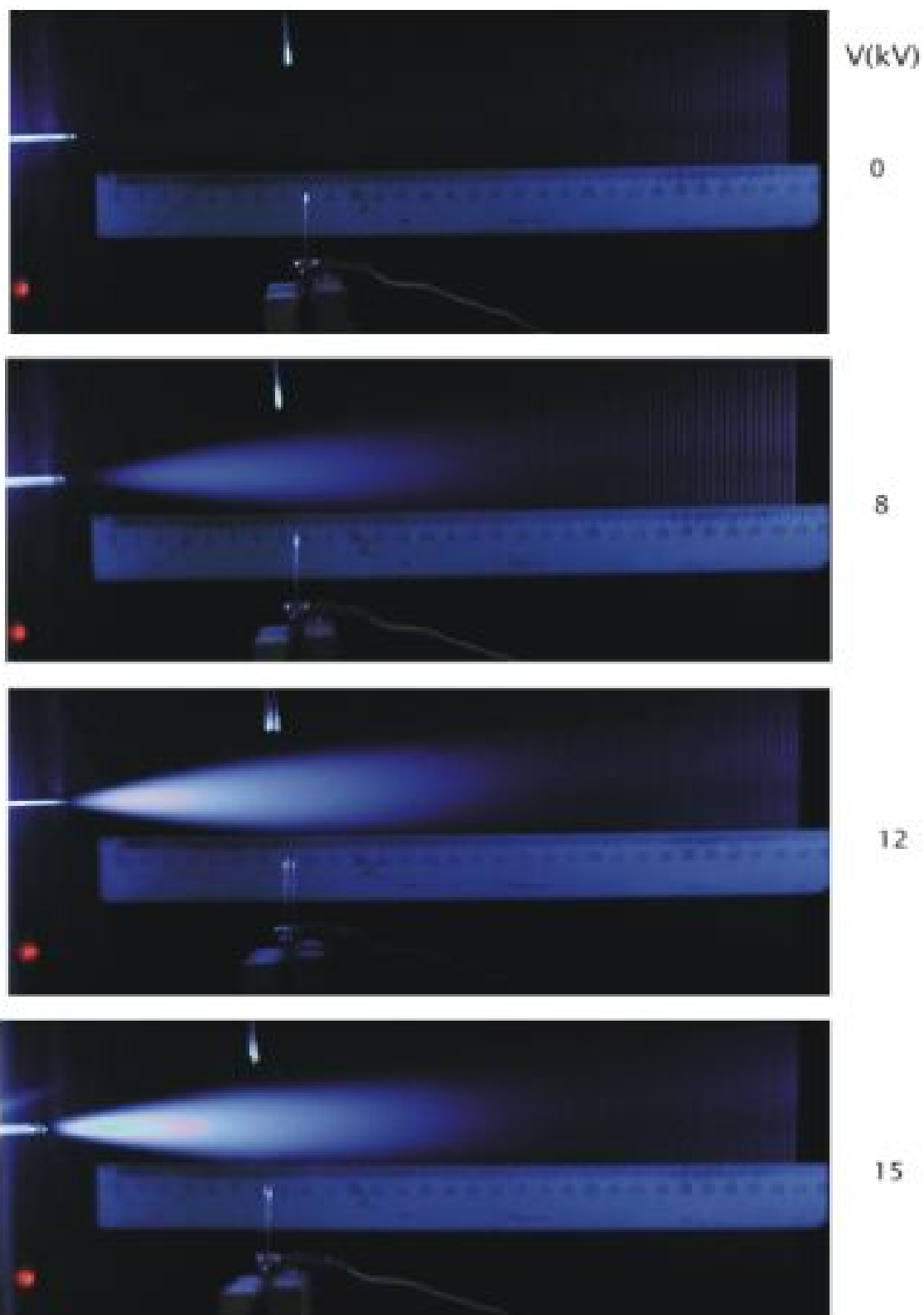
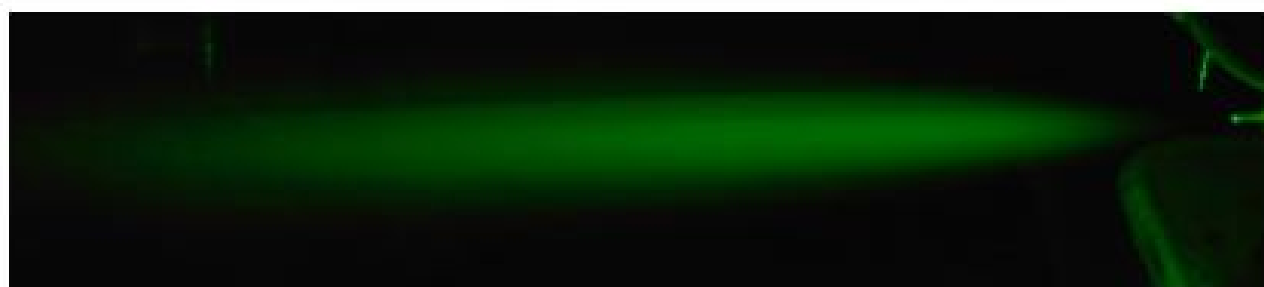
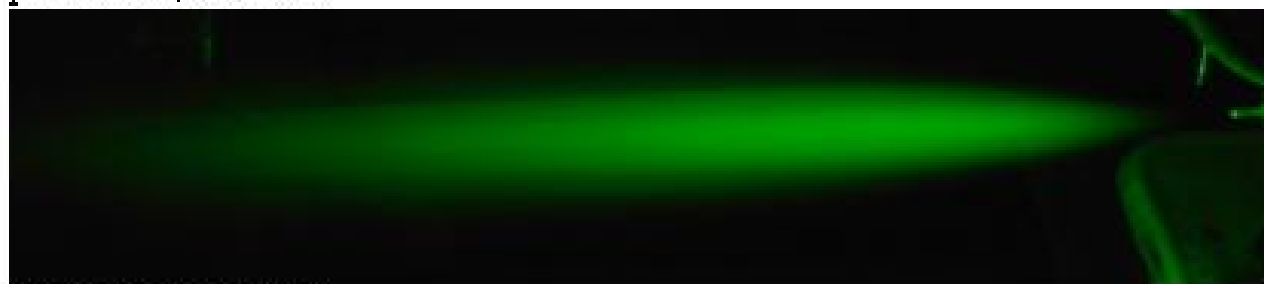


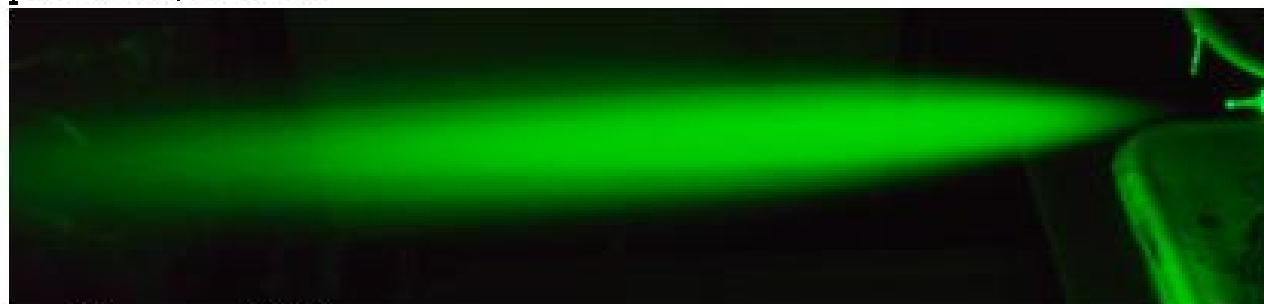
Рис.3.5 Цифровая фотография рассеяния лазерного излучения на каплях конденсата парогазовой струи в зависимости от потенциала коронирующего игольчатого электрода (внутренний радиус сопла 0.5 мм; давление в сосуде 1.4 атм; подсветка - синий лазерный светодиод; внешние условия: 22°C, 1атм, $\phi = 30\%$)



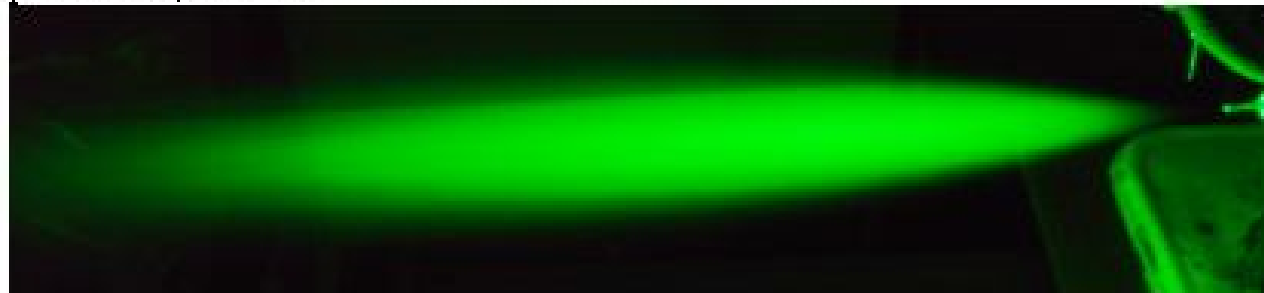
$p = 1.7 \text{ атм}, u = 0 \text{ кВ}$



$p = 1.7 \text{ атм}, u = 9 \text{ кВ}$

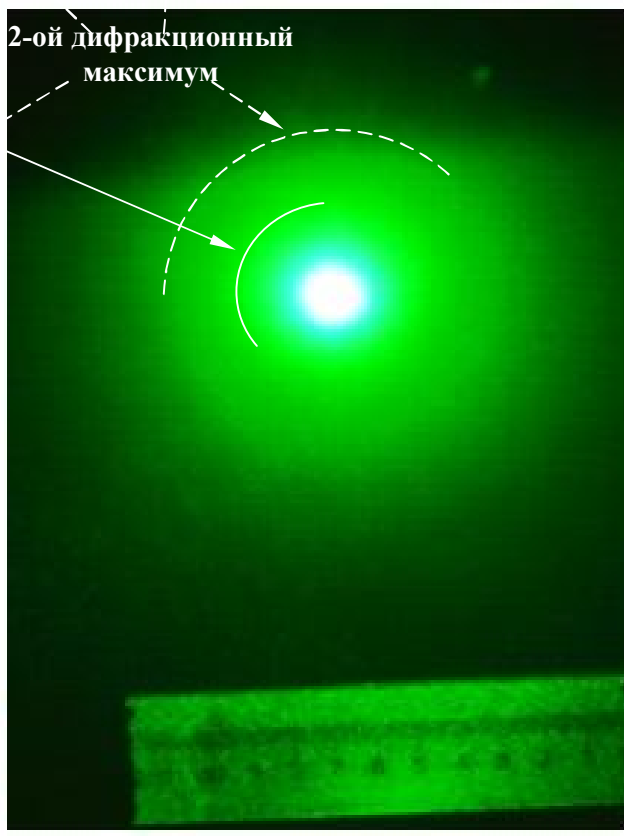
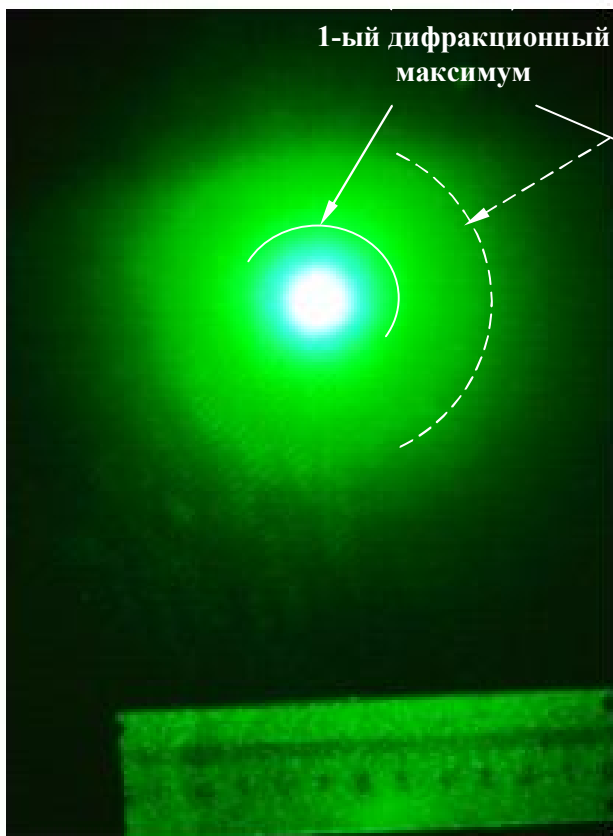
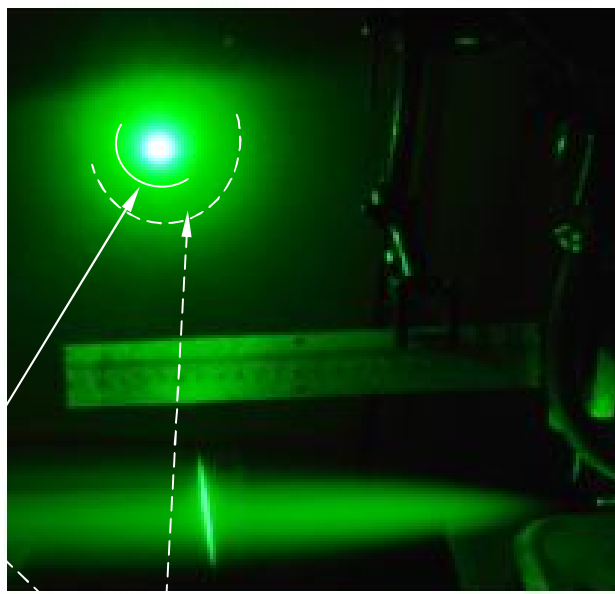
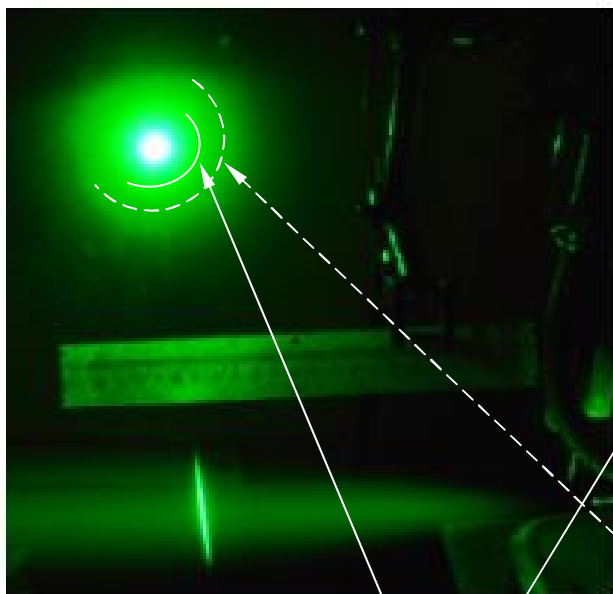


$p = 1.8 \text{ атм}, u = 0 \text{ кВ}$



$p = 1.8 \text{ атм}, u = 9 \text{ кВ}$

Рис.3.6 Цифровая фотография рассеяния лазерного излучения на каплях конденсата парогазовой струи в зависимости от потенциала коронирующего игольчатого электрода (u) и внутреннего давления сосуда (p) (внутренний радиус сопла 0.5 мм; подсветка – продольный зеленый лазерный нож; внешние условия: 18°C, 1 атм, влажность $\varphi = 30\%$)



При нулевом потенциале электрода

При потенциале электрода -9кВ

Рис.3.7 Цифровая фотография рассеяния лазерного излучения на каплях аэрозоля в парогазовой струе при различных потенциалах коронирующего игольчатого электрода (внутренний радиус сопла 0.5 мм; давление в сосуде 1.7 атм; подсветка - зеленый лазерный продольный нож и поперечный луч на расстоянии 15см от сопла; внешние условия: 18°C, 1атм, влажность $\varphi = 30\%$)

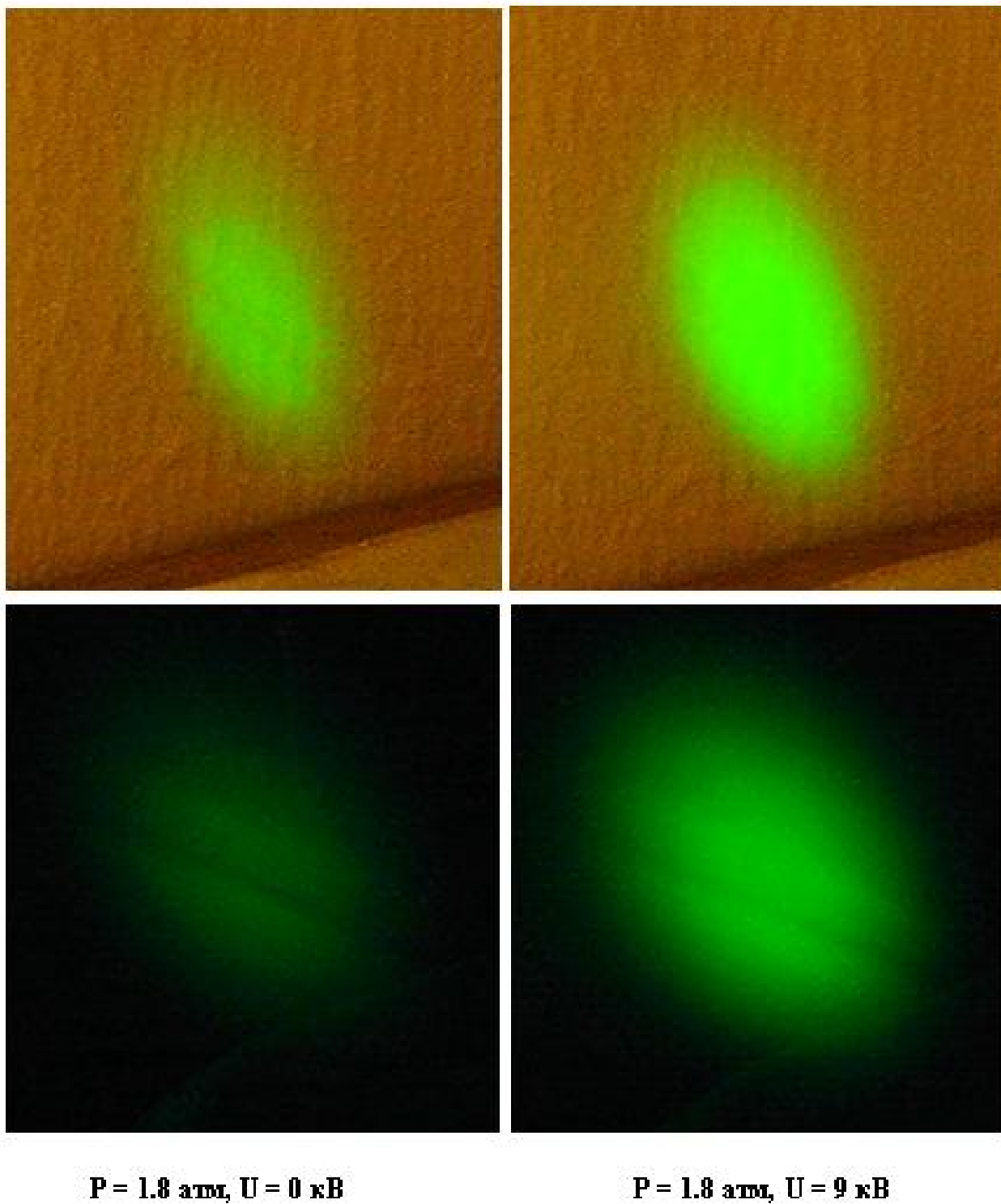


Рис.3.8 Цифровая фотография рассеяния лазерного излучения на каплях конденсата парогазовой струи в зависимости от потенциала коронирующего игольчатого электрода (U) при различном фоновом освещении (внутреннее давление сосуда (P); внутренний радиус сопла 0.5 мм; подсветка – поперечный зеленый лазерный нож на расстоянии 10см от сопла; внешние условия: 18°C, 1атм, влажность $\varphi = 30\%$)

Глава 4. Диспергация оксидированных наночастиц при быстром нагреве

В данной главе предложен возможный механизм диспергирования частицы Al с твердой оксидной оболочкой радиусом 10 нм - 1 мкм на неокисленные жидкие кластеры радиуса 1 - 10 нм. При определенной толщине оксидного покрытия можно быстрым нагревом добиться растрескивания оболочки и дальнейшей диспергации жидкого ядра на кластеры, которые потом атомизируются и полностью окисляются в газофазных реакциях. Предложены формулы, связывающие размер исходной наночастицы и средние размеры вторичных кластеров, степень дисперсии последних при диспергации одиночной наночастицы. Обнаружен минимальный размер исходной частицы, которая может быть диспергирована. Рассмотрены необходимые условия для осуществления диспергации. Показано влияние средних размеров частиц на процессы воспламенения Al в разных окислительных средах. Кроме того, рассчитываются характеристики распределений кластеров в зависимости от параметров исходных распределений наночастиц и в зависимости от характера взаимодействия волн деформации с оболочкой наночастицы и ее ядром. Исследования проводятся в рамках авторского резонансного механизма диспергации жидкого ядра наночастицы ударным импульсом при разрушении твердой оксидной оболочки. Анализируется воспламенение Al наночастиц после диспергации в воздухе с использованием авторского кинетического механизма окисления, в котором учитывалось испарение кластеров. Исходные распределения наночастиц и их времена воспламенения валидируются по опубликованным экспериментальным данным.

4.1 Резонансный механизм диспергации одиночной оксидированной наночастицы и необходимые условия его реализации

Рассмотрим возможный механизм диспергирования жидкой частицы Al с твердой тонкой оболочкой Al_2O_3 радиусом $R \sim 10 - 10^3$ нм на жидкие кластеры $r \sim 1 - 10$ нм. При определенной толщине оксидного покрытия d можно быстрым

подводом тепла добиться растрескивания оболочки и дальнейшей диспергации неокисленного жидкого ядра на кластеры, которые потом атомизируются и полностью окисляются в газофазных реакциях. Быстрый подвод тепла важен для диспергации, т.к. в этом случае толщина оксидного слоя не успевает заметно увеличиться. Ядро диспергируется вследствие воздействия волн механических деформаций, возникающих в нем при разрушении оболочки. Согласно [82, 83], оболочка разрушается при достижении предельных механических напряжений из-за плавления ядра или неоднородного расширения ядра и оболочки при нагреве. Укажем из теории сопротивления материалов критерии ее разрушения в квазистатическом режиме. Выделим бесконечно малую площадку $S = R \cdot \theta \times R \cdot \theta$ ($\theta \ll 1$ – центральный угол) в поверхностном слое толщиной d и выпишем баланс сил в радиальном $4T \cdot \theta/2 \approx \Delta p \cdot S$ и в тангенциальном $T \approx \sigma_m \cdot d \cdot R \cdot \theta$ направлениях. Исключая силу упругости оболочки T , получим $2\sigma_m \cdot d \approx \Delta p \cdot R$. Распирающее давление на поверхности ядра $\Delta p = \varepsilon E = 3\varepsilon K$ связано с изменением радиуса ядра и оболочки. Максимальное значение относительной деформации сжатия ядра в нерастяжимой оболочке при плавлении $\varepsilon = \Delta R / R \approx \Delta V / 3V \approx |\Delta \rho| / 3\rho$ или при нагреве $\varepsilon = (\alpha_1 - \alpha_2) \Delta T$, а толщина разрушаемой оболочки ограничена сверху:

$$d < K \frac{\Delta \rho}{2\rho} \frac{R}{\sigma_m} \quad (4.1),$$

$$d < 3K \frac{(\alpha_1 - \alpha_2) \Delta T}{2\sigma_m} R \quad (4.2),$$

где d – толщина оболочки, R – радиус исходной частицы/ядра, $\alpha_1 = 38 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ при 935 – 1373K и $\alpha_2 = 7.99 - 12 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ при 800 – 1727K – температурные коэффициенты линейного расширения жидкого ядра Al и оболочки Al_2O_3 ($\alpha_1 > \alpha_2$), $\sigma_m \sim 1 - 10 \text{ ГПа}$ – напряжение разрушения твердой оболочки Al_2O_3 , $K = \rho c^2 = 5.3 \cdot 10^{10} \text{ Па}$ – модуль упругости жидкого ядра Al (c – скорость звука в материале частицы), $\Delta \rho / \rho = 0.12$ – изменение плотности при плавлении ядра Al [54, 82, 83].

Например, 100% расплавление ядра Al, согласно (4.1), с избытком гарантирует разрушение даже толстой $d \sim R$ оболочки Al_2O_3 . Из (4.2) можно получить аналогичные результаты $d \sim R$ при максимально возможном нагреве жидкого ядра на 1400K (разность температур плавления Al_2O_3 и Al).

В описаниях экспериментов [82-84] считалось, что перед быстрым ($10^6 - 10^8$ K/c) нагревом частицы Al ее оболочка еще твердая и тонкая ($d \ll R$). Тогда в случае жидкого ядра $R \sim 100$ нм по формуле (4.2) необходимый для диспергации нагрев снижается на порядок: с 1400 K до ~ 100 K при $\sigma_m \sim 10$ ГПа, $d = 5$ нм.

Воздействие трещины оболочки на ядро задается одиночным П-образным ударным импульсом с характерной длительностью $\sim R/c$, спектр которого представляет собой интеграл Фурье с частотой гармоник $\sim c/R$ [105], ограничивающей его главный максимум, где R – радиус исходной частицы, $c = 4673 - 4730$ м/с при 660°C – скорость звука в жидком Al [54]. Развитие трещины на всю глубину оболочки, очевидно, и будет задавать время ее разрушения и отсоединения τ_{sh} . Трещина не может развиваться со скоростью больше скорости звука в оксидном слое $c_{sh} = 7800$ м/с [54], поэтому $\tau_{sh} \sim d/c_{sh} \sim 10^{-12} - 10^{-13}$ с, что меньше длительности ударного импульса или характерного времени деформации $T/2 = t = R/c \sim 10^{-11}$ с. Последнее, в свою очередь, мало по сравнению со временем воспламенения и временем нагрева. Вообще, длительность удара – это сумма времен прохождения волны сжатия в упругом объекте от места удара до его границы и волны снятия деформации после отражения от этой границы. В нашем случае ядро частицы изначально сжато оболочкой сферически симметрично, поэтому волны разгрузки, возникшие в результате воздействия от лопнувшей и полностью отсоединившейся оболочки, встречаются в центре ядра частицы. Будем предполагать, что после полного отсоединения оболочки, в жидком ядре в результате переотражений образуется стоячая волна деформаций. Причем максимальный отрицательный перепад давления реализуется в пучностях, где и возникают разрывы сплошности, что приводит к объемной диспергации. Кроме того, на поверхности ядра возникает капиллярная стоячая волна, с пучностей которой срываются сгустки вещества или кластеры.

Явление носит резонансный характер. Схожий механизм предлагался ранее для объяснения образования микрокапель с выступов капиллярной пленки воды под действием коронного разряда [85]. Характерное время распространения механических деформаций в исходном жидком ядре в процессе его дробления задает характерное время остаточных колебаний во вторичных жидких кластерах (другими словами, совпадают их частоты). Для жидкого кластера в рамках модели сплошной среды оправдано применение формулы для основного (как наиболее легко возбуждаемого) тона колебаний сферической капли [40]: $\omega_{\min}^2 = 8\sigma_s / (\rho \cdot r^3)$, где r – радиус кластера, $\rho = 2377 \text{ кг/м}^3$ [54, 86] – плотность жидкого ядра Al. Коэффициент поверхностного натяжения жидкого Al: при 660°C – $\sigma_s = 0.915 \text{ Н/м}$, при 1830°C – $\sigma_s = 0.68 \text{ Н/м}$ [54]. Приравнивая характерные времена или частоты, получим формулу, связывающую размеры исходной частицы и фрагментов дробления, в основу которой положено представление о резонансном механизме диспергации [85]:

$$R \approx c \sqrt{r^3 \rho / \sigma_s} \sim r^{3/2} \quad (4.3).$$

Длина капиллярной волны на поверхности ядра сопоставима с размерами отрывающегося кластера. Действительно, взяв для оценки наименьшую частоту колебаний микрокапли $\omega_{\min}^2 = 8\sigma_s / (\rho \cdot r^3)$, и приравняв ее к частоте капиллярных волн на поверхности полубесконечного пространства $\omega^2 = 8\pi^3 \sigma_s / (\rho \lambda^3)$ [40], придем к выводу, что $\lambda = \pi r$.

Еще одним необходимым условием диспергирования, после того, как была разрушена оболочка, является энергетический критерий: энергия воздействия на ядро должна быть больше энергии образования кластеров (их энергии поверхностного натяжения). В [82, 83, 87] предполагается, что за диспергацию жидкого ядра размером $\sim 10 - 100 \text{ нм}$ отвечает перепад давления в нем: с начального (при разрушении оболочки $\sim 1\text{-}10 \text{ ГПа}$) до конечного (после разрушения оболочки $\sim 10 \text{ МПа}$). Причем, начальное давление объяснялось динамическими эффектами, связанными с температурным расширением, а конечное (Лапласово) – поверхностным натяжением в капле $2\sigma_s / R$. Однако,

оценки, показывают, что динамическое давление $\rho v^2 / 2$ даже в самом лучшем случае ($\beta = \Delta T / \Delta t = 10^8 \text{ K/c}$) составит не более $\Delta p < 0.5 \rho (\Delta R / \Delta t)^2 < 0.5 \rho (R \Delta \alpha \Delta T / \Delta t)^2 \approx 10^{-4} \text{ Па}$ (при $R=100\text{нм}$). Вероятно, в статьях [82, 83, 87] под начальным давлением имелось ввиду не динамическое, а давление насыщенных паров алюминия $10^{-4}\text{Па} - 1\text{Па}$ при $1000 - 1400\text{K}$ [54]. Энергия динамического давления при $R=100\text{нм}$ равна $\frac{1}{6}(\Delta p) \cdot \frac{4}{3} \pi R^3 \sim 10^{-26} \div 10^{-22} \text{ Дж}$. Как будет видно ниже, этой энергии совершенно недостаточно для диспергации.

В работе [88] автором было показано, что в процессе диспергации при удалении с поверхности ядра оксидной пленки исчезает поверхность контакта оболочки с ядром (коэффициент поверхностного натяжения $\sigma_{Al(l)-Al_2O_3}$), а к внешней поверхности оболочки добавляются две новые: поверхность ядра (σ_s) и внутренняя поверхность оболочки ($\sigma_{Al_2O_3}$). При $R=100\text{нм}$ прирост поверхностной энергии, если все ядро распыляется на кластеры, равен

$$W_1 = 4\pi\sigma_s \left(N_{\max} \cdot r^2 - \left(1 + \frac{\sigma_{Al_2O_3}}{\sigma_s} - \frac{\sigma_{Al(l)-Al_2O_3}}{\sigma_s} \right) R^2 \right) = 4\pi\sigma_s R^2 \left(\frac{R}{r} - \left(1 + \frac{\sigma_{Al_2O_3}}{\sigma_s} - \frac{\sigma_{Al(l)-Al_2O_3}}{\sigma_s} \right) \right) \approx 4\pi\sigma_s N_{\max} r^2$$

или $W_1 \approx 4\pi\sigma_s N_{\max} r^2 = 4\pi(\rho\sigma_s^2 c^2 R^7)^{1/3} \sim 10^{-12} \text{ Дж}$, поскольку $\frac{\sigma_{Al(l)-Al_2O_3}}{\sigma_s} < \frac{\sigma_{Al_2O_3}}{\sigma_s} \sim 1$,

$N_{\max} = (R/r)^3$, $R/r \gg 1$. Если диспергируется только внешний слой жидкого ядра, то прирост поверхностной энергии кластеров равен $W_2 \approx N_{\min} \cdot 4\pi\sigma_s r^2 \approx 256\pi\sigma_s R^2 (r/\lambda)^2$, где $N_{\min} \approx 4\pi R^2 / \pi(\lambda/4)^2 = 64(R/\lambda)^2$. Для капиллярных колебаний ядра $W_2 = 64\pi\sigma_s R^2 (r/\lambda)^2 = 64\sigma_s R^2 / \pi \sim 10^{-13} \text{ Дж}$ (при $R=100\text{нм}$). В энергетическом балансе можно пренебречь энергией колебаний кластеров с амплитудой $A \ll r$ после диспергации, т.к. $W_{\text{кол}} = 0.25mA^2\omega^2 \cdot N \ll 0.25mr^2\omega^2 \cdot N = (8/3)\pi\sigma_s r^2 \cdot N \sim W_{1,2}$.

Перед диспергацией наночастица Al должна быть существенно деформирована. Энергия деформации жидкого ядра $W = w \cdot V$, где $w = 0.5 \cdot 3\varepsilon^2 \cdot E = 1.5\varepsilon^2 \cdot 3K$ - средняя объемная плотность энергии деформации, $V = \frac{4}{3}\pi R^3$ - объем ядра (следствия более общего примера для деформации шара

из [41]). Будем рассматривать в качестве источника энергии диспергации $W_{\min(\max)}$ (обозначение соответствует $\varepsilon_{\min(\max)}$), энергию сжатого жидкого ядра, считая оболочку нерастяжимой: $W = 6\pi K \varepsilon^2 R^3 \sim 10^{-17} - 10^{-14}$ Дж при $R=100$ нм. Этот случай для разных радиусов показан на рис.4.2.а слева. Другой предельный случай – считать, что ядро не деформировано, а оболочка растянута. Отметим, что в этом случае возникает относительное приращение радиуса, которое равно предельной деформации $\varepsilon = 2d\sigma_m / 3KR$ (см. (4.1) и (4.2)). Однако, растянутая оболочка не испытывает нормальной деформации. Тогда энергия деформации оболочки находится аналогично предыдущему случаю $W = w \cdot V$, где $w = 0.5(2\varepsilon_\theta^2)E_{Al_2O_3}$, $V = 4\pi R^2 d$, модуль Юнга $E_{Al_2O_3} = \sigma_m / \varepsilon_\theta$, ε_θ – относительная тангенциальная деформация в тонкой оболочке равная относительному приращению радиуса ε (более подробно – см. следствия из примера для деформации полого шара [41]). Окончательно $W = 2\pi d R^2 \sigma_m \cdot \varepsilon \sim 10^{-17} \div 10^{-14}$ Дж при $R=100$ нм. Этот вариант для разных радиусов показан на рис.4.2.б. На самом деле одновременно растягивается оболочка и деформируется ядро. Поэтому нельзя однозначно сказать завышается или занижается энергия диспергации в обоих вариантах. В экспериментах [84] в среде аргона диспергация Al-частиц $R=50$ нм, $d=2$ нм не происходила, а в воздухе при схожих условиях – происходила. Этот факт объясняется изменением свойств оксидной пленки при нагреве – аморфный Al_2O_3 переходил в состояние γ -фазы (размер кристалла 5 нм). Если в Ar средняя толщина оболочки не менялась, то надо допустить появление разрывов в ней при нагреве и снижение прочности ($d=2$ нм, в аморфном состоянии $\sigma_m \sim 1$ ГПа). В воздухе или атмосфере H_2O/CO_2 оболочка увеличивает среднюю толщину и прочность за счет доокисления ядра ($d=5$ нм, для γ -фазы $\sigma_m \sim 10$ ГПа). Энергия деформации возрастает в десятки раз, что достаточно для диспергации.

В отличие от энергии динамического давления, энергия деформации позволяет при некоторых R преодолеть энергетический порог диспергации (рис. 4.2). Так, должны выполняться энергетические неравенства, из которых следуют

ограничения сверху на размеры диспергирующихся частиц. В предположении о недеформируемой оболочке и сжатом ядре имеем: для объемной диспергации $W_{\min(\max)} > W_1$, $R_1 < (d\sigma_m / \sqrt{6})^{3/2} / K\sqrt{\sigma_s} \sim 2.2 \text{ нм}$; для поверхностной диспергации $W_{\min(\max)} > W_2$, $R_2 < \frac{\pi^2}{32K\sigma_s} \cdot (d\sigma_m)^2 \sim 6.7 \text{ нм}$. В другом предположении о недеформируемом ядре имеем: для объемной диспергации $W_{\min(\max)} > W_1$, $R_1 < (3.7d\sigma_m / \sqrt{28})^{3/2} / K\sqrt{\sigma_s} \sim 5.4 \text{ нм}$; для поверхностной диспергации $W_{\min(\max)} > W_2$, $R_2 < \frac{13.7\pi^2}{448K\sigma_s} \cdot (d\sigma_m)^2 \sim 20 \text{ нм}$. Сильная неопределенность в диапазонах значений относительных деформаций при фиксированном R , которая задается неопределенностью толщин оболочек 2 - 5 нм, и предельного механического напряжения в оболочке 1 - 10 ГПа, приводит к большим разбросам в энергетических оценках. Можно еще увеличить максимальные размеры диспергированных наночастиц в энергетических оценках (не показано на рис.4.2) за счет увеличения σ_m . В [54] на стр.65, табл. 3.32 для нитевидных кристаллов “усов” из Al_2O_3 даны $\sigma_m = 28\text{-}42 \text{ ГПа}$ в н.у., при которых $R_1 < 46 \text{ нм}$, $R_2 < 352 \text{ нм}$ (вариант расчета с учетом энергии деформации оболочки). Отметим, что механизм диспергации не работает для частиц $R=1 \text{ мкм}$ и больше, где преобладает диффузионный механизм окисления алюминия через оболочку.

Из других соображений можно получить оценку снизу на размеры диспергируемых наночастиц. Согласно (4.3) следует более быстрое уменьшение размеров исходных наночастиц по сравнению с размерами капиллярных волн и вторичных кластеров (рис. 4.1), так что рано или поздно их размеры сравниваются. Физически это означает прекращение диспергации и ограничивает снизу допустимые размеры наночастиц $R \approx r > \sigma_s / \rho c^2 \sim 10^{-11} \text{ м}$. Точнее будет сказать, что диспергация прекращается, если по периметру с противоположных сторон ядра укладывается по одной пучности стоячей волны $2\pi R_0 \sim \lambda_0 \sim \sigma_s / 2\pi \rho c^2 \sim 10^{-12} \text{ м}$. Минимальная длина волны должна быть больше радиуса атома Al $1.43 \cdot 10^{-10} \text{ м}$

и, тем более, больше радиуса Бора $5 \cdot 10^{-11}$ м, т.е. формула носит характер очень грубой оценки, т.к. выходит за рамки модели сплошной среды.

В более строгой постановке задачи надо учесть, что часть поверхности жидкого ядра при диспергации контактирует с оболочкой (для параметров оболочки далее будет использован индекс sh). Поэтому колебания поверхности ядра уже не будут чисто капиллярными. Тем не менее, из принципа равенства частот (частота в обоих случаях задается одним и тем же спектром ударного воздействия и колебаниями оторвавшихся сферических фрагментов) следует, что кластеры в обоих случаях (при разных типах колебаний) должны быть одинаковыми по размеру. Это возможно, но по закону сохранения массы для несжимаемой жидкости в кластере и в исходном пике возмущения поверхности ядра наночастицы большей длины волны одного из типов колебаний должна соответствовать меньшая амплитуда. Для оценки ω_{sh} можно пользоваться формулой частоты колебаний тонкой упругой пластинки [41], примыкающей к бесконечно глубокой несжимаемой жидкости, $\omega_{sh}^2 = \frac{4}{3} \frac{\pi^4 d^2}{(1-\sigma^2)\lambda^4} \cdot \frac{E_{sh}}{\rho_{sh}} \sim 130 \frac{d^2}{\lambda^4} \cdot c_{sh}^2$,

где $\lambda \ll 2\pi d \rho_{sh} / \rho$, коэффициент Пуассона Al_2O_3 $\sigma = 0.25$, объемная скорость звука в Al_2O_3 $c_{sh} = 7830$ м/с [54]. В отличие от случая чисто капиллярных волн, где $\lambda = \pi r$, из равенства круговой частоты колебаний кластера и ω_{sh} следует их

нелинейная зависимость (СИ): $r \approx 0.39 \left(\frac{\sigma_s}{\rho d^2 c_{sh}^2} \right)^{1/3} \cdot \lambda^{4/3} \approx (42 \div 23) \cdot \lambda^{4/3} \ll \lambda$ (при $d = 2 \div 5$ нм).

Кроме того, можно записать равенство круговой частоты, ограничивающей спектр ударного импульса, и ω_{sh} : $\pi \frac{c}{R} \approx 10 \frac{c_{sh}}{\lambda^2} \cdot d$ или $R \approx \frac{\pi c}{10 c_{sh} d} \lambda^2$. Диспергация прекращается, если по периметру с противоположных сторон ядра укладывается по одной пучности стоячей волны

$$2\pi R_0 \sim \lambda_0 \sim 5c_{sh}d / \pi^2 c \sim 1.7 \div 4.2 \text{ нм} \quad (4.4).$$

Оценка минимальной длины волны (4.4), полученная для колебаний оболочки примыкающей к жидкому ядру, дает минимальный размер кластера

$r_{\min} \sim (42 \div 23) \cdot \lambda_0^{4/3} = 0.9 \cdot 10^{-10} \div 1.6 \cdot 10^{-10}$ м и минимальный размер исходной частицы $R_0 \sim 0.3 \div 0.7$ нм.

Возникшие после диспергации наночастиц кластеры должны распределяться по размерам. В первый момент, сразу после диспергации, когда еще не надо учитывать коагуляцию кластеров, есть два фактора, влияющих на функцию их распределения: 1) исходные наночастицы сами могут быть распределены по размерам, что влияет на дисперсию кластеров по формуле (4.3); 2) процесс диспергации носит резонансный характер, т.е. характеризуется параметрами резонансной кривой: частотой максимума и уширением.

Оценим первый фактор. Пусть исходное распределение наночастиц узкое (монодисперсное) $\Delta R \ll R$, тогда кластеры, согласно (4.3), распределены в диапазоне $\Delta r / r = \frac{2}{3} \Delta R / R$.

Для оценки второго фактора заметим, что при резонансном характере процесса диспергации волны деформации, возникшие в разных частях сферического слоя наночастицы, в результате их сложения должны усиливаться и образовывать стоячую волну. Длина временной когерентности в однородной среде $L = \lambda^2 / 2\Delta\lambda$, на которой еще может произойти интерференция, задается длиной волны и ее дисперсией. Причем, длина бегущей капиллярной волны равна удвоенной ширине пучности стоячей волны, а дисперсия определяется добротностью резонанса.

В область когерентности деформационных волн попадает вся наночастица, т.е. $L > R$. Таким образом, при капиллярных колебаниях из формулы длины когерентности L с учетом связи $\lambda = \pi r$ можно оценить сверху дисперсность длин волн и размеров образующихся жидких кластеров: $\Delta\lambda \sim \pi\Delta r < \pi^2 r^2 / 2R$. Из $r \ll R$ следует $\Delta r \ll r$, т.е. жидкие кластеры ($r = 4$ нм), полученные при капиллярных колебаниях, практически монодисперсны (оценка сверху):

$$\Delta r / r = \Delta\lambda / \lambda < \frac{\pi}{2} \sqrt{\sigma_s / \rho r} \cdot \frac{1}{c} < 0.1 \quad (4.5).$$

Добавим, что в случае учета в колебаниях взаимодействия ядра с оболочкой дисперсия тоже мала: $\Delta r / r = 4\Delta\lambda / 3\lambda < \frac{4\lambda}{3R} \approx 2\frac{d}{\lambda} \approx \sqrt{\frac{2d}{R}} \sim 0.2$ ($d = 2\text{нм}$, $R = 100\text{нм}$).

Проведем оценку снизу. Известна, например, добротность Q колебаний в твердом Al стержне в н.у.: продольные импульсы – 5900, сдвиговые импульсы – 19400 (для Al_2O_3 – 10^8 - 10^9 [54]). Там же отмечено, что с увеличением температуры добротность снижается, но конкретных данных нет. По определению добротности через ширину резонансной кривой $Q = \omega / \Delta\omega = \lambda / \Delta\lambda$. В нашем случае (далеко не таком идеальном по потерям энергии, как колебания Al стержня), должно выполняться: $\Delta r / r > 1 / Q \sim 10^{-4}$. Выполним оценку точнее – учтем вязкость расплавленного алюминия: для плоской поверхности раздела фаз добротность капиллярных колебаний вязкой жидкости [40] $Q = 2\pi / (1 - \exp(-4\pi\beta/\omega))$, где $\beta = 2\eta(\omega^4/\rho\sigma_s^2)^{1/3} \text{с}^{-1}$ – коэффициент затухания по амплитуде, $\eta = \rho\nu \approx 1.5 \cdot 10^{-3} \text{кг/м}\cdot\text{с}$ – динамическая вязкость жидкого Al, которая почти не меняется при 1200-1500К [89], ν – его кинематическая вязкость. Из формулы добротности капиллярных колебаний вязкой жидкости следует:

$$r/\Delta r = 2\pi / \left(1 - \exp\left(-8\pi\eta \cdot \left[\frac{2}{r\rho\sigma}\right]^{1/2}\right) \right) \approx 6.3 \quad (4.6).$$

Кроме потерь на вязкость могли быть еще и другие потери, поэтому $Q < 6.3$ и из (4.6) получим оценку снизу $\Delta r / r > 0.16$. Учитывая разнонаправленный характер нестрогих оценок сверху и снизу, приходим к выводу, что $\Delta r / r \sim 0.1 - 0.2$. Однако, из фотографий эксперимента [84] следует, что образовавшиеся кластеры могут отличаться по размерам в разы, что противоречит оценкам. Возможно, ко времени выполнения фотографий жидкие кластеры уже успели частично коагулировать, т.к. они были заключены в раздувшуюся оксидную оболочку, т.е. были чрезвычайно сжаты, а наши оценки коагуляцию не учитывали.

Согласно (4.5), как в случае капиллярных колебаний, так и колебаний оболочки в контакте с ядром, относительная дисперсность должна возрастать

при уменьшении размеров кластеров (из зависимости (4.6) тоже следует этот качественный вывод), а максимум относительной дисперсии $\Delta r / r \sim 1$ достигается при минимальном размере кластера.

4.2 Теоретическое обоснование взаимосвязи распределений исходных наночастиц и кластеров (фрагментов диспергации)

Для построения модели распределения наночастиц/кластеров по размерам можно применить аналогию с максвелловским концентрационным распределением молекул газа по скоростям [90]

$$dn / dv = 4\pi v^2 n_0 (m / 2\pi kT)^{3/2} \exp(-mv^2 / 2kT) \quad (4.7),$$

если в процессе генерации наночастиц/кластеров велика роль случайности, отсутствует резонанс с ярко выраженной резонансной кривой (или добротность процесса получения наночастиц/кластеров низкая). Причем, распределение (4.7) может быть представлено в виде

$$dn / dv = (4n_0 / \sqrt{\pi} \cdot v_p) \cdot (v / v_p)^2 \cdot \exp(-v^2 / v_p^2) \quad (4.8),$$

где v_p – наиболее вероятная скорость (медиана), n_0 – концентрация всех частиц.

На примере образования кластеров укажем причину для аналогий: кинетическая энергия молекулы газа $mv^2/2$ и поверхностная энергия кластера $4\pi\sigma_s r^2$ – квадратичные функции, соответственно, от модуля скорости v или от радиуса r . Если аналогом скорости v является радиус r , то масса молекулы газа m аналогична комплексу $8\pi\sigma_s$ для кластера. Средняя кинетическая энергия на одну молекулу газа $3kT/2$ аналогична средней энергии диспергации на один кластер W/N , где W – энергия, подводимая к исходному объему материала в акте диспергации, N – количество образовавшихся кластеров из исходного объема.

При выводе распределения Максвелла для газа предполагается, что распределение проекций скоростей по трем осям x, y, z – гауссово [90]. Гауссово распределение проекций скоростей переходит в максвелловское распределение модуля скорости, поскольку выполняется $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$. Аналогично, для

радиусов кластеров верна формула $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$, где x, y, z - координаты их поверхностей, которые предположительно распределены по гауссовому закону в собственных системах координат кластеров. Из гауссова распределения координат следует максвелловское распределение радиусов кластеров.

Будем описывать акт образования кластеров из частицы (диспергацию) распределением скорости генерации кластеров q по размерам. Поэтому концентрацию газа n в распределении Максвелла (4.7) заменим скоростью генерации кластеров при диспергации $q = dn/dt$. По аналогии с (4.8), для кластеров с наиболее вероятными радиусами r_p получим:

$$dq/dr = (4q_0/\sqrt{\pi} \cdot r_p) \cdot (r/r_p)^2 \cdot \exp(-r^2/r_p^2) \quad (4.9).$$

Известно, что наиболее вероятная скорость в максвелловском распределении равна $v_p = \sqrt{2kT/m}$ [90]. По аналогии, наиболее вероятный радиус кластера равен

$$r_p = \sqrt{W/6\pi\sigma_s N} \quad (4.10),$$

где N – количество осколков со среднемассовым радиусом r_m . По закону сохранения массы $N = R^3/r_m^3$, тогда $\sqrt{W/6\pi\sigma_s N} = \sqrt{WK^3 r_p^3/6\pi\sigma_s R^3}$, где $K = r_m/r_p$, R – радиус исходного объема (частицы). Из (4.10) $r_p = \sqrt{WK^3 r_p^3/6\pi\sigma_s R^3}$ или $r_p = 6\pi\sigma_s R^3/WK^3$. Действительно, независимо от типа распределения, с ростом затраченной энергии W на диспергацию из фиксированного объема, повышается мелкость распыла [106], т.к. энергия расходуется на увеличение поверхностной площади $W = N \cdot 4\pi\sigma_s r_m^2 - 4\pi\sigma_s R^2 = 4\pi\sigma_s R^2 \cdot (R/r_m - 1)$, $W \rightarrow_{N \gg 1} 4\pi\sigma_s R^3/r_m$. Последнее выражение, при $K = \sqrt{3/2}$, соответствует (4.10), чем подтверждает (4.9) для случайного процесса. Даже в условиях [84] при резонансной диспергации оксидированной Al частицы $R=50-100$ нм на кластеры $r=4-6.3$ нм при необходимой энергии $W \sim 10^{-12}$ Дж, размеры кластеров согласуются с оценкой (4.10) $r_p = 6\pi\sigma_s R^3/WK^3 = 2-17$ нм. Тут коэффициент поверхностного натяжения $\sigma_s \approx 0.67$ Н/м [54].

Заменим распределение кластеров их среднемассовой фракцией в единичном акте диспергации, но учтем, что распадается не одна наночастица, а целый ансамбль наночастиц. Тогда для нахождения распределения среднемассовых кластеров dq/dr_m воспользуемся распределением исходных наночастиц dQ/dR и преобразованной формулой (4.3), связывающей размеры R и r_m :

$$r_m \approx (\sigma_s / \rho)^{1/3} \cdot (R/c)^{2/3} \quad (4.11)$$

или $dR/R = 3 \cdot dr_m / 2 \cdot r_m$. Тут c и ρ – скорость звука и плотность в жидком Al-ядре. В (4.11) учитывается возбуждение нижней моды колебаний кластера, соответствующей минимальной энергии W . Учтем также несжимаемость жидкости при диспергации

$$r_m^3 \cdot dq = R^3 \cdot dQ \quad (4.12).$$

Из (4.11), (4.12) получим связь между распределениями кластеров и наночастиц:

$$dq/dr_m = (3R^4/2r_m^4) \cdot (dQ/dR) = 1.5 \cdot (\rho c^2 R / \sigma_s)^{4/3} \cdot (dQ/dR) \quad (4.13).$$

Распределение исходных наночастиц по размерам зависит от способа их получения. В [91, 92] оксидированные наночастицы алюминия получены методом плазменной переконденсации крупного порошка прекурсора в дуговом разряде. Метод не предполагает влияния резонансных эффектов на распределение получаемых наночастиц, поэтому будем считать распределение наночастиц максвелловским (4.9) – $dQ/dR = (4Q_0/\sqrt{\pi} \cdot R_p) \cdot (R/R_p)^2 \cdot \exp(-R^2/R_p^2)$. С учетом этого, из (4.13): $dq/dr_m = (6Q_0/\sqrt{\pi} R_p) \cdot (R/R_p)^2 \cdot (\rho c^2 R / \sigma_s)^{4/3} \cdot \exp(-R^2/R_p^2)$. Пусть r_* – среднемассовый радиус кластера, который образуется при распаде наночастицы с наиболее вероятным радиусом R_p . Из (4.11) $r_* = (R_p/c)^{2/3} \cdot (\sigma_s/\rho)^{1/3}$. Тогда из (4.12) и (4.13) распределение кластеров с r_m , полученных при диспергации ансамбля наночастиц:

$$dq/dr_m = (6q_0/\sqrt{\pi} \cdot r_*) \cdot (r_m/r_*)^5 \cdot \exp(-r_m^3/r_*^3) = B \cdot (r_m/r_*)^5 \cdot \exp(-r_m^3/r_*^3) \quad (4.14).$$

Дифференцируя (4.14) по r_m и приравнявая выражение к нулю, найдем наиболее вероятный радиус среднемассового кластера: $r_{pp} = (5/3)^{1/3} \cdot r_*$. Распределение (4.14) примет вид: $dq = (6q_0 / \sqrt{\pi}) (5/3)^2 \cdot (r_m / r_{pp})^5 \cdot \exp(-5r_m^3 / 3r_{pp}^3) \cdot dr_m / r_{pp}$.

Выразим среднемассовый радиус r_{mm} кластера от полного распределения (4.14) через наиболее вероятный r_{pp} : $r_{mm}^3 = \int_0^\infty r_m^3 \cdot dq / \int_0^\infty dq$. Получим $r_{mm} = (6/5)^{1/3} r_{pp}$.

Необходимо указать границы применения распределения кластеров без учета квантовых эффектов. Соотношение неопределенностей может быть выражено через параметры времени и энергии $\Delta t \cdot \Delta W_{\min} \sim h$. Подставим в соотношение энергию минимального кластера $\Delta W = 4\pi\sigma_s r_{\min}^2$, на который начинают влиять квантовые эффекты, и время его образования $\Delta t < R/c$. Тогда с учетом (4.11) получим условие применимости понятия “сплошная среда”: $r > r_{\min}$, где $r_{\min} = (h/4\pi)^{2/7} \cdot (\rho\sigma_s)^{1/7} \approx 0.05$ нм. Действительно, как известно, понятие “сплошная среда” не применимо на масштабах радиуса Бора ~ 0.05 нм. Для эксперимента [84] (время диспергации $\Delta t = 10^{-11}$ с, $\Delta W = 4\pi\sigma_s r^2 \approx 1.3 \cdot 10^{-16}$ Дж) хорошо выполняется предположение о “сплошной среде”, т.к. из соотношения неопределенности $\Delta W_{\min} \sim h / \Delta t \approx 6 \cdot 10^{-23}$ Дж следует $\Delta W \gg \Delta W_{\min}$, т.е. для условий [84] обосновано применение (4.11) и времени диспергации $\Delta t = R/c$. Продолжим проверку внутренней непротиворечивости механизма диспергации. В рамках этого подхода кинетическая энергия пучности стоячей волны в жидком ядре наночастицы ΔW :

$$\Delta W \sim mv^2 \sim \rho r^3 \omega^2 A^2 \quad (4.15).$$

Причем A (амплитуда колебаний) должна быть мала по сравнению с длиной волны. Последняя, согласно резонансному механизму диспергации, линейно связана с радиусом кластера и равна:

$$\lambda = \pi r \quad (4.16).$$

Из (4.15) и (4.16) при $A \ll \lambda$ следует $\Delta W \ll \pi^2 \rho r^5 \omega^2$. Действительно, зная минимальную частоту колебаний кластера $\omega^2 = 8\sigma_s / (\rho \cdot r^3)$ [40], получим

$\pi^2 \rho r^5 \omega^2 \sim \pi^2 8 \sigma_s r^2 \sim 2 \pi^2 \Delta W \gg \Delta W$, т.е. формула $\lambda = \pi r$ (4.16), согласуется с гипотезой о малых амплитудах колебаний.

Распределение потока кластеров среднемассовых размеров от максвелловского ансамбля наночастиц (4.14), и нормальное распределение кластеров для каждого единичного акта диспергации $(q_0 / \sqrt{2\pi} \mu r_p) \cdot \exp\left(-(r - r_p)^2 / \mu^2 r_p^2\right)$ необходимо учитывать совместно для итогового ансамбля кластеров. Это было выполнено численно путем суммирования нормальных распределений кластеров от отдельных актов диспергации (с учетом различных видов дисперсий $\mu_{1,2,3}$). Причем, нормальным распределениям для отдельных актов диспергации были присвоены статистические веса согласно распределению среднемассовых кластеров (4.14), полученному из исходного максвелловского распределения наночастиц (4.9).

4.3 Дисперсия распределения кластеров в случаях поверхностной/объемной диспергации одиночной наночастицы

Ранее в резонансном механизме диспергации предполагалось, что после отсоединения оболочки возникают капиллярные колебания свободной поверхности жидкого ядра наночастицы и диспергация поверхности ядра на кластеры $r=4\text{нм}$ при $R = 100\text{нм}$. “Капиллярная” дисперсия, как для самих волн $\mu_1 = \Delta\lambda / \lambda$, так и для размеров кластеров $\mu_1 = \Delta r / r$, одинакова в силу соотношения (4.16). Она оценивается (см. формулу (4.5)) из требований когерентности волн деформации на поверхности ядра

$$\mu_1 < (0.5\pi / c) \cdot \sqrt{\sigma_s / \rho r} \approx 0.1 \quad (4.17).$$

Аналогично, взаимодействие ядра с оболочкой $d=2\text{нм}$ оценивается дисперсией:

$$\mu_2 = \Delta r / r = 4\Delta\lambda / 3\lambda < 4\lambda / 3R \approx 2d / \lambda \approx \sqrt{2d / R} \approx 0.2 \quad (4.18).$$

Другой способ оценки дисперсии при поверхностной капиллярной диспергации – использовать формулу добротности колебаний $Q = 2\pi / \left(1 - \exp\left(-8\pi\eta \cdot [2 / r \rho \sigma_s]^{1/2}\right)\right)$ [40] с учетом динамической вязкости жидкого Al

ядра $\eta = 1.5 \cdot 10^{-3}$ кг/м·с, которая почти не меняется при 1200-1500К. По определению добротности через ширину резонансной кривой имеем:
 $Q = \omega / \Delta\omega = \lambda / \Delta\lambda$. Откуда, согласно (4.16), следует:
 $r/\Delta r = 2\pi / \left(1 - \exp\left(-8\pi\eta \cdot [2/r\rho\sigma_s]^{1/2}\right)\right)$. Если $r \gg 128\pi^2\eta^2/\rho\sigma_s$, то $r/\Delta r \approx [r\rho\sigma_s/2]^{1/2}/4\eta$
или $\mu_1^* = \Delta r/r \approx 4\eta \cdot [2/r\rho\sigma_s]^{1/2}$. Оценки μ_1 и μ_1^* одинаково зависят от радиуса r , и почти совпадают в условиях [84]. Похожая оценка для добротности приводится в [93]: $Q = \sqrt{Lp/3}$, где $Lp = 2R\rho\sigma_s/\eta^2$ - число Лапласа.

Из экспериментов [84] косвенно следует, что диспергация происходит преимущественно из всего объема ядра, т.к. на фото (после диспергации наночастицы) среди мелких кластеров не наблюдается более крупной центральной части ядра. Кроме того, в [84] есть фотосвидетельства, что в процессе диспергации ядро проходит стадию сильного увеличения объема, что не характерно для поверхностной диспергации. Оценим дисперсию размеров кластеров при объемной диспергации наночастицы μ_3 , неучтенную ранее. В жидком ядре за время разрушения оболочки происходит резкое падение давления: от давления разрушения оболочки $p_1 = 2\sigma_m d/R$ до лапласова давления свободной поверхности жидкого ядра $p_2 = 2\sigma_s/R \approx p_1/28.6$, где $\sigma_m = 1-10$ ГПа – разрушающее механическое напряжение в оболочке. Жидкость (расплавленный Al) переходит в неустойчивое перегретое состояние. В местах пучностей стоячих волн возникают разрывы сплошности, т.е. образуются зародыши пузырей). В процессе отсоединения оболочки происходит объемное вскипание перегретой жидкости в ядре и рост пузырей, с утончением перемычек и последующим их разрушением на кластеры. Известна формула Миннерта [94] для собственной частоты радиальных адиабатических пульсаций уединенного пузырька радиуса R_b :

$$\nu = \sqrt{(3\gamma p_{1,2}/\rho) + (2\sigma_s(3\gamma - 1)/\rho R_b)} / 2\pi R_b \quad (4.19),$$

где γ коэффициент Пуассона для ядра. В рамках резонансного механизма приравниваем частоту собственных колебаний жидкого сферического кластера к частоте пузырька (4.19), и при p_1 получаем:

$$8\sigma / r^3 = ((6\gamma\sigma_m d / R) + (2\sigma_s (3\gamma - 1) / R_b)) / R_b^2 \quad (4.20),$$

где $R = c\sqrt{\rho r^3 / \sigma_s}$ – радиус ядра наночастицы (4.3). Для оксидированных наночастиц Al в (4.20) преобладает первое слагаемое, тогда $r^{3/2} \ll \sigma_m d / c(\sigma_s \rho)^{1/2} R_b \approx 10^{-4} / R_b$ и

$$8\sigma_s / r^3 = 6\gamma\sigma_m d / (R \cdot R_b^2) = 6\gamma \cdot \sigma_m \cdot \sigma_s^{1/2} \cdot d / (c \cdot r^{3/2} \cdot \rho^{1/2} \cdot R_b^2) \quad (4.21).$$

Из формулы (4.21) размер зародыша пузыря связан с размером кластера:

$$R_b \approx \sqrt{3\gamma\sigma_m d / [4c(\rho\sigma_s)^{1/2}]} \cdot r^{3/4} \quad (4.22).$$

Приравняв длительность ударного импульса разрушения оболочки к полупериоду колебаний пузыря, согласно резонансному механизму [88], с учетом (4.3), получим независимо от (4.22):

$$R_b = \sqrt{6\gamma\sigma_m d / \pi^2 c(\rho\sigma_s)^{1/2}} \cdot r^{3/4} \approx 9 \cdot 10^{-6} \cdot r^{3/4} \quad (4.23).$$

Из (4.22) или (4.23), с учетом (4.11), найдем $R_b \sim R^{1/2}$. Практически полное совпадение формул (4.22) и (4.23), выведенных из принципа равенства частот для разных пар объектов (зародыш пузыря и жидкий кластер, ударный импульс и зародыш пузыря), служит доказательством универсальности этого принципа. Наконец, известна формула Релея для времени схлопывания пузырька в процессе кавитации $t = 0.915 R_b \sqrt{\rho / p_1}$ (СИ) [95]. Если времена схлопывания и роста пузырька равны, то приравнивая их к полупериоду колебаний кластера, с учетом $p_1 = 2\sigma_m d / R$ и $R = c\sqrt{\rho r^3 / \sigma_s}$, находим результат очень близкий к (4.22), (4.23):

$$R_b \approx \pi \sqrt{\rho r^3 / 8\sigma_s} / 0.915 \quad (4.24).$$

Таким образом, для наночастиц 10нм-1мкм получена непротиворечивая иерархия масштабов: $R > r > R_b$ и $R \sim r^{3/2} \sim R_b^2$. Центры зародышей пузырей совпадают с пучностями волн деформации отстоящими друг от друга на $\lambda/2$.

Количества зародышей пузырей $N_b \approx 32\pi R^3 / 3\lambda^3$ и кластеров $N = R^3 / r_m^3$ примерно равны, т.е. $\lambda/3 \approx r_m$ и дисперсия $\mu_3 = \Delta\lambda/\lambda = \Delta r/r$. Учитывая ограничение на длину когерентности волн $L = \lambda^2 / 2\Delta\lambda > R$ в ядре и формулу (4.3), приходим к выражению для μ_3 , аналогичному (4.17), т.е. $\mu_3 \approx \mu_1$. Заметим, что рост пузырей, и падение давления в ядре до p_2 приводит к уменьшению частоты в (4.19), что на первый взгляд противоречит теории резонансной диспергации. Однако, увеличившийся пузырь нельзя считать уединенным, т.е. формула (4.19) уже не применима. Пузыри сближаются, уменьшается масса колеблющейся жидкости между ними, компенсируя снижение частоты из-за падения давления. Кроме того, из-за потери устойчивости, энергия колебаний пузыря из радиальной моды переходит в тангенциальную моду капиллярных колебаний перемычки. В итоге, по-прежнему можно считать, что колебания происходят на частоте резонанса, а объемная диспергация сводится к поверхностной диспергации свободного ядра, как по среднемассовым размерам кластеров, так и по дисперсии.

4.4 Результаты расчетов воспламенения в парах $\text{CO}_2/\text{H}_2\text{O}$ при диспергации Al наночастиц без учета их распределения

На рис. 4.1 показаны результаты исследования механизма диспергации (без учета ограничений) по формуле (4.3), которые послужили основой для исследования механизма воспламенения (рис. 4.3.a,b). Видно, что увеличение размера частицы при ее диспергации сопровождается нелинейным увеличением размеров кластеров r , числа атомов в кластерах i , и их количества N . Для оценки максимального числа кластеров $N_{\max}$ использовалось предположение о несжимаемости жидкости и о равенстве объемов ядра и кластеров. Минимальное количество кластеров $N_{\min}$ находилось в предположении, что они образуются только из поверхностного слоя ядра. Например, уменьшение размера частицы в 3 раза приводит к уменьшению размера кластера в 2 раза и к уменьшению их количества в 2.1 - 3.4 раза.

На рис. 4.2.a,b показана область размеров исходных наночастиц, удовлетворяющих энергетическому критерию механизма диспергации: слева – при нерастяжимой оболочке, а справа – при недеформированном ядре. Видно, что объемная диспергация ограничена сверху размером частиц R_1 , а поверхностная – R_2 . Причем $R_1 < R_2$, а предположение о недеформированном ядре увеличивает $R_{1,2}$.

При диспергации Al наночастицы $R = 50$ нм, покрытой оксидной оболочкой $d \sim 2-5$ нм, из (4.3) получаем жидкие кластеры $r = 4$ нм (рис. 4.1), что хорошо согласуется с прямыми измерениями их размеров [84] при диспергации быстрым нагревом от лампы вспышки. Таким образом, формула (4.3) получила свое экспериментальное подтверждение.

В экспериментах [84] в среде аргона (Ar) диспергация Al-частиц $R=50$ нм не происходила, а в воздухе при схожих условиях – происходила. Этот факт можно объяснить изменением свойств оксидной пленки при нагреве – аморфный Al_2O_3 переходил в состояние γ -фазы (размер кристалла 5 нм). В Ar средняя толщина оболочки не менялась, но в ней появлялись разрывы, и снижалась прочность. Поэтому накопленной при дальнейшем нагреве энергии деформации не хватало для диспергации. На рис.4.2.a,b это примерно соответствует $\varepsilon_{\min}$ ($d=2$ нм, $\sigma_m = 1$ ГПа). В воздухе или атмосфере H_2O/CO_2 пленка увеличивает толщину и прочность за счет окисления ядра, что примерно соответствует $\varepsilon_{\max}$ ($d=5$ нм, $\sigma_m = 10$ ГПа) на рис.4.2.a,b. Поэтому энергии деформации уже может оказаться достаточно для диспергации. Там же штрихпунктиром показана величина быстрого нагрева ($dT < 1400$ К – от температуры плавления ядра до температуры плавления оболочки), обеспечивающая необходимую деформацию. Считалось, что быстрый нагрев всегда начинается с температуры плавления. Тепловой эффект при росте толщины пленки и ограничения $R_{1,2}$ не учитывались. В этом случае для диспергации с уменьшением R необходимо увеличивать dT . При $\varepsilon_{\min}$ ($d=2$ нм, $\sigma_m = 1$ ГПа) для диспергации частицы с размером расплавленного ядра

$R > 0.3 \text{ нм}$ достаточно быстрого его нагрева на $dT_{\min}$. При $\varepsilon_{\max}$ ($d = 5 \text{ нм}$, $\sigma_m = 10 \text{ ГПа}$) для диспергации частицы с $R > 7.5 \text{ нм}$ (грубая оценка) – расплавленное ядро следует быстро нагревать на $dT_{\max}$. Чтобы при $\varepsilon_{\max}$ диспергировать частицы с ядрами $3.7 \text{ нм} < R < 7.5 \text{ нм}$ необходимо быстро нагревать их из нерасплавленного состояния. Частица с ядром $R < 3.7 \text{ нм}$ не диспергируется – это нижний температурный предел при $\varepsilon_{\max}$.

При анализе времени и температуры газофазного воспламенения Al (после диспергации) использовались результаты [96], показанные на рис.4.3.a,b и рис. 4.4.a,b. Там же, в [96], описан кинетический механизм. Моделирование проводилось в приближении замкнутого адиабатического реактора постоянного объема. Ранее разработанные кинетические механизмы окисления алюминия обладают существенным недостатком: они описывают переход алюминия из жидкой фазы в газовую в виде простой обратимой одношаговой псевдохимической реакции $\text{Al}(l) \leftrightarrow \text{Al}(g)$ с константой скорости обратной реакции $k^-(T) = 10^{14} \text{ с}^{-1}$, что не дает возможности исследовать процессы окисления в зависимости от размеров исходных кластеров. В данной работе для описания окисления Al кластеров в газовой среде $\text{CO}_2\text{-H}_2\text{O}$ в качестве базового был взят детальный кинетический механизм [97], который содержит 363 химические реакции с участием 92 компонентов, среди которых: Al, Al(l), Al_nO_m , $\text{Al}_2\text{O}_3(l)$, $\text{Al}(\text{OH})_m$, AlO_2H , O_n , CO_n , H_n , HO_n , H_2O_n , $n=1..2$, $m=1..3$. В предлагаемом механизме компонент Al(l), характеризующий жидкие частицы алюминия, заменен ансамблем кластеров Al_n ($n=1..999$), а реакция $\text{Al}(l) \leftrightarrow \text{Al}(g)$ заменена цепочкой реакций последовательного отсоединения Al атома от кластеров Al_n : $\text{Al}_n \leftrightarrow \text{Al}_{n-1} + \text{Al}$, $n=2..250$.

Реакции цепочки описывают процесс испарения кластеров и являются обратимыми. Ограничение сверху $n \leq 250$ на число мономеров в кластере (диаметр кластера Al_{250} составляет $\sim 3 \text{ нм}$) выбрано из условия хорошего совпадения химического потенциала такого кластера с его значением для жидкой капли [98]. Константы скоростей последовательных присоединений мономеров к кластеру (обратные реакции конденсации) рассчитывались по

теории простых столкновений. Константы скорости прямых реакций были определены на основе принципа детального равновесия, а необходимая для этого аппроксимация зависимости химического потенциала от числа мономеров в кластере была выполнена в [98] на основе данных [99] для кластеров с малым числом мономеров $n=1 \dots 10$.

Для модельного исследования воспламенения (рис. 4.3.a,b) были выбраны частицы с ядрами: 1) $R = 8.6$ нм, которые диспергируются согласно (4.3) на кластеры Al_{250} , в количестве $N = 40 - 290$ штук; 2) $R = 5.4$ нм – Al_{100} , $N = 30 - 180$; 3) $R = 3.9$ нм – Al_{50} , $N = 25 - 130$. Как другой предельный случай, на рис. 4.3.a,b показано время задержки воспламенения τ_{in} крупной ($R > 1$ мкм) неокисленной жидкой частицы $Al(l)$, для которой не работает механизм диспергирования. В случаях 1) – 3) время прогрева t частицы перед диспергацией не учитывалось, т.к., например, при $R \sim 50$ нм $t \sim \Delta T / \beta \sim 10^{-4} \div 10^{-6}$ с или $t \ll \tau_{in}$, где $\beta \sim 10^6 \div 10^8$ K/c скорость прогрева [84].

Видно (рис. 4.3.a,b): с уменьшением R в 2 раза время τ_{in} уменьшается на порядок при температуре диспергации $T_0 = \text{const}$. Пунктиром обозначено время диффузии радикалов в зоне воспламенения ~ 1 см, ограничивающее температуру воспламенения: чем больше R , тем T_{ign} выше. Случай, без учета размеров и диспергации частиц $Al(l)$, дает самые высокие τ_{in} и T_{ign} .

Из рис. 4.4.a следует, что для начальной температуры $T_0 > 1800$ K при учете диспергации наночастицы Al радиуса $R = 5.4$ нм на кластеры Al_{100} (с их последующей атомизацией) воспламенение в парах CO_2 происходит быстрее, чем в парах H_2O . Если алюминий рассматривается в жидком состоянии $Al(l)$ без учета размеров и диспергации частиц (рис. 4.4.b), то смена эффективности окислителей происходит только при $T_0 > 2200$ K.

4.5 Результаты расчетов параметров распределений наночастиц и кластеров, времени воспламенения и динамики ансамбля последних

На рис.4.5.a,b показаны данные эксперимента [100] по светимости воспламеняющихся в ударной волне наночастиц, аппроксимации наблюдаемого исходного распределения оксидированных наночастиц Al марки порошка “SkySpring 50nm” различными модельными кривыми. По измерениям авторов [100], средний диаметр этих частиц составил $D_r=73.2\text{ нм}$ с толщиной оксидного слоя $d=1.5\text{--}2.5\text{ нм}$, а среднемассовый диаметр - $D_m=80.9\text{ нм}$. Среди четырех различных марок порошка, представленных в [100], данная марка имела наиболее гладкую, физическую функцию распределения. Зная наиболее вероятное значение диаметра наночастиц можно восстановить их максвелловское распределение по формуле (4.9). На рис.4.5.b оно обозначено сплошной линией. Для этого среднее значение диаметра D_r пересчитывалось в наиболее вероятное $D_p = D_r \sqrt{\pi/4} \approx 65\text{ нм}$ (соотношение выводится в теории максвелловского распределения [90]). Чтобы определить диаметр жидкого ядра из диаметра наночастицы надо вычесть удвоенную толщину оксидной оболочки. Вне всякой связи с физической теорией ансамбль наночастиц был также описан параболой по методу наименьших квадратов (пунктир), что оказалось гораздо ближе к максвелловскому распределению (сплошная), нежели к логнормальному (штриховая). При быстром нагреве оксидированных наночастиц в воздушной ударной волне [100], предположительно, должна происходить диспергация по резонансному механизму. В статье [100] кластеров не наблюдали, но наблюдали следствия диспергации – воспламенение и горение алюминия (рис.4.5.a).

В настоящей статье невозможно смоделировать воспламенение частиц порошка “SkySpring 50nm”, т.к. при диспергации в значительной доле кластеров содержание мономеров превышает 1000 – предел для нашего кинетического механизма. Даже при замене распределения кластеров монодисперсной фракцией с наиболее вероятным размером, его величина $d_p \approx 4.3\text{ нм}$ превышает возможности кинетического механизма – 3.3 нм. Экспериментальные точки распределения ансамбля наночастиц (ромбы) напрямую пересчитывались в

точки распределения кластерного ансамбля (квадраты): их размеры вычислялись согласно (4.11), а количество – согласно (4.12). Кроме того, проверялась гипотеза о максвелловском распределении кластеров – была построена штриховая кривая по алгоритму, описанному выше для наночастиц, согласно формуле (4.9). Также, по формуле (4.13), находилось распределение среднемассовых вторичных кластеров, соответствующих исходному максвелловскому распределению наночастиц (см. рис.4.5.b сплошная линия). Последнее распределение кластеров (сплошная линия, уширение $\Delta r / r_p = 0.44$) выглядит более узким по сравнению с максвелловским (пунктир, $\Delta r / r_p = 0.80$), что согласуется с теорией резонанса. Из рис.4.5.b видно, что данные о среднемассовых размерах кластеров (квадраты) лучше совпадают с последним распределением (сплошная), нежели с максвелловским распределением (штрих).

Кроме того, аппроксимация данных о размерах кластеров (квадраты) параболой методом наименьших квадратов (черный пунктир) хорошо совпадает со сплошной кривой полученной по формуле (4.13), а со штриховой кривой максвелловского распределения – плохо. Итак, исходное распределение наночастиц в [100] (рис.4.5.b) удовлетворительно описывается максвелловским распределением и не является резонансным, а диспергация по предложенному в данной главе механизму, напротив, имеет резонансный характер и не описывается максвелловским распределением.

На рис.4.6 показаны символами экспериментальные данные [92] и разные типы модельных распределений для исходных наночастиц: нормальное (штрих), логнормальное (штрихпунктир) и максвелловское (сплошная). Распределения не сильно отличаются друг от друга и одинаково удовлетворительно описывают эксперимент. В статье [92] указывается, что наночастицы оксидированного алюминия получены плазменной переконденсацией в потоке аргона из порошка прекурсора микрочастиц Al со средним размером 10мкм (АСД-4) в дуговом разряде. Наночастицы, чтобы исключить коагуляцию и окисление, стабилизируются добавкой 7.5% масс. Ва (барий). Их средний диаметр составляет $D_r=86\text{нм}$ [92]. В соответствии с механизмом резонансной

диспергации было построено распределение кластеров при предполагаемом быстром нагреве наночастиц в ударной волне. Символами (квадраты) показан прямой пересчет распределения наночастиц в распределение кластеров по формулам (4.11) и (4.12). Сплошная кривая обозначает распределение среднемассовых размеров кластеров по формуле (4.13) на основе максвелловского распределения исходных наночастиц. Символы и кривая находятся в согласии между собой.

На рис. 4.7 показан пример из [91], когда максвелловское распределение хуже, чем нормальное и логнормальное распределения, соответствует экспериментальному распределению Al наночастиц с наиболее вероятным диаметром 61.5 нм. Этот факт требует дальнейших исследований, т.к. технология производства наночастиц с пиком их распределения $D=50-75$ нм в [91] заявлена такой же, как и в [92]. Возможно, причина расхождений - отсутствие стабилизации наночастиц добавками в [91].

Необходимо исследовать – насколько важен учет распределения кластеров по размерам при расчете времени воспламенения τ_{in} . Оно рассчитывалось в пакете программ CHEMKIN с использованием кинетического механизма [96], дополненного для описания испарения крупных кластеров реакциями $Al_n \leftrightarrow Al + Al_{n-1}$ с $n=251-999$, константы которых рассчитывались аналогично константам реакций $Al_n \leftrightarrow Al + Al_{n-1}$ с $n=2-250$. К сожалению, интерфейс пакета программ CHEMKIN ограничивает количество мономеров в кластерах $n < 1000$.

В таблице №4.1 показано сравнение модельных распределений с учетом различных дисперсий в одиночном акте диспергации в стехиометрической ($\phi=1$) смеси Al_n+Воздух при начальной температуре 1176 К и давлении 5.38 атм. Данные о смеси взяты из модельного расчета для условий полета с числом Маха $M=5$ на высоте 26 км (температура и давление воздуха: 218 К и 4200 Па). Соответственно на входе в камеру сгорания (после двухскачкового воздухозаборника внешнего сжатия) параметры газового потока были равны $T=726$ К, $P=117933$ Па, $M=2$. После организации прямого скачка, необходимого для диспергации и воспламенения порошка алюминия с $D=18$ нм, его

температура повышается до $T_0=1175$ К, а давление до $P_0=5.4$ атм. В этих условиях значения τ_{in} с учетом μ_1 и μ_3 слабо отличаются от варианта с распределением кластеров без учета дисперсий ($\tau_{in}^0=0.48$ мс) и между собой (~ на 10-20%), но существенно (~ в 2-3 раза) отличаются при учете μ_2 .

Таблица №4.1. Распределения кластеров Al и время их воспламенения в воздухе.

	Максвелловское распределение ансамбля оксидированных наночастиц Al с $D_p=18$ нм (информация об исходных объектах диспергации быстрым нагревом в ударной волне)					
Вид диспергации, вид дисперсии μ	Поверхностная/объемная диспергация, “капиллярная” дисперсия кластеров $\mu_{1,3}$			Поверхностная диспергация, дисперсия кластеров “оболочка/ядро” μ_2		
Модель кластерного ансамбля	Распределение	Монодисперсная фракция кластеров с r_p	Монодисперсная фракция кластеров с r_m	Распределение	Монодисперсная фракция кластеров с r_p	Монодисперсная фракция кластеров с r_m
Кол-во мономеров в Al_n	Al_1 - Al_{1000}	Al_{94}	Al_{126}	Al_1 - Al_{1000}	Al_{77}	Al_{368}
Кластеры с d , нм	0.3-3.3	1.5	1.55	0.3-3.3	1.4	2.37
τ_{in} , мкс: $\phi=1$, $T_0=1176$ К, $p_0=5.38$ атм	460	470	630	1260	380	1580
τ_{in} , мкс: усл. [100] $\phi=0.28$, $T_0=1500$ К, $p_0=20$ атм	8.0	6.5	8.3	18.6	5.6	17.8

В [100] (рис.4.5.а) указана экспериментальная зависимость от времени интегральной светимости при горении за ударной волной порошка “SkySpring 18nm” наночастиц оксидированного алюминия $D=18$ нм ($T_0=1500$ К, $P_0=20$ атм, $O_2/N_2=1/4$). Оценки показали, что в ударной волне происходит быстрый нагрев таких наночастиц (10^9 К/с), и возможна их диспергация на кластеры с последующей атомизацией и самовоспламенением, согласно резонансному механизму диспергации. По результатам моделирования жидкое ядро отдельной частицы за вычетом толщины оксидного слоя равно 12-13 нм. Ядро диспергируется на кластеры среднемассового диаметра 1.5 нм. Распределение

таких кластеров в диапазоне диаметров 0.3-3.3 нм учитывает 99% всего количества алюминия ядра. Максимальный диаметр 3.3 нм выбран из условия, чтобы в таком кластере помещалось ~1000 мономеров, т.е. чтобы удовлетворялись возможности нашего модифицированного кинетического механизма. Распределение наночастиц будем считать однопараметрическим, максвелловским, т.к. с одной стороны для порошка “SkySpring 18nm” в [100] нет информации о распределении наночастиц по размерам, а с другой стороны для порошка “SkySpring 50nm” максвелловское распределение удовлетворительно согласуется с экспериментом [100] (рис.4.5.b).

На рис.4.8 показаны варианты распределения кластеров по размерам после диспергации с учетом различных видов дисперсий $\mu_{1,2,3}$, согласно формулам (4.17), (4.18). Относительное уширение на высоте $1/\sqrt{2}$ от максимума для распределения среднемассовых кластеров, полученного на основе максвелловского распределения наночастиц, оказалось равно 0.43 (кривая 1, штрих). Относительное уширение для итогового распределения кластеров (кривая 2, сплошная), полученного численно на основе предыдущего распределения и с учетом дисперсии $\mu_{1,3}$ в актах диспергации отдельных наночастиц, оказалось несколько больше – 0.53. Для кривой 3 (пунктир) с учетом μ_2 уширение – 1.33.

Сразу после диспергации кластеры начинают излучать тепло достаточное для регистрации, т.к. их суммарная поверхность излучения резко возрастает даже без изменения температуры. Тогда по Fig.5a из [100] время воспламенения (8-13 мкс) можно оценивать от момента начала излучения до достижения пика его интенсивности, что примерно на порядок меньше времени горения (74 ± 20 мкс), указанного в статье. Действительно, после воспламенения, в процессе горения число излучающих частиц алюминия непрерывно падает, а их размеры растут, поэтому суммарная поверхность и интенсивность излучения (при постоянной температуре горения) также уменьшается. К сожалению, в статье [100] не указано, какое стехиометрическое соотношение было в смеси. Однако, для кривой Fig.5a была указана температура 3300 ± 250 К, соответствующая

максимуму свечения, которую при моделировании логично принять за максимальную температуру горения. По пиковой температуре эксперимента был подобран необходимый коэффициент стехиометрии $\phi=0.28$ (если пересчитать содержание алюминия в наночастицах на количество их атомов в газе после полного испарения кластеров). Предполагалось, что перед воспламенением наночастицы диспергируют на кластеры, которые успеют испариться вплоть до мономеров, а последние успеют равномерно заполнить весь объем. Действительно, зная ϕ и начальные условия [100], можно найти концентрацию исходных наночастиц $N \sim 8.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ или $1.4 \cdot 10^{-4} \text{ моль}^{-1} \cdot \text{м}^{-3}$ (в мольных долях $7 \cdot 10^{-7}$). Среднее расстояние между наночастицами оценим, как $\ell \sim N^{-1/3} \sim 200 \text{ нм}$. Не учитывая разлет кластеров при диспергации, оценим снизу радиус распространения мономеров вокруг наночастицы, как радиус их диффузии за время воспламенения $R_D = \sqrt[4]{\frac{3R_g T_0}{M_{Al}}} \cdot \sqrt{\frac{\tau_{in}}{n_{Al} \cdot \sigma_{Al}}} \sim \ell$, где $M_{Al}, n_{Al}, \sigma_{Al}$ – молярная масса, концентрация, и газокинетическое сечение атомов алюминия, R_g – газовая постоянная. Эта оценка подтверждает предположение о гомогенности смеси. Расчетное время воспламенения смеси с таким ϕ составило $\sim 8\text{-}18 \text{ мкс}$ (в зависимости от типа распределения, см. таблицу), что хорошо согласуется с экспериментом. Для Al наночастиц наиболее вероятный диаметр кластера составляет 1.5 нм (при $\mu_{1,3}$), что соответствует кластеру Al₉₄. На рис. 4.9 показана эволюция распределения Al кластеров перед воспламенением в этом режиме для дисперсии μ_1 . Распределение кластеров при упрощенном подходе заменяют монодисперсными фракциями: с наиболее вероятным или среднемассовым размером. Для условий [100], из рис. 4.9 видно, что с течением времени распределение деформируется – увеличивается мелкая фракция и уменьшается крупная фракция кластеров. После воспламенения фактически остаются только мономеры Al. Замена начального ансамбля кластеров с μ_1 монодисперсной фракцией Al₉₄ ($d_p=1.5 \text{ нм}$) приводит к уменьшению τ_{in} на 20%, а фракцией Al₁₂₆ ($d_m=1.55 \text{ нм}$) – к увеличению τ_{in} на 4%. Для кластеров с

дисперсией μ_2 отличия более существенны. Напротив, для кластеров с дисперсией μ_3 результаты весьма похожи на результаты с μ_1 . Причем, расчеты с дисперсиями $\mu_{1,3}$ показали хорошее согласие и с экспериментом [100]. Расчеты с дисперсией μ_2 – несколько хуже согласуются с [100]. Оказалось, независимо от вида дисперсии $\mu_{1,3}$, истинное распределение кластеров лучше заменять кластерами среднемассовых размеров, нежели кластерами наиболее вероятных размеров.

Сравнивая расчетные данные таблицы №4.1 для условий с разными начальными температурами и давлениями, видим, что с их ростом время воспламенения смесей для одних и тех же распределений сильно уменьшается, что типично и соответствует ожиданиям.

Выводы к главе 4

1) Получена нелинейная зависимость среднего размера кластеров от размера диспергируемой наночастицы. С увеличением частицы растет средний размер кластеров.

2) Достигнуто хорошее совпадение расчетов по предложенному механизму диспергации с экспериментами [84] на количественном (радиус кластеров) и качественном уровне (объяснены различиями в фазовых превращениях оксидной оболочки: отсутствие диспергации в аргоновой среде, ее наличие - в воздушной среде).

3) Оценки показали наличие верхнего и нижнего предела размера диспергируемой наночастицы Al: наиболее реалистичное значение нижнего предела ~ 1 нм.

4) Получена оценка дисперсии размеров некоагулирующих вторичных кластеров в зависимости от размера исходной частицы, причем дисперсия кластеров должна возрастать с уменьшением их размеров.

5) Моделирование показало, что для окислителей ($\text{CO}_2/\text{H}_2\text{O}$) с уменьшением в несколько раз размеров оксидированных наночастиц Al время задержки и

температура самовоспламенения уменьшаются соответственно на порядки и на сотни градусов.

6) Численно показано, что на температуру, при которой происходит смена эффективности окислителя ($\text{CO}_2/\text{H}_2\text{O}$) по параметру τ_{in} , сильно влияет размер частиц Al: температура уменьшается с уменьшением размеров частиц.

7) Моделирование показало, что максвелловское распределение по размерам удовлетворительно описывает экспериментальные распределения оксидированных Al наночастиц, по крайней мере, полученных плазменной переконденсацией из микрочастиц Al, особенно при их стабилизации для ограничения коагуляции. Однако, оно не пригодно для кластеров, полученных при резонансной диспергации оксидированных наночастиц Al в ударной волне.

8) Предложенные виды дисперсий $\mu_{1,3}$, μ_1^* (кроме μ_2) распределений кластеров в единичном акте диспергации по резонансному механизму, как с поверхности, так и из объема жидкого ядра уединенной оксидированной наночастицы при быстром ее нагреве в ударной волне удовлетворительно совпадают между собой и одинаково пригодны для моделирования воспламенения.

9) Расчеты времени воспламенения τ_{in} с учетом максвелловского распределения Al наночастиц в рамках авторского механизма диспергации с дисперсиями $\mu_{1,3}$ и при использовании модифицированного кинетического механизма согласуются с данными в условиях эксперимента [100] по их окислению в воздухе. Для дисперсии μ_2 расчет завышает экспериментальные данные.

10) Вычисления τ_{in} показали, что распределение кластеров по размерам с небольшой ошибкой можно заменить монодисперсными фракциями наиболее вероятных или среднемассовых кластеров. Это упрощает расчет воспламенения Al наночастиц при их диспергации по авторскому резонансному механизму и увеличивает верхнюю границу диапазона применения модифицированного кинетического механизма для средних диаметров наночастиц вплоть до 50 нм.

Иллюстрации к Главе 4.

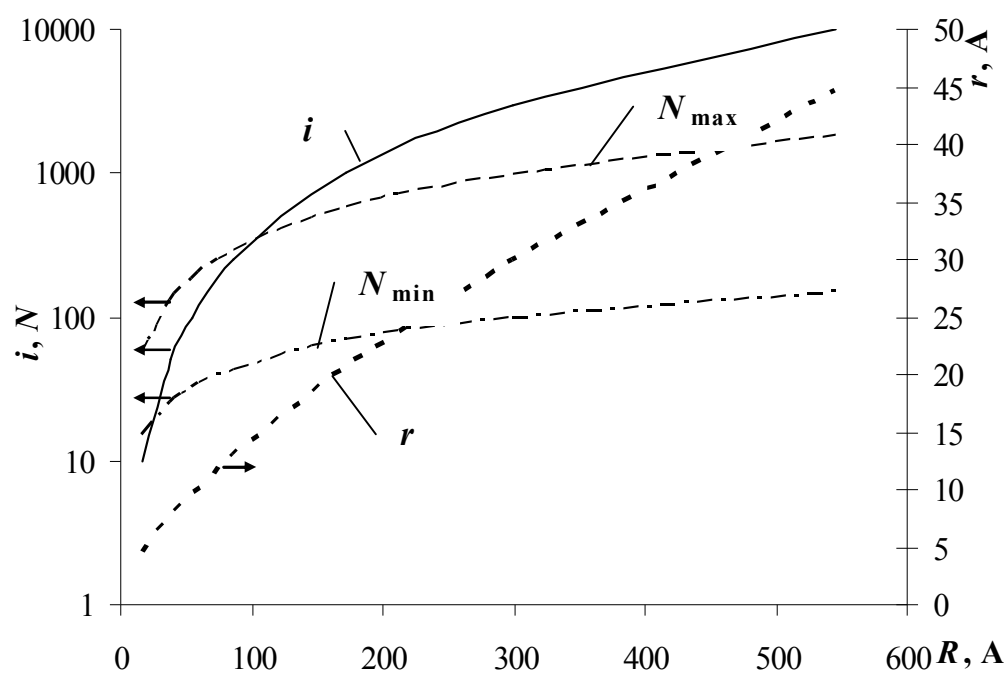


Рис.4.1 Зависимости параметров диспергации r , N , i от радиуса R исходной частицы Al, согласно (4.3). $N_{\min}$ – кол-во кластеров при диспергации с поверхности ядра, $N_{\max}$ – из объема ядра, i – кол-во мономеров в ядре.

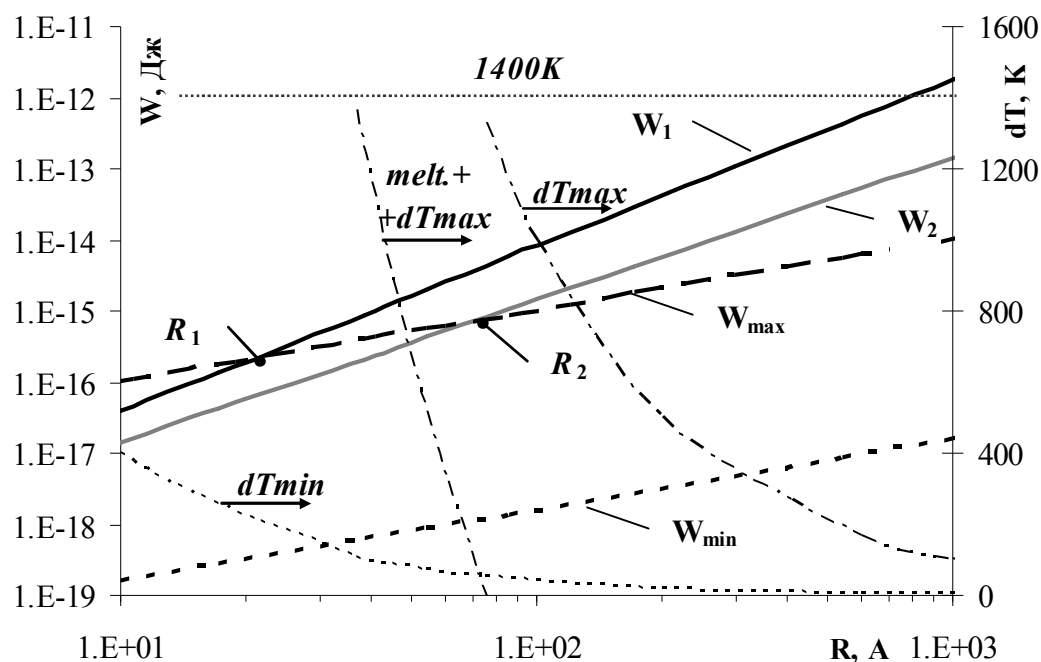


Рис.4.2.а Зависимости энергий диспергации и деформации, а также нагрева dT от радиуса R исходной частицы Al в оболочке Al_2O_3 при $d = 2 \div 5$ нм и $\sigma_m = 1 \div 10$ ГПа. W_1 (W_2) – энергозатраты на объемную (поверхностную) диспергацию, $W_{\min}$ ($W_{\max}$) – энергия деформации, накопленная в ядре.

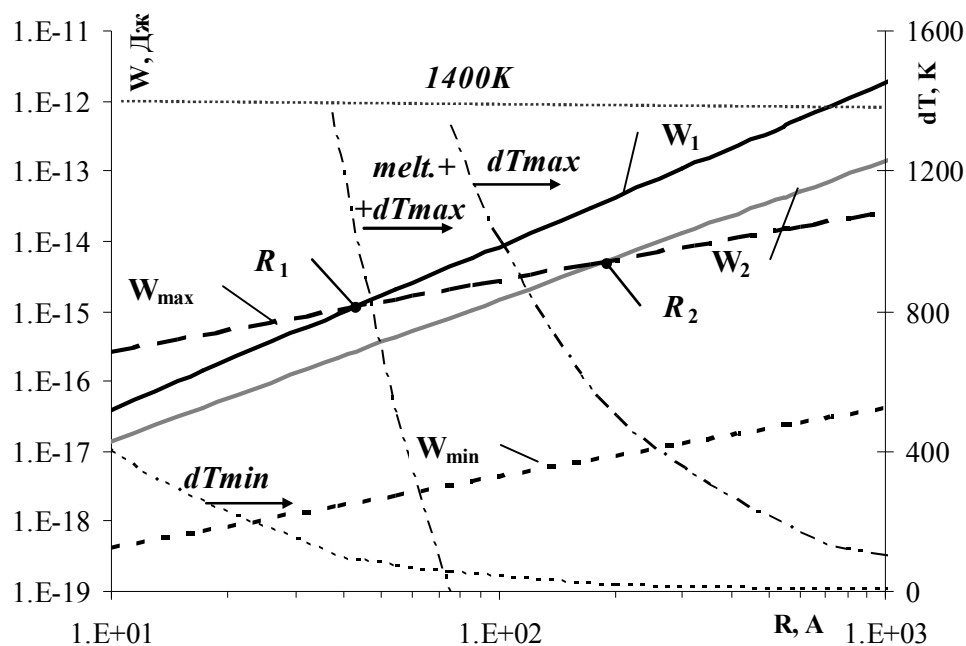


Рис.4.2.б Зависимости энергий диспергации и деформации, а также нагрева dT от радиуса R исходной частицы Al в оболочке Al_2O_3 при $d = 2 \div 5$ нм и $\sigma_m = 1 \div 10$ ГПа. W_1 (W_2) – энергозатраты на объемную (поверхностную) диспергацию, $W_{\min}$ ($W_{\max}$) – энергия деформации, накопленная в оболочке (справа).

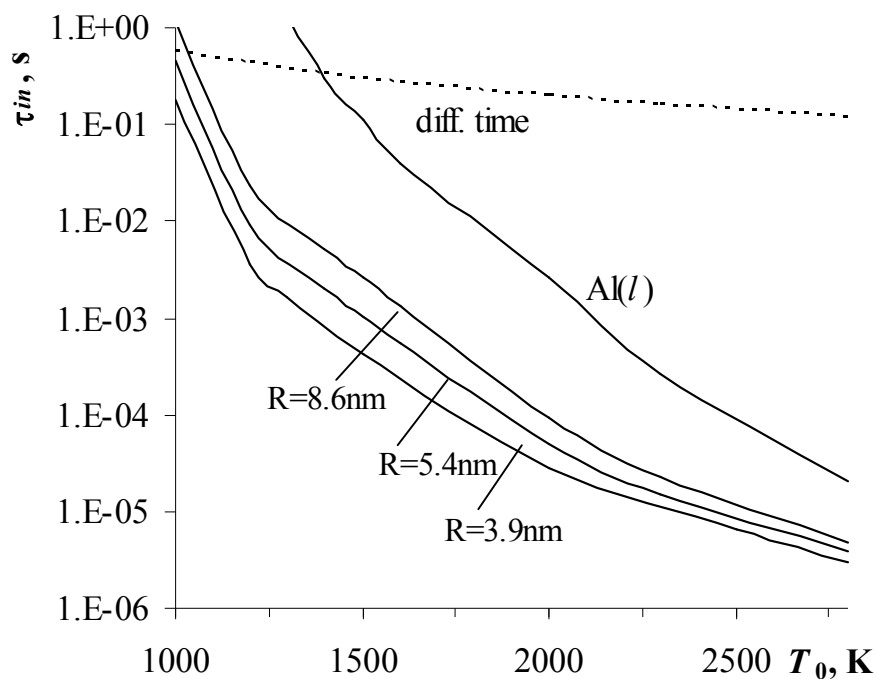


Рис.4.3.а Время задержки воспламенения τ_{in} стехиометрической топливной смеси $\text{Al}+\text{H}_2\text{O}$ в зависимости от размеров R исходных оксидированных частиц Al при начальном давлении $P_0=1\text{атм}$

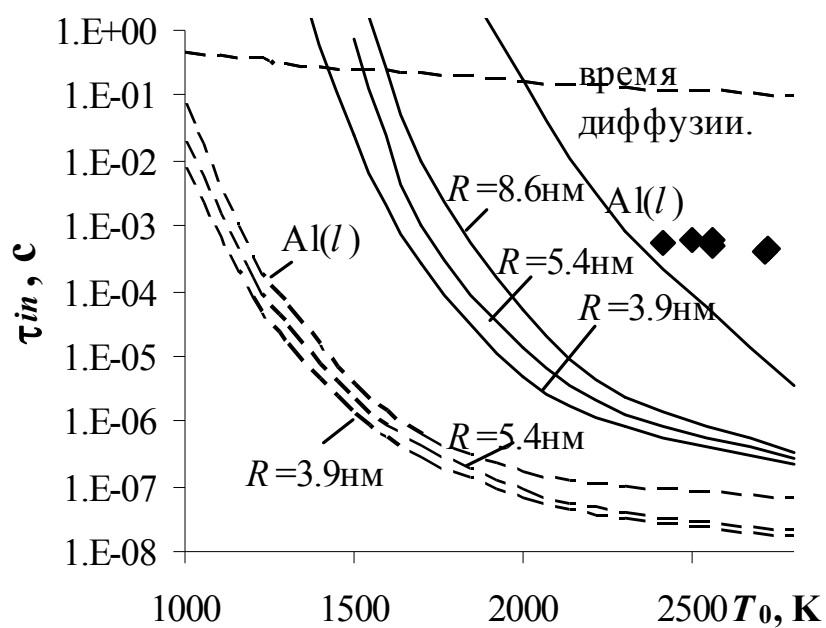


Рис.4.3.б Время задержки воспламенения τ_{in} стехиометрических топливных смесей $\text{Al}+\text{O}_2$ и $\text{Al}+\text{CO}_2$ в зависимости от размеров R исходных оксидированных частиц Al при начальном давлении $P_0=1\text{атм}$

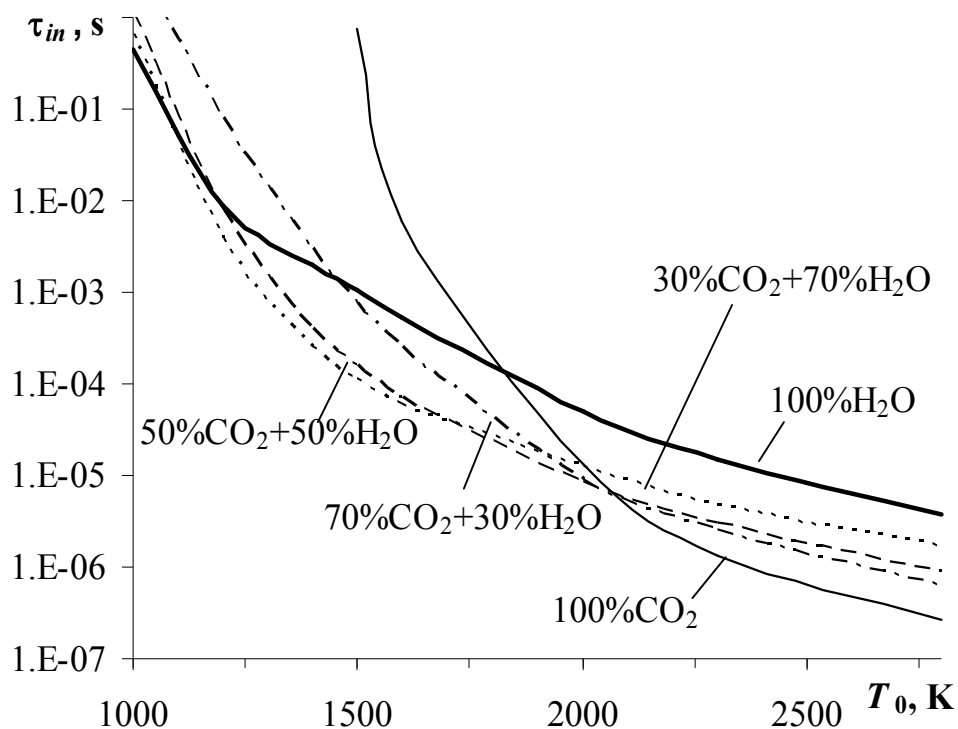


Рис.4.4.а Время задержки воспламенения τ_{in} стехиометрических топливных смесей алюминия при начальном давлении $P_0=1$ атм с различным соотношением окислителей $\text{CO}_2/\text{H}_2\text{O}$, где Al представлен в виде оксидированных наночастиц радиуса $R=5.4$ нм диспергируемых на кластеры Al_{100} .

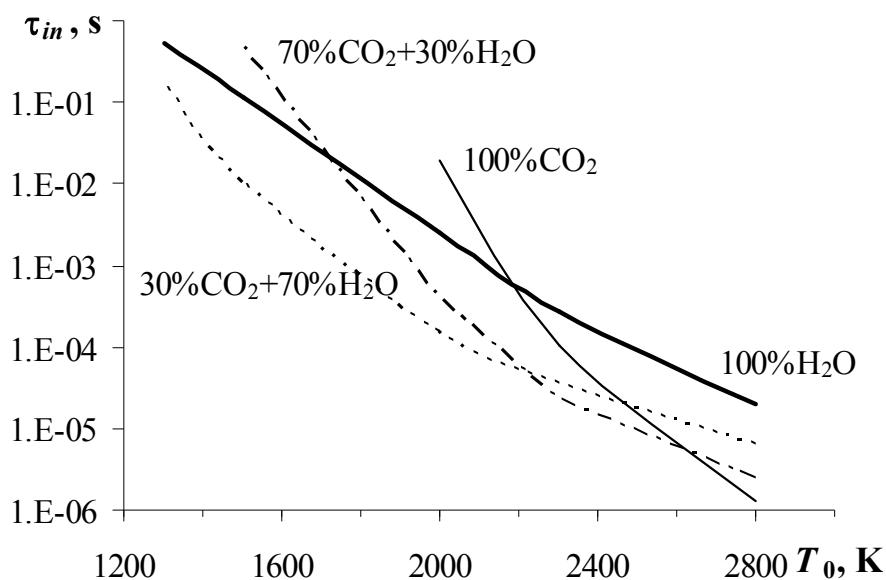


Рис.4.4.б Время задержки воспламенения τ_{in} стехиометрических топливных смесей алюминия при начальном давлении $P_0=1$ атм с различным соотношением окислителей $\text{CO}_2/\text{H}_2\text{O}$, где Al представлен в жидком состоянии без учета структуры.

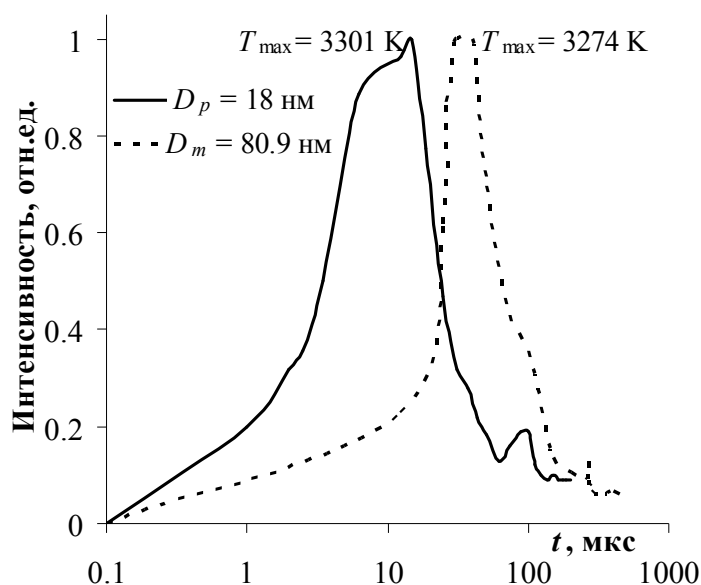


Рис.4.5.а Экспериментальные данные [100] по светимостям (нормированы на 1) и пиковым температурам $T_{\max}$ для порошков наночастиц оксидированного алюминия “SkySpring 18nm” (сплошные) и “SkySpring 50nm” (пунктир) в атмосфере $O_2/N_2=1/4$ за ударной волной при $T_0=1500K$, $P_0=20\text{атм}$.

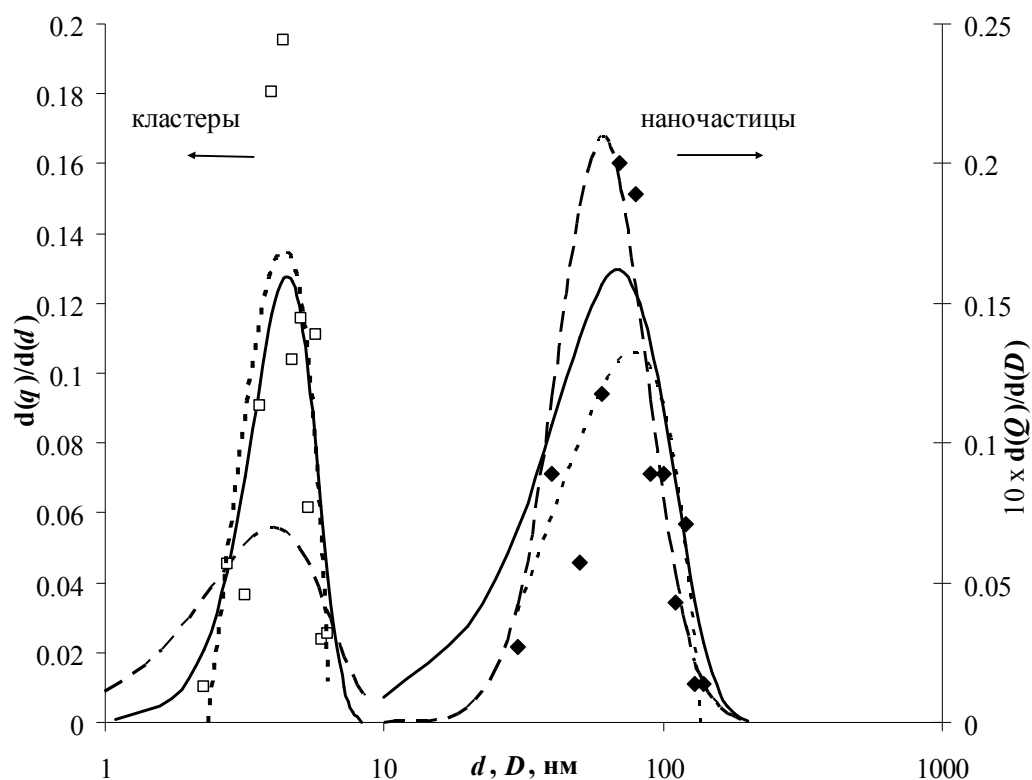


Рис.4.5.б Распределения Al-наночастиц и кластеров (нормированы на 1). Символы: ромбы – распределение наночастиц с $D_m=80.9\text{нм}$ из [100], квадраты – распределение кластеров, расчет по формулам (4.11), (4.12). Кривые: сплошные – максвелловское распределение наночастиц по формуле (4.9) и распределение кластеров на его основе по формуле (4.13); штрих – логнормальное распределение наночастиц и максвелловское распределение кластеров по формуле (4.9); пунктир – параболическая аппроксимация распределений по методу наименьших квадратов.

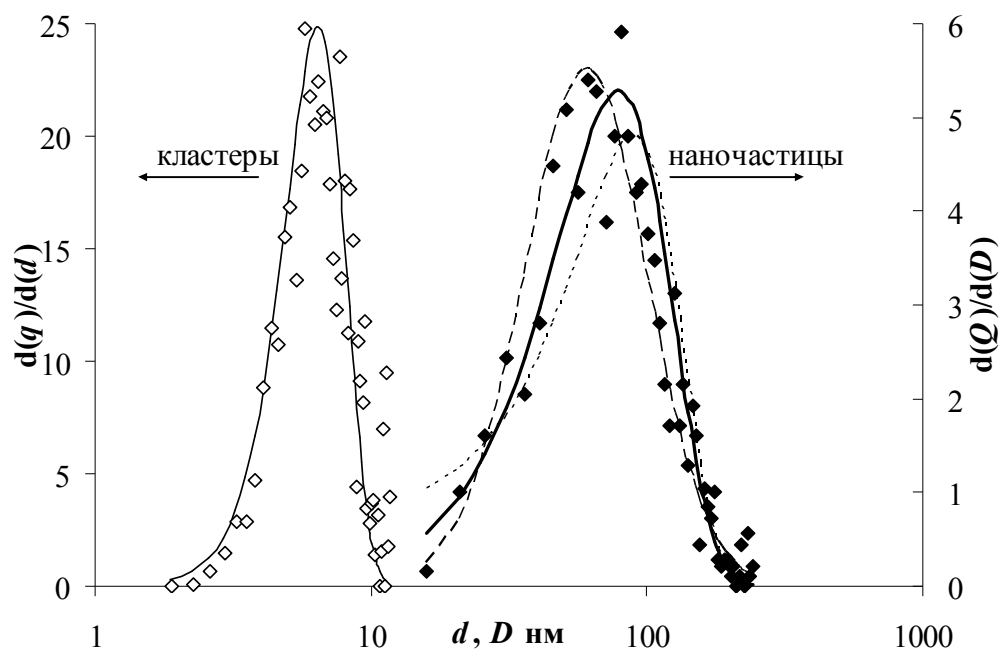


Рис.4.6 Распределения Al-наночастиц и кластеров (нормированы на 100). Символы: ромбы – распределение наночастиц с $D_r=86$ нм из [92], квадраты – распределение кластеров, расчет по формулам (4.11), (4.12). Кривые: сплошные – максвелловское распределение наночастиц по формуле (4.9) и распределение кластеров на его основе по формуле (4.13); штрих – логнормальное распределение наночастиц; пунктир – нормальное распределение наночастиц.

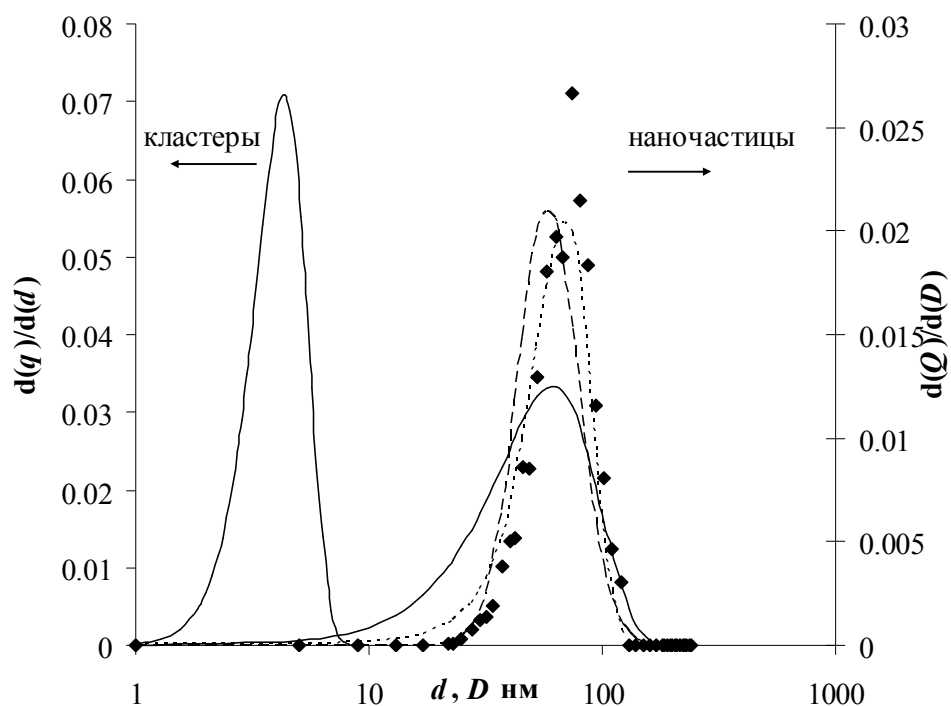


Рис.4.7 Распределения Al-наночастиц и кластеров (нормированы на 1). Символы: ромбы – распределение наночастиц из [91]. Кривые: сплошные – максвелловское распределение наночастиц по формуле (4.9) и распределение кластеров на его основе по формуле (4.13); штрих – логнормальное распределение наночастиц; пунктир – нормальное.

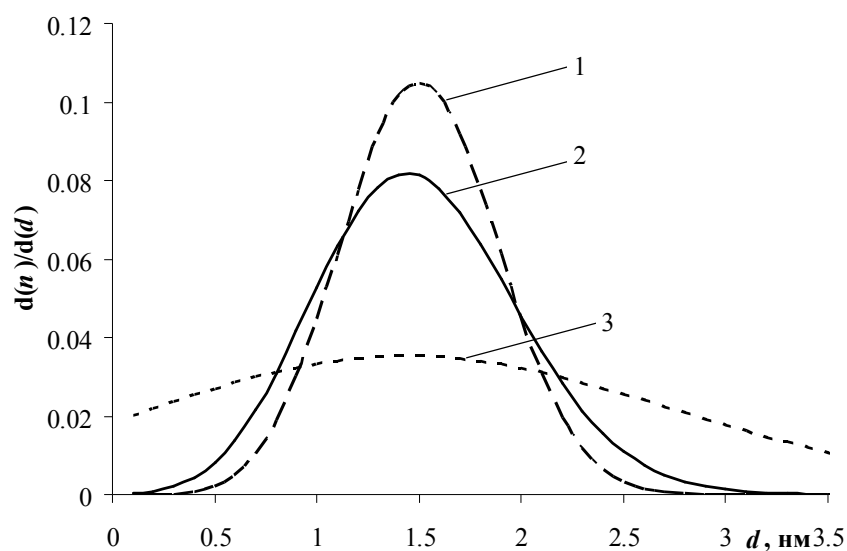


Рис.4.8 Итоговые распределения (нормированы на 1) кластеров на основе максвелловского распределения наночастиц (4.9) с учетом (и без) дисперсий $\mu_{1,2,3}$ после диспергации наночастиц Al “SkySpring 18nm” с $D_p=18$ нм [100] в ударной волне. Кривые: 1 – без дисперсии, 2 – с дисперсией $\mu_{1,3}$, 3 – с дисперсией μ_2 .

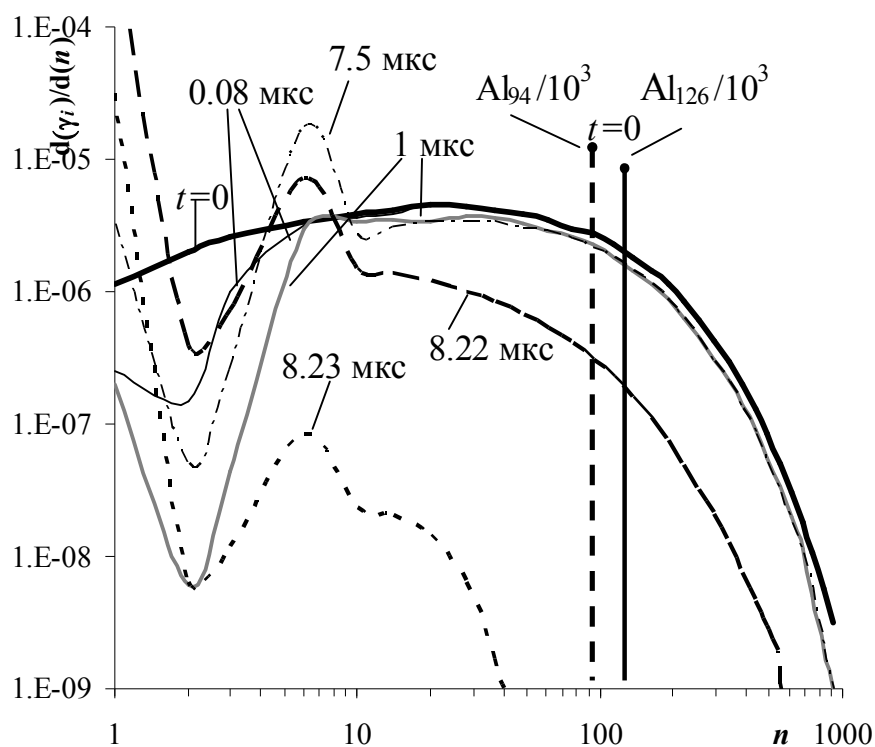


Рис.4.9 Эволюция распределения мольной доли γ_i Al-кластеров с учетом дисперсии $\mu_{1,3}$ (рис.4.8, сплошная) до момента воспламенения ($\tau_{in}=8.98\text{мкс}$) для условий [100]: в смеси $\text{Al}_n+20\%\text{O}_2+80\%\text{N}_2$ за ударной волной при $T_0=1500\text{K}$, $P_0=20\text{атм}$, $\phi=0.28$. Вертикали – мольные доли монодисперсных фракций Al_n : медианная (Al_{94}) и среднемассовая (Al_{126}).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Отметим наиболее важные выводы из предыдущих глав.

- 1) При протекании парогазового потока через капилляр, находящийся в сильном электрическом поле, обнаружена (в условиях отличных от [80]) конденсация аэрозоля на фрагментах дробления пленки конденсата.
- 2) Монодисперсность микрокапель и сконденсировавшихся на них позднее капель аэрозоля может быть объяснено резонансно-капиллярными эффектами, возникающими в пленке на срезе сопла под воздействием сильного электрического поля.
- 3) Экспериментально получена эмпирическая зависимость насколько ток коронного разряда усиливается в насыщенном водяном паре в зависимости от его температуры.
- 4) Подтверждена возможность электрического управления параметрами конденсата, что согласуется с [80, 81] – с увеличением тока разряда увеличивается число капель мелкой фракции аэрозоля и уменьшаются размеры капель крупной фракции. Обнаружен дополнительный канал управления аэрозолем при конденсации на фрагментах дробления пленки конденсата.
- 5) Достигнуто хорошее совпадение расчетов по предложенному механизму диспергации с экспериментами [84] на количественном (радиус кластеров) и качественном уровне (объяснены: отсутствие диспергации в аргоновой среде, ее наличие - в воздушной среде).
- 6) Моделирование показало, что для окислителей ($O_2/CO_2/H_2O$) с уменьшением в несколько раз размеров окисированных наночастиц Al

время задержки и температура самовоспламенения уменьшаются соответственно на порядки и на сотни градусов.

7) Расчеты времени воспламенения τ_{in} с учетом максвелловского распределения Al наночастиц в рамках авторского механизма объемной диспергации и при использовании модифицированного кинетического механизма согласуются с экспериментом [100] по их окислению в воздухе.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Амелин А.Г.* Теоретические основы образования тумана при конденсации пара. – М.: Химия, 1966. 296с.
2. *Верецагин И.П.* Коронный разряд в аппаратах электронно-ионной технологии. - М.: Наука, 1985.
3. *Басиев Т.С., Верецагин И.П., Макальский Л.М., Мирзабекян Г.З., Савченко В.И., Сысоев В.С., Ушаков В.В., Франчук Г.М.* Генераторы заряженного аэрозоля. - Известия Академии Наук СССР, Энергетика и Транспорт, №5. 1982. С.118-127.
4. *Whitby K.T.* Струйный ионизатор // The Review of Scientific Instruments, V.32. №12. 1961.
5. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. – М.: т.2, под ред. академика В.Е. Фортова, Наука, 2000.
6. *Габович М.Д.* Жидкометаллические эмиттеры ионов // Успехи Физических Наук. 1983. Т. 140, вып.1.
7. *Капцов Н.А.* Коронный разряд и его применение в электрофильтрах. – М.-Л.: Гостехиздат, 1947
8. *Ватажин А.Б., Лихтер В.А., Шульгин В.И.* Экспериментальное исследование взаимодействия электрически заряженной жидкокапельной дисперсной фазы с турбулентной паровоздушной струей // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. 2000. № 4. С. 102-114.
9. *Ватажин А.Б., Голенцов Д.А., Лихтер В.А., Шульгин В.И.* Проблема бесконтактной электростатической диагностики состояния авиационных двигателей. Теоретическое и лабораторное моделирование // Изв. РАН, МЖГ, №2. 1997. С.83-85.
10. *Савельев А.М., Старик А.М.* Динамика образования сульфатных аэрозолей в струях реактивных двигателей // МЖГ, №1. 2001.
11. *Ватажин А.Б., Грабовский В.И., Лихтер В.А., Шульгин В.И.* Электрогазодинамические течения. - М.: Наука, 1983.

12. Черепнин С.Н., Дашевский В.Н. Влияние внешнего электрического поля на параметры горения и электризацию сопла энергетической установки // ФГВ, 1990. С.74-78.
13. Ватажин А.Б., Лихтер В.А., Шульгин В.И. Частотные и вольт-амперные характеристики коронного разряда в потоке газа // Теплофизика высоких температур. 1991. Т. 29. № 1. С. 1-9.
14. Vatazhin A.B., Likhter V.A., Shulgin V.I. Corona in a turbulent jet with condensation // Fluid Dynamics. 1992. Т. 27. № 4. С. 470-475.
15. Ватажин А.Б., Голенцов Д.А., Лихтер В.А., Улыбышев К.Е. Электрогазодинамика в авиационных приложениях // В книге: Модели и методы аэродинамики. Материалы Восьмой Международной школы-семинара. 2008. С. 27-28.
16. Турбулентные струйные течения с конденсационными и электрофизическими эффектами *сборник статей под ред. А.Б. Ватажина* // ЦИАМ Тр. № 1288. вып. №1. 1991. С. 63-82
17. Григорьев А.И., Ширяева С.О. Капиллярные неустойчивости заряженной поверхности капель и электродиспергирование жидкостей (обзор) // Изв. АН РАН. МЖГ, №4. 1994. С.3-22.
18. Ватажин А.Б., Лихтер В.А., Шульгин В.И. Исследование электрогазодинамической струи за источником заряженных частиц // Изв. АН СССР, МЖГ, №5. 1971. С.3-13.
19. Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г., Шрейбер И.Р. Волновая динамика газо и парожидкостных сред. – М.: Энергоатомиздат, 1990.
20. Саранин В.А. Равновесие жидкостей и его устойчивость. - М.: Институт компьютерных исследований, 2002. С.12-17.
21. Мучник В.М., Фишман Б.Е. Электризация грубодисперсных аэрозолей в атмосфере. - Л.: Гидрометеиздат, 1982. С.165-176.
22. Стасенко А.Л. Физическая механика многофазных потоков. – М.: Учебное пособие, МФТИ. 2004.
23. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: Гос. изд. физ.-мат. лит. 1959.

24. Ватажин А.Б., Клименко А.Ю., Лебедев А.Б., Сорокин А.А. Гомогенная конденсация в турбулентных затопленных изобарических струях // Изв. Академии наук СССР. Механика жидкости и газа. 1988. № 2. С. 43-52.
25. Ватажин А.Б., Лебедев А.Б., Мареев В.А. Математическое моделирование различных режимов конденсации в турбулентных изобарических струях // Изв. Академии наук СССР. Механика жидкости и газа. 1985. № 1. С. 59-67.
26. Аветисян А.Р., Алипченков В.М., Зайчик Л.И. Моделирование течения спонтанно конденсирующегося влажного пара в соплах Лаваля // ТВТ, Т. 40. №6. 2002. С.938-946.
27. Дейч М.Е., Филлипов Г.А. Газодинамика двухфазных сред. - М.: Энергия, 1968. 423 с.
28. Абрамович Г.Н., Крашенинников С.Ю., Секундов А.Н., Смирнова И.П. Турбулентное смешение газовых струй. – М.: Наука. 1974. 272 с.
29. Ватажин А.Б., Улыбышев К.Е., Холщевникова Е.К. Паровоздушные турбулентные струи с конденсационной электрически заряженной дисперсной фазой, возникающей при введении в струю ионной компоненты // В сборнике: Теоретическая и прикладная газовая динамика. труды ЦИАМ № 1341. Москва, 2010. С. 303-317.
30. Нигматуллин Р.И. Динамика многофазных сред. – М.: Ч. I-II, Гл. ред. физ.-мат. лит. 1987.
31. Лаатс М.К., Фишман Ф.А. “Процессы турбулентного переноса в двухфазной струе”. В кн.: Процессы переноса в турбулентных течениях со сдвигом. Таллин, 1973г., с.104-196
32. М.К. Лаатс, Ф.А. Фишман О допущениях, применяемых при расчете двухфазной струи // Изв. АН СССР. МЖГ. №2. 1970. С.186-191
33. Chen C.P. Calculation of confined gas-particle two-phase turbulent flows, AIAA Pap., №86-0219. P. 1-9.
34. Базаров И.В. Термодинамика: учеб. для вузов, 4-е изд., перераб. и доп. – М.: Высш. Школа. 1991. 376с.

35. *Azzopardi B.J.* Drops in annual two-phase flow // *Int.J. Multiphase Flow*, Vol. 23, Suppl. 1997. pp.1-53,
36. *Иткин А.Л., Колесниченко Е.Г.* Расчет течений конденсирующегося пара на основе мономолекулярной модели конденсации // *Изв. АН СССР, МЖГ*, Т5. 1990.
37. *Коробицын Б.А., Чуканов В.Н.* Кинетика спонтанного зародышеобразования в пересыщенном паре метанола // *Труды 9 Всес. конф. по ДРГ. Свердловск: Т. 2, 1988, С. 111-117.*
38. *Чуканов В.Н., Кулигин А.П.* Гомогенная конденсация паров легкой и тяжелой воды при давлениях до 2 Мпа // *ТВТ*, Т. 1, 1987, С. 70-77.
39. *Чекмарев С.Ф.* Течение и теплообмен в жидкой пленке масла, стекающего по стенке пароструйного вакуумного насоса // *Сборник "Газодинамика процессов струйной вакуумной откачки"* под ред.С.С. Кутателадзе, Новосибирск. 1985. С.137-145.
40. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика // Учебное пособие, Т. 6. Гидродинамика. 3-е изд., перераб. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. 1986. 738 с.
41. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика // Учебное пособие, Т. 7. Теория упругости. 4-е изд., испр. и доп. - М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. 248 с. 1986.
42. *Кутателадзе С.С.* Основы теории теплообмена. – М.: Атомиздат, 1978.
43. *Robinson* Movement of Air in Electric Wind of Corona Discharge // *Transaction AIEE, Comm. and El. V.80. 1961. p.143-150.*
44. *Акишев Ю.С., Грушин М.Е., Кочетов И.В., Напартович А.П., Панькин М.В., Трушкин Н.И.* О переходе многоострийной отрицательной короны в атмосферном воздухе в режим тлеющего разряда // *Физика Плазмы*, Т. 26, №2. 2000. С.172-178.
45. *Lama W.L., Gallo C.F.* Systematic study of the electrical characteristics of the "Trichel" current pulses from negative needle-to-plane coronas // *J.Appl.Phys*, Vol. 45. №1. 1974. p.103.

46. Саранин В.А. О взаимодействии двух электрически заряженных проводящих шаров // Успехи физических наук, Т. 169. №4. 1999. С.453-458.
47. Саранин В.А. Некоторые эффекты электростатического взаимодействия капель воды в атмосфере // Журнал технической физики, Т. 69, Вып.12, 1999.
48. Ватажин А.Б., Голенцов Д.А., Лихтер В.А. Активный компенсатор электрического заряда // Патент на изобретение RU 2333136 С1, 10.09.2008. Заявка № 2007106047/11 от 20.02.2007.
49. Wilson C.T.R. Phil.Trans., 189, 265(1897);192, 403 (1899).
50. Зельдович Я.Б. К теории образования новой фазы. Кавитация – ЖЭТФ, 1942, вып. 11-12. С.525-538.
51. Френкель Я.И. Кинетическая теория жидкостей. – Л.: Наука, 1975. 592с.
52. Christenson E.H., Moller P.S. Ion-neutral propulsion in atmospheric media // AIAA Journal, V.5, № 10. 1967
53. Брикман В.А., Шайдунов Г.Ф. Механизмы неустойчивости поверхности жидкости в постоянном и переменном электрическом поле. - Пермь: Гидродинамика, учеб. записки ПГУ, вып. 2, 1970. С. 229-240.
54. Справочник Физические Величины; под ред. И.С.Григорьева, Е.З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232с.
55. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. - М.: Энергия, 1973.
56. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. - М.: Мир, 1986.
57. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. - М.: Наука, 1987г.
58. Матвеев А.Н. Молекулярная физика: учеб. для физ. спец. вузов, 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Высш. шк., 1987.
59. Полянин А.Д. и др. Справочник для инженеров и студентов. – М.: 1996.
60. Перельман В.И. Краткий справочник химика. – М.: Госхимиздат, 1963.
61. Максачук А.И., Леонов Г.В. Способ определения размеров частиц // Приборы и системы. Управление, контроль, диагностика, №1, 2005.
62. Пажи Д.Г., Галустов В.С. Распылители жидкости. - М.: Химия, 1979.
63. Сулимов А.У. и др. Вопросы теории электростатического распыливания и интенсификации процессов сгорания жидких топлив. - Ташкент, 1968.

64. Соу С. Гидродинамика многофазных систем. - М.: Мир, 1971.
65. Фукс Н.А. Механика аэрозолей. - М.: Изд-во АН СССР, 1955. 350 с
66. Юнге Х. Химический состав и радиоактивность атмосферы. - М.: Мир, 1965. 425с
67. Seinfeld J.H. and S. N. Pandis Atmospheric Chemistry and Physics: From Air Pollution to Climate Change. New York, Wiley and Sons, 1998.
68. Ивлев Л.С. Химический состав и структура атмосферных аэрозолей. - Л.: Изд-во ЛГУ, 1982, 368 с
69. Ивлев Л.С., Довгальук Ю.А. Физика водных и других атмосферных аэрозолей. - Л.: Изд-во ЛГУ, 1977, 256с
70. Ивлев Л.С., Довгальук Ю.А. Физика атмосферных аэрозольных систем. - СПб.: Изд-во НИИХ СПбГУ, 1999, 258с
71. Кабанов М.В., Панченко М.В. Рассеяние оптических волн дисперсными средами. Ч. III Атмосферный аэрозоль. - Томск: Изд-во ТФ СО АН СССР, 1984. 188с.
72. Кондратьев К.Я., Поздняков Д.В. Аэрозольные модели атмосферы. М.: Наука, 1981. 103с.
73. Pandis S.N. Atmospheric aerosols. Lecture Notes of the Summer Colloquium on the Physics of Weather and Climate, 2000. 65 pp.
74. Козлов А.С., Анкилов А.Н., Бакланов А.М., Власенко А.Л., Еременко С.И., Малышкин С.Б. Исследование механических процессов образования субмикронного аэрозоля // Оптика атмосферы и океана. Т.13. №6-7. 2000. с. 664-666.
75. Кульский Л.А., Гороновский И.Т., Когановский А.М., Шевченко М.А. Справочник по свойствам, методам анализа и очистке воды (в двух частях), Ч. 1. – Киев: Наукова думка, 1980. с. 11
76. Ватажин А.Б., Лихтер В.А., Шульгин В.И. Экспериментальное исследование взаимодействия электрически заряженной жидкокапельной дисперсной фазы с турбулентной паровоздушной струей // МЖГ, №4, 2000. с.15-31

77. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике, изд. 2-е. М.: Наука, 1985.
78. Хасанова З.М. Действие электрического поля коронного разряда на морфо-физиологические особенности и продуктивность яровой пшеницы. - Уфа. 1992.
79. Райзер Ю.П. Физика газового разряда, М.: Наука, 1987.
80. Ватажин А.Б., Сафин И.Р., Холицевникова Е.К. Исследование различных режимов конденсации в изобарических турбулентных паровоздушных струях // Изв. Российской академии наук. МЖГ. 2002. № 6. С. 35-47.
81. Vatazhin A., Lebedev A., Likhter V., Shulgin V., Sorockin A. Turbulent air-steam jets with a condensed dispersed phase: Theory, experiment, numerical modeling // J. Aerosol. Sci. 1995. V.26. №1. P.71-93.
82. Levitas V.I. Burn time of aluminum nanoparticles: Strong effect of the heating rate and melt-dispersion mechanism. 2009. *Combust. Flame*. 156:543–546
83. Гремячкин В.М., Еремеев П.М. 2006. О воспламенении частицы алюминия в окисляющей среде. *Химическая физика*. Т.25, №8. С.42–46
84. Ohkura Y., Rao P. M., and Zheng X. 2011. Flash ignition of Al nanoparticles: mechanism and applications. *Combust. Flame*. Iss. 158. 158:2544–2548
85. Кулешов П.С., Маношкин Ю.В. Влияние электрического поля на формирование и дробление пленки конденсата на стенках капилляра в потоке водяного пара // ТВТ. 2009. Т.47, №1, С 108-116
86. Sundaram D.S., Puri P., Yang V. 2016. A general theory of ignition and combustion of nano- and micron-sized aluminum particles. *Comb. Flame*. 169:94–109
87. Levitas V.I., Pantoya M.L., Birce Dikici. 2008. Melt dispersion versus diffusive oxidation mechanism for aluminum nanoparticles: Critical experiments and controlling parameters. *Applied Physic Letters*. 92. 011921:1–3
88. Кулешов П.С. О диспергировании наночастиц алюминия // Горение и Взрыв. 2019. Т.3. с.117-126

89. *Ри Х.* и др. 2013. Тепловые воздействия на структурообразование и свойства алюминиевых сплавов. *Вестник ТОГУ*. №2(29):137–144
90. *Сивухин Д.В.* Общий курс физики. Термодинамика и молекулярная физика. 2-е изд., испр. // Москва. Глав. ред. физ-мат лит. 1979.
91. *Mukherjee D., Rai A., Zachariah M.R.* Quantitative laser-induced breakdown spectroscopy for aerosols via internal calibration: Application to the oxidative coating of aluminum nanoparticles // *J. Aerosol Science*. 2006. 37. p. 677-695.
92. *Фролов Ю.В.* и др., Структура частиц и параметры горения составов с наноалюминием // *Химическая Физика*. 2008. Т.27. №6. с.54-61.
93. *А.Л.Стасенко* Физическая механика многофазных потоков // Учебное пособие. – М.: МФТИ. 2004. 136 с.
94. *Красильников В.А., Крылов В.В.* Введение в физическую акустику // Учебное пособие под ред. В.А.Красильникова. Москва. Наука. Глав. ред. физ.-мат. лит. 1984. 400с.
95. *Паршаков А.Н.* Физика линейных и нелинейных волновых процессов в избранных задачах. Электромагнитные и акустические волны // Долгопрудный: Изд.Дом “Интеллект”. 2014. 144с.
96. *Kuleshov P.S., Saveliev A.M., Titova N.S., Starik A.M.* Modeling study of Al nanoparticle oxidation in CO₂/H₂O environment // 9th International seminar on flame structure (9 ISFS). 2017. p. 63.
97. *Starik A.M., Kuleshov P.S., Sharipov A.S., Titova N.S.* Kinetics of ignition and combustion in the Al-CH₄-O₂ system // *Energy and Fuels*. 2014. Т. 28 №10, С.6579-6588.
98. *A.M. Savel'ev, A.M. Starik.* An improved model of homogeneous nucleation for high supersaturation conditions: aluminum vapor // *Phys. Chem. Chem. Phys.* 2017. Vol. 19. P. 523-538
99. *Z.H. Li, D. Bhatt, N.E. Schultz, J.I. Siepmann, D.G. Truhlar.* Free energies of formation of metal clusters and nanoparticles from molecular simulations: Al_n with n=2–60 // *J. Phys. Chem. C*. – 2007. – Vol. 111, №. 8. P. 16227–16242

100. *Allen D., Krier H., Glumak N.* Heat transfer effects in nano-aluminum combustion at high temperature // *Combust. Flame*. 2014. V.161. p. 295-302.
101. *Сандарам Д., Янг В., Зарко В.Е.* Горение наночастиц алюминия (обзор) // *Физика горения и взрыва*. – 2015. – Т. 51, № 2. – с. 37-63.
102. *Бакулин В.Н., Дубовкин Н.Ф., Котов В.Н.* и др. Энергоемкие горючие для авиационных и ракетных двигателей / Под ред. Л.С. Яновского. – М.: Физматлит, –2009.
103. *Колмогоров А.Н.*, О логарифмически-нормальном законе распределения частиц при дроблении // *Докл. АН СССР*. – 1941. – Т. 31. – №2. – с.99-101.
104. *Романов Н.А., Номоев А.В., Калашников С.В.* Исследование функции распределения наночастиц по размерам. Механизм образования наночастиц, полученных методом испарения электронным пучком // *Вестник Бурятского Гос.Универ.* – 2013. – №3.– с.93-99.
105. *Новацкий В.* Теория упругости // Монография, Изд. Мир, Москва, 1975. 872с.
106. *Пискунов В.Н.* Динамика аэрозолей // Монография. Москва. Физматлит. 2010. 296с.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

A1. *Кулешов П.С., Маношкин Ю.В.* Принципы разработки ионного занавеса, труды XLIV научной конференции МФТИ, часть VI, Москва - Долгопрудный, 2001.

A2. *Кулешов П.С., Маношкин Ю.В.* Экспериментальные исследования электрически стимулированной конденсации в затопленной паровоздушной струе, труды XLV научной конференции МФТИ, часть VI, Москва-Долгопрудный, 2002.

A3. *Кулешов П.С.* Экспериментальные исследования влияния электрогазодинамических параметров на конденсацию в парогазовой струе, материалы XIV школы-семинара “Аэродинамика летательных аппаратов”, ЦАГИ, 2003.

A4. *Кулешов П.С., Маношкин Ю.В.* Конденсация водяного пара в сильном электрическом поле, труды XLVI научной конференции МФТИ, часть VI, Москва-Долгопрудный, 2003.

A5. *Кулешов П.С.* Изучение возможностей по управлению конденсацией в парогазовой струе с помощью оптической диагностики потока, VII Международная научная конференция “Оптические методы исследования потоков”, Москва, 2003.

A6. *Кулешов П.С., Маношкин Ю.В.* Экспериментальные исследования влияния электрического поля на пленку водного конденсата в

диэлектрических соплах, V Международная конференция по неравновесным процессам в соплах и струях, Самара, 2004.

А7. Кулешов П.С., Маношкин Ю.В. Особенности электростимулированной конденсации в затопленных горизонтальной и вертикальной парогазовых струях, труды XLVII научной конференции МФТИ, часть VI, Москва-Долгопрудный, 2004.

А8. Кулешов П.С., Маношкин Ю.В. Исследования динамики течения пленки конденсата в сильном электрическом поле с помощью цифрового микроскопа, VIII Международная научная конференция “Оптические методы исследования потоков”, Москва, 2005.

А9. Кулешов П.С., Маношкин Ю.В. О режимах смешанной конденсации в низкоскоростной паровоздушной струе, труды XLVIII научной конференции МФТИ, часть VI, Москва-Долгопрудный, 2005.

А10. Кулешов П.С., Маношкин Ю.В. "О дроблении пленки водного конденсата в парогазовом потоке в присутствии сильного электрического поля", Электронный журнал "Исследовано в России". 2005. №226. с. 2323-2335 <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2005/226.pdf>

*А11. Кулешов П.С. "Экспериментальное изучение взаимодействия коронного разряда и испарения воды", Электронный журнал "Исследовано в России". 2005. №227. с. 2336-2343
<http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2005/227.pdf>*

А12. Кулешов П.С., Маношкин Ю.В. Влияние электрического поля на формирование и дробление пленки конденсата на стенках капилляра в потоке водяного пара // ТВТ. 2009. Т.47, №1, С. 108-116

A13. Кулешов П.С., Маношкин Ю.В. Генератор микронного и субмикронного водяного аэрозоля с электрическим управлением // ТВТ. 2009. Т. 47. №6, С. 937-945

A14. Starik A.M., Kuleshov P.S., Sharipov A.S., Titova N.S. Kinetics of ignition and combustion in the Al-CH₄-O₂ system // Energy and Fuels. 2014. Т. 28 №10, С. 6579-6588.

A15. Starik A.M., Kuleshov P.S., Sharipov A.S., Titova N.S., Tsai C.J. Numerical analysis of nanoaluminum combustion in steam // Comb.Flame. 2014. Т.161, №6, С. 1659-1667

A16. Kuleshov P.S., Savel'ev A.M., Titova N.S., Starik A.M. Modeling of Al nanoparticle combustion in CO₂ environment // в сборнике: Nonequilibrium processes in physics and chemistry Nonequilibrium Phenomena: Plasma, Combustion, Atmosphere. Edited by A.M. Starik, S.M. Frolov. Moscow, 2016, С. 80-88

A17. Kuleshov P.S., Saveliev A.M., Titova N.S., Starik A.M. Modeling study of Al nanoparticle oxidation in CO₂/H₂O environment // 9th International seminar on flame structure (9 ISFS). 2017. p. 63.

A18. Кулешов П.С. Резонансный механизм диспергирования наночастиц // Труды 61-ой Всероссийской научной конференции МФТИ, 19-25 ноября 2018, Москва-Долгопрудный-Жуковский. МФТИ. – 2018. – с.328.

A19. Кулешов П.С. О диспергировании наночастиц алюминия // Горение и Взрыв. – 2019. – Т.3. с. 117-126

**A20. Кулешов П.С., Савельев А.М. Патент на изобретение RU 2701249 “Способ диспергирования трудновоспламеняемых наночастиц бора”.
Опубликовано: 25.09.2019**

A21. Кулешов П.С., Савельев А.М. Численное исследование воспламенения наночастиц алюминия при их диспергации за ударной волной // Сборник тезисов XI Всероссийской научно-технической конференции с международным участием “Процессы горения, теплообмена и экологии тепловых двигателей”, Россия, г. Самара, 26-27 сентября 2019 г. Самара: Изво Самарского университета, 2019, С. 65-67.
https://ssau.ru/files/science/noc_gdi/sbornik_conf_2019.pdf

A22. Кулешов П.С., Кобцев В.Д. Распределение кластеров алюминия и их воспламенение в воздухе при диспергации наночастиц алюминия в ударной волне // Физика горения и взрыва. 2020 (статья принята к печати).