

УДК 532.517.4:537.523.3:536.423.4

© 1992 г. А. Б. ВАТАЖИН, В. А. ЛИХТЕР, В. И. ШУЛЬГИН

КОРОННЫЙ РАЗРЯД В ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУЕ С КОНДЕНСАЦИЕЙ

Исследованы электрогазодинамические эффекты, возникающие при введении ионов коронного разряда в паровоздушную струю с конденсацией. Измерены электрические, акустические, а также интегральные и локальные оптические (свет, рассеянный каплями конденсата) характеристики такой струи. В регистрируемых сигналах выделены и обработаны их переменные по времени составляющие, дающие информацию о характерных пульсациях в потоке. Обнаружен и проанализирован новый эффект — наличие корреляции между электрическими (частоты Тричела), акустическими и оптическими пульсациями в потоке.

1. Постановка задачи. Экспериментально было показано, что введение в турбулентную паровоздушную струю ионов коронного разряда (система острие — плоскость) в определенных условиях вызывает резкое усиление конденсации [1]. Этот процесс, названный «электрической конденсацией», сопровождается появлением начинающегося вблизи острия специфического конденсационного факела с повышенным (примерно на порядок) влагосодержанием и с уменьшенным характерным размером капель дисперсной фазы.

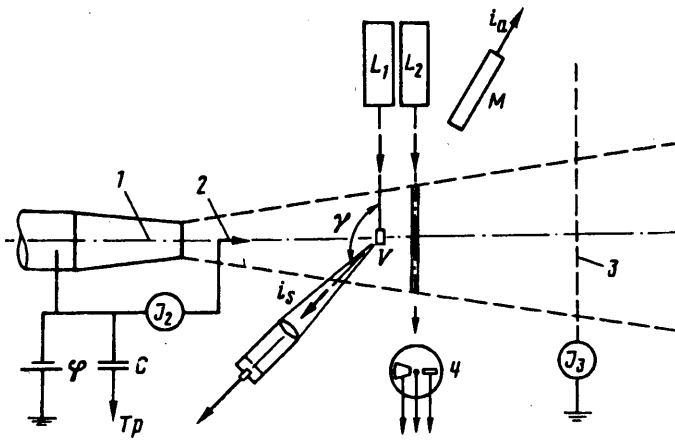
Простейшее объяснение указанного эффекта состоит в том, что на ионах коронного разряда образуются ядра конденсации и в результате эффективная скорость нуклеации увеличивается на несколько порядков (эффект камеры Вильсона). Однако процесс электрической конденсации помимо указанного очевидного эффекта включает в себя и другие важные, ранее не изученные аспекты: обмен зарядом между ионной компонентой и дисперсной фазой, приводящий к появлению крупных носителей заряда — капель с относительно малой подвижностью — и вызывающий изменение вольт-амперной характеристики коронного разряда; различное воздействие на конденсацию отрицательного и положительного коронного разряда.

Кроме того, при экспериментальном исследовании электрической конденсации авторами был обнаружен принципиально новый эффект, проявляющийся в возникновении прерывистой (дискретной) структуры конденсации на ионах отрицательного коронного разряда.

В данной работе систематически исследуются указанные выше эффекты.

Исследование дисперсной структуры коронного разряда потребовало использования специальных экспериментальных методов. Это прежде всего регистрация переменных по времени электрических, акустических и оптических сигналов от электрогазодинамической турбулентной конденсационной струи с последующим спектральным и корреляционным их анализом. Кроме того, была разработана методика регистрации рассеянного светового сигнала из чрезвычайно малого, занятого дисперсными частицами объема $\sim 0,1 \text{ мм}^3$, позволяющая получать локальные осредненные и пульсационные характеристики.

2. Экспериментальная установка и измерительная аппаратура. Эксперименты проводились на универсальной установке, предназначенной для получения многофазных ЭГД-течений. В исследовании использовался контур [2], позволяющий создавать затопленную струю пара и вводить в нее ионы коронного разряда.



Фиг. 1

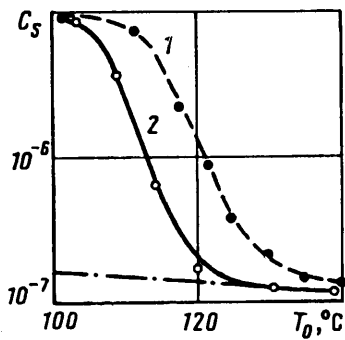
Схема установки с соответствующей аппаратурой приведена на фиг. 1. Пар истекает из цилиндрического сопла 1 диаметром $2r_0 = 2,8$ мм. Специальная конструкция рабочей части [2] позволяла варьировать температуру T_0 пара на срезе сопла при постоянном расходе пара $G \approx 1$ г/с и тем самым получать режимы с различным уровнем конденсации. На интенсивность конденсации существенно влияет температура T_∞ окружающей среды [1—4], которая также регулировалась в эксперименте. На оси паровой струи на расстоянии $l_1 = 17$ мм от среза сопла установлен коронирующий электрод 2 (игла), позволяющий создавать положительный или отрицательный коронный разряд. Вниз по потоку от иглы на расстоянии $l_2 = 150$ мм от среза сопла установлена заземленная сетка 3 высокой прозрачности, являющаяся вторым электродом коронного разряда (система игла — плоскость). Во всех экспериментах потенциал парового сопла равнялся потенциалу коронирующей иглы, что обеспечивало вынос тока коронного разряда только вниз по потоку от иглы.

В процессе эксперимента измерялись электрические параметры: потенциал φ коронирующей иглы, ток иглы J_2 , ток J_3 на сетку; с помощью специальной емкостной «развязки» осциллографировалась переменная составляющая тока иглы (при отрицательной короне), что давало информацию о нестационарных характеристиках коронного разряда (частотах Тричела [5, 6]).

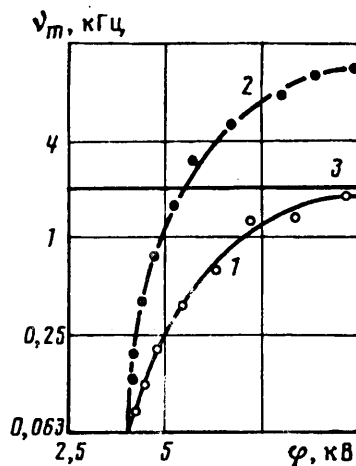
Оптическая диагностика дисперсной фазы в струе проводилась в двух вариантах. Первый, интегральный, метод [7, 8], основанный на теории рассеяния света от частиц под малыми углами, позволял определять средние по длине зондирующего лазерного луча заугертовский диаметр частиц $d_{32} = \langle d^3 \rangle / \langle d^2 \rangle$ и объемное влагосодержание капель c_v .

Второй, локальный, метод состоял в следующем. Струя зондировалась лазерным лучом, создаваемым аргоновым лазером ЛГН-402 мощностью 1 Вт (L_1 на фиг. 1). Эта мощность (в сочетании с оптическими системами фокусировки зондирующего луча и приема рассеянного света) была достаточной для надежной регистрации света, рассеянного из объема $V \sim 0,1$ мм³. Регистрация рассеянного света i_s производилась под углом $\gamma = 90^\circ$ к первичному лазерному лучу. В экспериментах все оптические системы и объем измерения V фиксировались в пространстве, а перебор измерительных точек внутри струи осуществлялся путем перемещения всей сопловой системы (включая электроды коронного разряда) в продольном и поперечном направлениях.

Рассматриваемые конденсационные струи характеризуются турбулентными газодинамическими пульсациями внутри струи и соответствующими акустическими пульсациями в окружающем пространстве. Характерная частота ν такого процесса в сечении струи x на основном участке струи приблизительно находится



Фиг. 2



Фиг. 3

из соотношения $Sh = vd/u \sim 1$, где d и u — ширина и средняя скорость струи в этом сечении.

Размеры капель в исследуемых струях изменяются от $a = 10^{-3} - 10^{-2}$ мкм, (капли-зародыши) до $a \sim 1$ мкм (развитые капли). Поэтому капли в значительной степени отслеживают турбулентное пульсационное движение среды и рассеянный ими световой сигнал i_s содержит среднюю и пульсационную составляющие: $i_s = \langle i_s \rangle + i_s'$.

Помимо электрических и оптических измерений с помощью расположенного вне струи микрофона RFT (M на фиг. 1) регистрировались также акустические пульсации, генерируемые исследуемой струей.

Экспериментальная информация о переменных сигналах J_2' , i_s' и i_a' регистрировалась многоканальным магнитографом фирмы «Sony» и обрабатывалась затем с помощью прибора «Ono Sokki».

3. Интегральные характеристики. В коронном разряде при электрической конденсации необходимо учитывать следующие новые процессы: нуклеацию на отрицательных и положительных ионах, интенсивность которой может быть различной; рост капель и одновременное увеличение их заряда Q в результате индукционного осаждения на них ионов коронного разряда.

Первый из указанных эффектов иллюстрируется на фиг. 2, где представлены зависимости влагосодержания c_s в сечении $x/r_0 = 40$ от температуры T_0 при $\varphi = -12, +12, 0$ кВ (кривые 1—3). При достаточно большой температуре T_0 в турбулентной струе не возникают условия пересыщения пара, и конденсация отсутствует как при $\varphi = 0$, так и $\varphi \neq 0$. С уменьшением T_0 при $\varphi = 0$ наблюдается только незначительный рост c_s — конденсация практически не развивается. Однако включение разряда кардинально изменяет ситуацию: влагосодержание возрастает на два порядка, и интенсивность отраженного света от частиц, находящихся в плоскости светового ножа, становится достаточной, чтобы зафиксировать четкий факел дисперсной фазы. Существенно, что интенсификация конденсации на ионах отрицательного коронного разряда оказывается большей, чем на ионах положительного разряда.

Объяснение представленных данных основано на следующих моментах. Во-первых, скорость нуклеации I на ионах (любого знака) в определенных условиях превосходит величину I в электронейтральной паровой смеси. Во-вторых, в силу полярности молекул воды на поверхности капель-зародышей, вне зависимости от их нескомпенсированного электрического заряда Q , образуется двойной электрический слой с внешним поверхностным отрицательным зарядом. Это приводит к тому, что свободные полярные молекулы водяного пара, ориентированные по полю заряда Q , легче адсорбируются в процессе нуклеации отрицательными

каплями-зародышами и эффективная скорость нуклеации возрастает (отметим, что здесь использовано грубое качественное объяснение процесса [9]). И, в-третьих, можно показать, что при одинаковых напряжениях отрицательный коронный разряд характеризуется большей концентрацией ионов, чем положительный разряд. Таким образом, сам эффект электрической конденсации объясняется первым из указанных моментов (ср. кривые 1 и 2 с кривой 3). Взаимное же расположение кривых 1 и 2 связано с двумя другими процессами, действующими в одну сторону.

Были также проведены эксперименты по определению влияния на конденсацию полярности коронного разряда при одинаковом токе разряда $J_2^+ = J_2^-$. В этом случае при общей интенсификации конденсации величина влагосодержания оказывается не зависящей от полярности разряда: $c_1^+ \approx c_1^-$. Это обстоятельство объясняется следующим образом. Можно показать, что при условии $J_2^+ = J_2^-$ концентрация ионов в отрицательном коронном разряде меньше, чем в положительном. (Этот результат следует, например, из одномерных уравнений электродинамики для коронного разряда с учетом разной подвижности ионов: $b^- > b^+$, и разной величины электрического поля зажигания коронного разряда $E_*^+ > E_*^-$). Поэтому эффект большей интенсификации нуклеации на отрицательных ионах в данном случае компенсируется их меньшей концентрацией.

Перейдем теперь к постановке и описанию экспериментов по выяснению влияния обмена электрическим зарядом между ионной компонентой и дисперсной фазой на интегральные токовые характеристики коронного разряда. Дадим прежде всего приближенную оценку указанного эффекта. Определим сначала заряд и подвижность капель. Согласно экспериментальным данным, зауеровский диаметр d_{32} , который в первом приближении можно принять за характерный физический размер частиц $2a$, в зоне развитой конденсации составляет 1—2 мкм. Максимальный заряд капли Q_1 , приобретаемый ею в поле коронного разряда за счет направленного движения ионов, по порядку величины равен $3a^2 E_{\infty}$, где E_{∞} — эффективное поле коронного разряда. Тогда подвижность капель $b_1 = Q_1 / (6\pi\mu a)$, где μ — динамическая вязкость несущей среды, при $E_{\infty} = 10$ кВ/см, $\mu \approx 2 \cdot 10^{-4}$ г/(см·с), оказывается порядка 10^{-2} см²/(В·с), что на 2 порядка меньше подвижности ионов [10, 11]. В действительности подвижность капель даже меньше указанной величины, так как для заряда Q_1 использовалась завышенная оценка. Ток J_1 , переносимый дисперсной фазой, $J_1 \sim n_1 v_1 Q_1 \Sigma$, где n_1 — концентрация капель, v_1 — средняя скорость капель, Σ — площадь поперечного сечения ЭГД-струи. Величина n_1 находится из соотношения $c_1 \approx n_1 \pi d_{32}^3 / 6$, где c_1 и d_{32} — экспериментально определяемые величины; скорость v_1 капель в первом приближении равна скорости несущей среды; величина Σ определяется экспериментально или вычисляется по теории турбулентных струй. Принимая $c_1 \sim 10^{-6}$, $d_{32} \sim 2$ мкм, $Q_1 = 0,75 d_{32}^2 E_{\infty}$, $E_{\infty} = 10$ кВ/см, $v_1 \sim 10$ м/с, $\Sigma = 3$ см², получаем $J_1 \sim 1$ мкА. Таким образом, ток дисперсной фазы составляет заметную, а в ряде случаев и определяющую долю тока коронного разряда.

В связи с тем что подвижность капель много меньше подвижности ионов, можно ожидать значительного уменьшения тока коронного разряда при возникновении режима электрической конденсации. Так, в проведенных экспериментах, переход к режиму электрической конденсации путем уменьшения температуры T_0 пара на срезе сопла привел к изменению тока разряда J_2 от 3 до 1,6 мкА при уменьшении T_0 от 410 до 390 К ($T_{\infty} = 291$ К, $\varphi = -11$ кВ).

Наиболее наглядно эффект переноса части тока разряда заряженной дисперсной фазой иллюстрируется измерениями электрического тока J_3 на заземленную сетку 3. При отсутствии конденсации $J_3 \equiv J_2$, так как ионы, обладающие большой подвижностью, полностью захватываются сеточным электродом. Заряженные же капли с малой подвижностью проходят через него вместе с газодинамическим потоком в окружающее пространство, и если $J_1 \sim J_2$, то ток на сетку заметно меньше тока иглы. Так, при $T_0 = 391$, $T_{\infty} = 291$ К, $\varphi = -7$ кВ, отношение $J_3/J_2 = 0,4$.

По мере увеличения потенциала φ это отношение возрастает, так как возрастает концентрация ионов в зоне конденсации, не все ионы становятся ядрами конденсации (существует предельное равновесное влагосодержание) или «высаживаются» на каплях и ток разряда все в большей степени определяется ионным током.

4. Пульсационные характеристики. Пульсационные характеристики электрической конденсационной струи находились путем регистрации и обработки временных сигналов: пульсаций тока разряда J_2' , рассеянного каплями света i_s' в системе интегральных измерений (лазерный измеритель дисперсности (4), основанный на методе малых углов) и в системе локальных измерений, и акустических пульсаций i_a' .

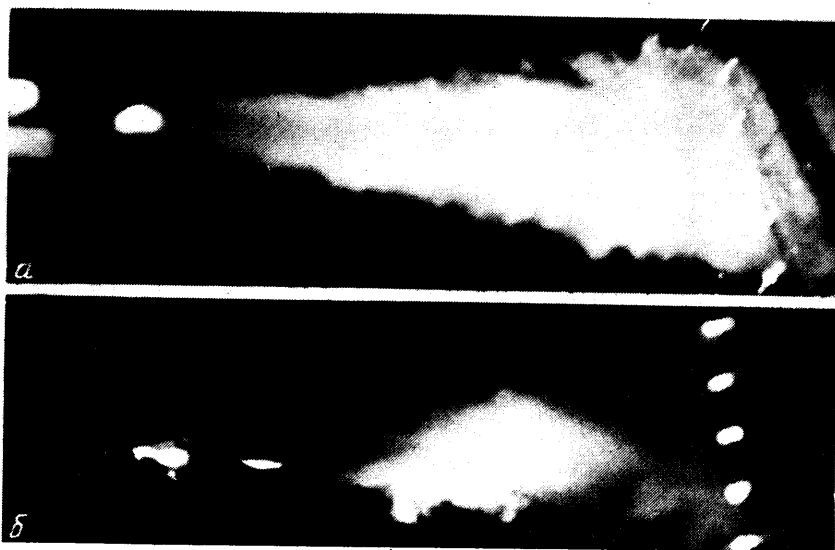
На фиг. 3 показана зависимость частоты ν_m , соответствующей максимуму в спектре мощности переменного сигнала i_s' , от потенциала φ отрицательного коронного разряда (кривая 1). Здесь же приведена зависимость от φ частоты ν_{mE} импульсов Тричела для сигнала J_2' (кривая 2). Прямая 3 на этой фигуре соответствует характерной газодинамической частоте пульсаций турбулентной струи в зоне расположения коронного разряда.

Представленный экспериментальный материал свидетельствует об интересных (и на первый взгляд неожиданных) особенностях рассматриваемых процессов. При включении коронного разряда и перенапряжении $\varphi/\varphi_0 \approx 1$ ($\varphi_0 \approx 4$ кВ — потенциал зажигания коронного разряда) во временной реализации $i_s'(t)$ и соответствующем спектре мощности появляются низкие частоты (~ 100 Гц), в то время как характерная частота для сигнала i_s' при отсутствии коронного разряда составляет 2 кГц. Существенно, что последняя величина совпадает с газодинамической частотой (прямая 3). С повышением же перенапряжения коронного разряда частота сигнала $i_s'(t)$ монотонно возрастает, опять приближаясь к частоте 2 кГц. Другой особенностью этих результатов является то обстоятельство, что при малых перенапряжениях характерная частота сигнала i_s' совпадает с частотой импульсов Тричела. При увеличении же параметра φ/φ_0 частоты Тричела возрастают, становясь больше, чем характерная газодинамическая частота $\nu \sim 2$ кГц. Указанные особенности могут быть объяснены следующим образом.

Отрицательный коронный разряд при малых перенапряжениях характеризуется низкочастотной прерывистой структурой, свидетельствующей о том, что движение ионов в межэлектродном промежутке имеет импульсный (стратифицированный) характер. Поэтому такой же прерывистый характер имеет и процесс конденсации, развивающейся на ионах, а следовательно, и сигнал рассеянного на возникших каплях светового потока. Естественно, что максимальная частота в спектре мощности приблизительно должна соответствовать частоте следования сгустков капель, т. е. быть близкой к частоте импульсов Тричела. С увеличением φ их частота резко возрастает, расстояние между «сгустками» ионов (а следовательно, и капель) уменьшается, и начинает преобладать обычный, турбулентный характер пульсаций дисперсной фазы, когда $\nu_m \rightarrow \nu$.

Определенным подтверждением указанной прерывистой структуры конденсации являются фотографии конденсационной струи, полученные с помощью мощного «лазерного ножа», при отсутствии (фиг. 4, а) и наличии (фиг. 4, б) «электрической» конденсации (на фиг. 4, б отчетливо виден конденсационный сгусток).

Другим косвенным доказательством этого является эксперимент, показавший, что усиление конденсации происходит также и в результате введения в паровоздушную струю частиц дыма, на которых развивается гетерогенная конденсация. В этом случае, как и при коронном разряде, резко увеличивалось значение c , и уменьшалась величина d_{32} , однако значения ν_m в спектрах мощности сигналов $i_s(t)$ оставались такими же, как и при отсутствии частиц дыма.



Фиг. 4

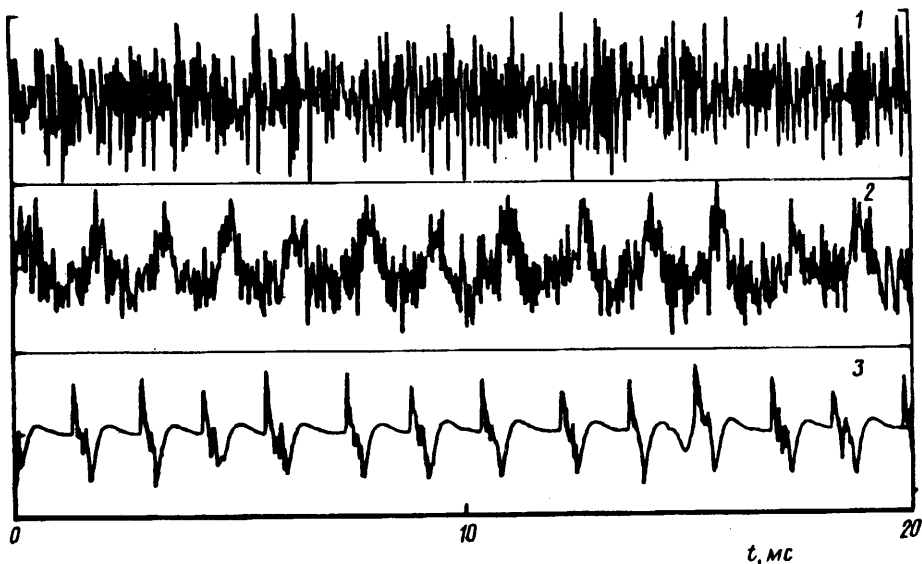
Не меньший интерес представляет исследование корреляций между акустическим сигналом i_a' , воспринимаемым микрофоном (см. фиг. 1), и тричеловским сигналом J_2' . Микрофон имеет достаточно большие размеры и фиксирует акустический шум, излучаемый всей струей. Поэтому при отсутствии электрической конденсации временная реализация не имеет ярко выраженных выбросов, а в спектре мощности отсутствует выделенная частота.

При включении же коронного разряда временная реализация сигнала $i_a'(t)$ кардинально меняется: в ней появляются четко выраженные импульсы, следующие с фиксированной частотой. На фиг. 5 приведены временные реализации сигнала $i_a'(t)$ при $\varphi = 0$ (кривая 1) и $\varphi \neq 0$ (кривая 2) и временная реализация тока разряда (3) (тричел-реализация). Условия эксперимента: $T_0 = 391$, $T_\infty = 288$ К, $\varphi = 4,0$ кВ. Наличие корреляции между сигналами i_a' при $\varphi \neq 0$ и J_2' не подлежит сомнению. Это показывает, что движение капель конденсата в виде «сгустков», следующих с частотой Тричела $\nu_{мБ}$, порождает в окружающем пространстве акустическое поле, в спектре которого присутствует явно выделенная частота, совпадающая с $\nu_{мБ}$.

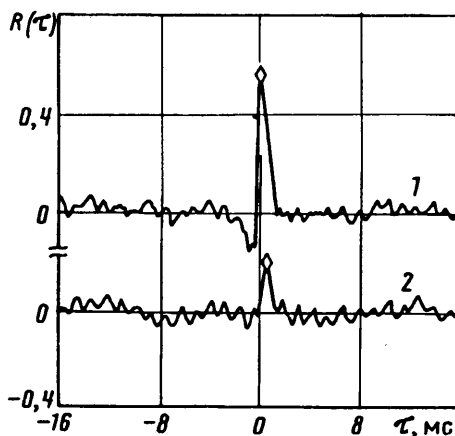
Однако законченная физическая модель указанного явления в настоящее время еще отсутствует.

Наиболее полную информацию о пульсациях в ЭДГ-потоке, конечно, дают результаты локальных оптических измерений (сигнал $i_{s,j}'$ света, рассеянного малым объемом $V \approx 0,1$ мм³). Для указанного сигнала находились дисперсия, спектр мощности и автокорреляционная функция в различных точках струи. Помимо этого находилась взаимная корреляция $R(\tau)$ между сигналами $i_{s,j}'(t)$ и переменной составляющей $J_2'(t)$ тока иглы с характерной частотой Тричела $\nu_{мБ}$.

В качестве примера на фиг. 6 показана функция $R(\tau)$, полученная для сечения $x/r_0 = 30$ в точках $y = 0$ (кривая 1) и $y = 0,9 \delta$, где δ — радиус газодинамической струи в данном сечении (кривая 2), при $T_0 = 385$, $T_\infty = 286$ К, $\varphi = -3,4$ кВ. Представленные данные наглядно иллюстрируют наличие четко выраженной корреляции между электрическим и оптическим сигналами, причем величина корреляционного пика убывает от $\sim 0,6$ на оси струи до $\sim 0,2$ на ее периферии. Указанным максимумам кривых $R(\tau)$ соответствуют значения $\tau_m = 0,59$ мс для точки $y = 0$ и $\tau_m = 0,98$ мс для точки $y = 0,9 \delta$. То обстоятельство, что $\tau_m \neq 0$, объясняется конечностью времени прохождения вдоль струи ионного сгустка (от



Фиг. 5



Фиг. 6

иглы до данного сечения), который по мере своего движения преобразуется в сгусток капель. Так как скорость на оси струи больше, чем на периферии, то время τ_m для точки $y=0$ оказывается меньше, чем для точки $y=0,9 \delta$.

5. **Заключительные замечания.** Проведенные эксперименты убедительно показывают, что коронный разряд, интенсифицируя конденсационный процесс, изменяет все газодинамическое течение: появляется дисперсная фаза, возрастает температура среды в целом, изменяются различные пульсационные характеристики и т. д. Заметим при этом, что мощность N_E коронного разряда равна $N_E = \varphi J_2 \approx 10^{-2}$ Вт; первоначальная тепловая мощность струи $Gc_p T_0$ (где G — массовый расход пара, T_0 — температура на срезе сопла, c_p — теплоемкость пара), составляет в экспериментах ~ 500 Вт, а тепловая мощность $N_k = G c_p \Delta T$, выделяющаяся в струе в результате конденсации, составляет ~ 10 Вт (при экспериментальном значении увеличения температуры среды $\Delta T = 5-10^\circ \text{C}$). Таким образом, отношение $N_k/N_E \sim 10^3$, т. е. затрата чрезвычайно малой электрической энергии приводит к заметному энергетическому эффекту. Коронный разряд в данном случае служит затравочным механизмом, поставляя ионы, на которых развивается нуклеация.

Этот же вывод можно пояснить, рассматривая безразмерные параметры межфазного взаимодействия. Параметр ЭГД-взаимодействия между ионной компонентой и несущей средой $\Pi_E = en_i E_\infty l / (\rho v^2)$ (где e и n_i — заряд и концентрация ионов, E_∞ и l — характерные электрическое поле и размер коронной системы, ρ и v — плотность и скорость несущей среды) в условиях эксперимента является малой величиной. При $E_\infty = 10$ кВ/см, $l = 5$ см, $n_i = 10^8$ см⁻³, $v \sim 10$ м/с имеем $\Pi_E \sim 10^{-2}$. В то же время параметр взаимодействия между образовавшейся дисперсной фазой и несущей средой $\Pi_s = \rho_s / \rho = 4\pi a^3 n_s \rho^0 / 3\rho$ (где n_s — концентрация капель, ρ^0 — плотность воды) для сгустка капель, где можно приближенно принять $n_s \sim n_s$, составляет $\Pi_s = 0,4$. Поэтому естественно ожидать определенного влияния дисперсной фазы на турбулентные характеристики струи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ватажин А. Б., Лихтер В. А., Шульгин В. И. Турбулентные конденсационные струи и возможность управления ими с помощью электрического поля // Проблемы современной механики. Ч. 1 / Под ред. акад. Л. И. Седова. М.: Изд-во МГУ, 1983. С. 113—122.
2. Ватажин А. Б., Валеев Р. С., Лихтер В. А. и др. Исследование турбулентных паровоздушных струй при наличии конденсации и введении в поток посторонних частиц // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 3. С. 53—61.
3. Ватажин А. Б., Лебедев А. Б., Мареев В. А. Математическое моделирование различных режимов конденсации в турбулентных изобарических струях // Изв. АН СССР. МЖГ. 1985. № 1. С. 59—67.
4. Ватажин А. Б., Клименко А. Ю., Лебедев А. Б., Сорокин А. А. Гомогенная конденсация в турбулентных затопленных изобарических струях // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 2. С. 43—52.
5. Капцов Н. А. Коронный разряд. М.: Гостехиздат, 1947. 226 с.
6. Ватажин А. Б., Лихтер В. А., Шульгин В. И. Частотные и вольт-амперные характеристики коронного разряда в потоке газа // Теплофиз. высоких температур. № 1. С. 1—9.
7. Голубев А. Г., Ягодкин В. И. Оптические методы измерения дисперсности аэрозолей // Тр. ЦИАМ. 1977. № 828. 21 с.
8. Ягодкин В. И., Голубев А. Г. Метод определения дисперсности и концентрации капель распыленной жидкости по интегральным характеристикам рассеянного света // Тр. ЦИАМ. 1979. № 867. 14 с.
9. Райст П. Аэрозоли. Введение в теорию. М.: Мир, 1987. 278 с.
10. Верецагин И. П., Левитов В. И., Мирзабекян Г. З., Пашин М. М. Основы электрогазодинамики дисперсных систем. М.: Энергия, 1974. 478 с.
11. Ватажин А. Б., Грабовский В. И., Лихтер В. А., Шульгин В. И. Электрогазодинамические течения. М.: Наука, 1983. 344 с.

Москва

Поступила в редакцию
25.XII.1991