

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПУЛЬСАЦИИ В ТУРБУЛЕНТНЫХ ЭЛЕКТРОГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПОТОКАХ

А. Б. ВАТАЖИН, В. А. ЛИХТЕР, А. М. РУШАЙЛО, В. И. ШУЛЬГИН

(Москва)

Рассмотрены процессы в турбулентных потоках, содержащих заряженные частицы. Показано, что в реактивных струях авиационных двигателей при наличии в них заряженных частиц несгоревшего топлива и в турбулентных струях, создаваемых в лабораторных условиях путем обдува воздухом коронных источников, возникают пульсации электрического заряда, которые можно регистрировать специальной аппаратурой. Сформулирована задача определения характеристик турбулентности в струях по измерениям электрических колебаний, воспринимаемых электростатическим зондом.

Проведены измерения электрических пульсаций, генерируемых затопленной электрогазодинамической струей в лабораторных условиях, и результаты сопоставлены с данными акустических измерений. Обнаружена хорошая корреляция относительных электрических и акустических характеристик. Изучены спектры электрических пульсаций струи при ее нейтрализации с помощью специального компенсирующего устройства и определена зона смешения разноименных электрических зарядов.

Измерены электрические пульсации, генерируемые реактивными струями самолетов в аэродромных условиях.

1. Постановка задачи. Рассмотрим турбулентный поток газа, в котором в качестве примеси с относительно малой концентрацией содержатся заряженные частицы. Такие потоки создаются в лабораторных условиях в результате обдува коронных источников газодинамическими струями [1, 2]. В последнее время установлено, что реактивные струи современных авиационных двигателей, течение в которых может быть турбулентным, содержат заряженные частицы, что вызывает электризацию самолета [3, 4].

Присутствие заряженных частиц с малой концентрацией не изменяет газодинамическое поле осредненных параметров и динамическое поле турбулентности. Однако заряженные частицы, участвуя в осредненном и пульсационном движениях среды, генерируют осредненную и пульсационную составляющие электрического поля. Измерение осредненных электрических характеристик газодинамических струй проводилось в [1, 2], а электрических параметров реактивных струй авиационных двигателей — в [3, 4]. Исследование же нестационарных электрических полей, обусловленных турбулентным движением среды, является новой задачей. Такое исследование необходимо для решения прикладных задач электрогазодинамики, таких, как разработка источников заряженных частиц, электризация летательных аппаратов. Не менее важным аспектом является возможность получения информации о турбулентных характеристиках среды по данным измерений пульсаций электрического поля.

Проанализируем условия течения в реальных турбулентных электрогазодинамических потоках. Рассмотрим характерные значения скорости газа v , электрического поля E , концентрации заряженных частиц n , заряда частицы Q , объемной плотности электрического заряда $q = Qn$, подвижности заряженных частиц b в лабораторных электрогазодинамических

струях (условия I) и в двигательных струях (условия II)

$$(1.1) \quad \text{I: } n \sim 10^9 \text{ см}^{-3}, Q = e = 4.8 \cdot 10^{-10} \text{ ед. CGSE} \\ q \sim 1 \text{ ед. CGSE}, b \sim 1 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}, v \sim 10^4 \text{ см/сек}$$

$$(1.2) \quad \text{II: } n \sim 10^5 \text{ см}^{-3}, Q \sim 10^3 e = 4.8 \cdot 10^{-7} \text{ ед. CGSE}, \\ q = Qn \sim 5 \cdot 10^{-2} \text{ ед. CGSE}, b \sim 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}, v \sim 4 \cdot 10^4 \text{ см/сек}$$

Заряженными частицами в лабораторных струях являются молекулярные ионы, а в двигательных струях — частицы с размерами $2 \cdot 10^{-5}$ см, представляющие собой, например, агломераты из более мелких частиц несгоревшего топлива. В указанных условиях инерцией заряженных частиц и действием на них сил тяжести можно пренебречь.

Заряженные частицы создают собственное электрическое поле E , порядок величины которого определяется следующим образом:

$$(1.3) \quad \text{div } E = 4\pi q/\epsilon, E \sim 4\pi h q/\epsilon, E \sim 3 \cdot 10^3 \text{ в/см}$$

В качестве характерных размеров выбраны $h=1$ см для условий I и $h=20$ см для условий II; диэлектрическая постоянная среды ϵ близка к единице.

Отношение скорости дрейфа заряженных частиц bE к газодинамической скорости v по порядку величины равно

$$(1.4) \quad \text{I: } \frac{bE}{v} \sim 3 \cdot 10^{-1}, \quad \text{II: } \frac{bE}{v} \sim 1.5 \cdot 10^{-3}$$

Малая величина этого отношения в условиях двигательной электризации летательных аппаратов объясняется сравнительно небольшой подвижностью заряженных частиц. Последние оказываются практически «вмороженными» в газ. В лабораторных условиях параметр bE/v значительно больше. Однако и в этом случае скорость заряженных частиц (ионов) не очень сильно отличается от скорости газа.

В обоих примерах параметр электрогазодинамического взаимодействия $N = qEh/\rho v^2 \ll 10^{-4}$ (ρ — плотность газа), и поэтому поля осредненных и пульсационных газодинамических параметров не изменяются вследствие электрических эффектов. Однако в потоках генерируются большие осредненные и пульсационные электрические поля, величина и распределение которых определяются свойствами турбулентного течения.

2. Турбулентные электрогазодинамические течения. Для рассмотренных выше условий закон Ома, связывающий плотность электрического тока j с электрогазодинамическими параметрами, и условие сохранения заряженной компоненты имеют вид [5, 6]

$$(2.1) \quad j = q(v + bE) - D \nabla q \\ \frac{\partial q}{\partial t} + \text{div } j = 0 \quad (b, D = \text{const})$$

Здесь D — коэффициент молекулярной диффузии заряженных частиц в условиях I. Так как электрическое число Пекле $Pe = (vh/D) \gg 1$, то в ламинарных потоках, вне зон резкого изменения q , диффузионным членом можно пренебречь. Однако в случае турбулентного течения, в котором диссипация энергии происходит на малых масштабах λ , диффузионный член может быть не малой величиной.

В правой части первого уравнения (2.1), вообще говоря, должен присутствовать член, пропорциональный градиенту температуры заряженных

частиц (молекулярных ионов) [5]. В рассматриваемых условиях этим членом всегда можно пренебречь в случае ламинарного течения. При анализе турбулентного течения этот член также можно не учитывать, так как относительная величина пульсаций температуры T'/T при дозвуковом течении меньше относительной пульсации скорости v'/v , которой в первом приближении пропорциональна величина q'/q . Диффузионный член всегда отсутствует при условиях II.

Электрическое поле E , заряд q и потенциал электрического поля ϕ связаны уравнениями

$$(2.2) \quad \operatorname{div} E = 4\pi q/\epsilon, \quad E = -\nabla\phi$$

При нестационарном (пульсационном) движении электрическое поле помимо потенциальной составляющей E_1 , вообще говоря, имеет и вихревую составляющую E_2 . С помощью уравнений Максвелла можно показать, что

$$(2.3) \quad \frac{E_2}{E_1} \sim \epsilon\mu \max \left\{ \frac{v(l\omega)}{c^2}, \frac{v(l\omega)}{c^2} \frac{bE}{v}, \frac{(l\omega)^2}{c^2} \right\}$$

Здесь μ — магнитная проницаемость среды, c — скорость света в вакууме, l и ω — характерные газодинамические масштаб и частота изменения параметров в турбулентном потоке. Так как $l\omega \sim v$, $(bE/v) \ll 1$, то $E_2/E_1 \sim v^2/c^2 \ll 1$ и справедливы соотношения (2.2).

При известной скорости газа $v(r, t)$ из уравнений (2.1) и (2.2) находятся распределения q , E , ϕ как функции радиус-вектора r и времени t . Представим характеристики электрогазодинамического течения в виде суммы осредненных составляющих, которые по-прежнему будем обозначать посредством v , E , q и ϕ , и пульсационных составляющих v' , E' , q' и ϕ' . Применяя к уравнениям (2.1), (2.2) традиционную операцию «распульсирования» [7], получим следующие уравнения:

$$(2.4) \quad \frac{\partial q}{\partial t} + \operatorname{div}(qv + bqE) - D\Delta q + \operatorname{div}(K + bL) = 0$$

$$\operatorname{div} E = 4\pi q/\epsilon, \quad \Delta\phi = -4\pi q/\epsilon \quad (K = \langle q'v' \rangle, L = \langle q'E' \rangle)$$

$$(2.5) \quad \frac{\partial q'}{\partial t} + \operatorname{div}(q'v + qv' + q'v' - K) + b \operatorname{div}(q'E + qE' + q'E' - L) -$$

$$-D\Delta q' = 0, \quad \operatorname{div} E' = 4\pi q'/\epsilon, \quad \Delta\phi' = -4\pi q'/\epsilon$$

Уравнения (2.4) ранее были получены в [8]. Из этих уравнений определяются осредненные параметры q , E и ϕ по известным скоростям v и v' . Система уравнений (2.4) незамкнута: для ее замыкания необходимы выражения для L и K через осредненные характеристики. (Символ $\langle \rangle$ означает осреднение соответствующих характеристик турбулентного потока.)

Система уравнений (2.5) предназначена для определения пульсационных параметров q' , E' и ϕ' . Особенностью этой системы является линейная связь величин E' и ϕ' с q' , что позволяет выразить E' и ϕ' через q' в виде интегралов, реализующих решение уравнения Пуассона. Поэтому первое уравнение (2.5) с учетом (2.4) может быть условно представлено в виде следующей функциональной связи:

$$(2.6) \quad F\{q'; v, v'\} = 0$$

Весьма важно, что пульсация заряда q' определяется только полями скоростей v и v' и не зависит от пульсаций других газодинамических параметров.

Из (2.4), (2.5) можно также найти уравнение для величины $\Lambda = \langle q'^2 \rangle$, которое в случае несжимаемой жидкости имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
 (2.7) \quad & \frac{\partial \Lambda}{\partial t} + v \nabla \Lambda = \text{div}(D \nabla \Lambda - S) - 2K \nabla q - D^\circ - 2bM \\
 & S = \langle q'^2 v' \rangle, \quad M = \langle q' \text{div}(q' E + q E' + q' E') \rangle = \\
 & = \frac{8\pi q}{\epsilon} \Lambda + \frac{1}{2} E \nabla \Lambda + L \nabla q + m + n \\
 & D^\circ = 2D \langle (\nabla q')^2 \rangle, \quad m = \frac{1}{2} \langle E' \nabla (q'^2) \rangle, \quad n = \frac{4\pi}{\epsilon} \langle q'^3 \rangle
 \end{aligned}$$

Левая часть этого уравнения соответствует конвекции величины Λ , а первые три члена его правой части характеризуют диффузию, производство и диссипацию величины Λ соответственно. При $b=0$ выражение (2.7) переходит в известное уравнение для дисперсии концентрации пассивной примеси. Если в последнем члене $2bM$ также выделить конвективную и диффузионную составляющие и члены, имеющие смысл производства и диссипации Λ , то уравнение (2.7) можно записать в виде

$$\begin{aligned}
 (2.8) \quad & \frac{\partial \Lambda}{\partial t} + (v + bE) \nabla \Lambda = \text{div}[D \nabla \Lambda - \langle (v' + bE') q'^2 \rangle] - \\
 & - 2 \langle q' (v' + bE') \rangle \nabla q - 2D \langle (\nabla q')^2 \rangle - \frac{4\pi b}{\epsilon} (\langle q'^3 \rangle + 4q \langle q'^2 \rangle)
 \end{aligned}$$

При такой записи уравнения роль эффективной скорости выполняет величина $v + bE$.

Для замыкания уравнений (2.7), (2.8) необходимо аппроксимировать корреляции S , K , D° , n и m , L .

Одноточечные корреляции, которые включают в себя поле E' , интегрально выражаются через двухточечные корреляции, содержащие только величину q' и ее производные. Действительно, пусть V — объем пространства, в котором происходит турбулентное движение среды, а пространство V^+ вне V имеет такую же, как в объеме V , диэлектрическую постоянную ϵ и не содержит электрических зарядов. Пусть на границе объема $V + V^+$ электрический потенциал обращается в нуль. Тогда решение последнего уравнения (2.5) и выражения для корреляций L и m имеют вид

$$\begin{aligned}
 (2.9) \quad & \varphi'(P) = \frac{4\pi}{\epsilon} \int_V G(P, M) q'(M) dV_M, \quad P \in V + V^+, \quad M \in V \\
 & \Delta_P G = -\delta(P, M), \quad G(P_\Sigma, M) = 0, \quad P_\Sigma \in \Sigma \\
 (2.10) \quad & E'(P) = -\frac{4\pi}{\epsilon} \int_V \nabla_P G(P, M) q'(M) dV_M \\
 (2.11) \quad & L = \langle q'(P) E'(P) \rangle = -\frac{4\pi}{\epsilon} \int_V \nabla_P G \langle q'(M) q'(P) \rangle dV_M \\
 & m = \frac{1}{2} \langle E'(P) (\nabla q'^2)_P \rangle = -\frac{2\pi}{\epsilon} \int_V \nabla_P G \langle q'(M) (\nabla q'^2)_P \rangle dV_M
 \end{aligned}$$

Здесь G — функция Грина для области $V+V^+$, δ — дельта-функция, символ $\nabla_P G$ указывает, что дифференцирование проводится по координатам точки P .

При относительно небольшой подвижности заряженных частиц, когда электрическое поле не оказывает сильного влияния на их движение ($bE/v < 1$), корреляции S , K , D° и n , m , L можно представить в таком же виде, как в обычной гидродинамике. Приближенные выражения для первой группы корреляций хорошо известны [3, 10]

$$(2.12) \quad \begin{aligned} K &= \langle q'v' \rangle = -D_T \nabla q, & S &= \langle q'^2 v' \rangle = -\text{const } D_T \nabla \langle q'^2 \rangle \\ D^\circ &= \text{const } \langle q'^2 \rangle k^{1/2} / l, & k &= 1/2 \langle v'^2 \rangle \end{aligned}$$

Аппроксимация двухточечных корреляций в подынтегральных функциях (2.10) и (2.11) и получение удобных выражений для L и m в указанном приближении является самостоятельной (но гидродинамической) задачей.

Оценку относительную величину корреляции L . Для этого заметим, что подынтегральная двухточечная корреляция заряда q' в (2.10) по своей структуре не должна сильно отличаться от двухточечной корреляции скоростей (например, продольной корреляции) и поэтому может быть представлена в виде произведения $\langle q'^2(P) \rangle$ и некоторой скалярной функции, которая близка к нулю при $r_{MP} > l$ и является величиной порядка единицы при $r_{MP} < l$, где l — интегральный эйлеров масштаб турбулентности. Функция Грина G по порядку величины равна $(4\pi r_{MP})^{-1}$. Поэтому $|L| \sim 4\pi e^{-1} l \langle q'^2 \rangle$. Оценку величины $\langle q'^2 \rangle$ получим с помощью уравнения (2.7), сопоставив между собой члены, характеризующие производство и диссипацию $\langle q'^2 \rangle$. Используя (2.12), получаем

$$(2.13) \quad \begin{aligned} |2K \nabla q| &\sim D^\circ, & \frac{|K|q}{h} &\sim \frac{\langle q'^2 \rangle v'}{l} \\ \frac{b|L|}{|K|} &\sim \beta \frac{l^2}{h^2} \frac{v}{v'} \sim \beta \frac{l}{h} \sim \beta \\ \beta &= \frac{4\pi q h b}{e v} & (v' &= \sqrt{\langle v'^2 \rangle}) \end{aligned}$$

Последняя (довольно приближенная) оценка в (2.13) соответствует условиям в турбулентных струях ширины h на основном участке. Величина β является важным параметром в теории электрогазодинамических струй [11, 12]. Для условий (1.1) и (1.2) приближенно имеем $\beta = 3 \cdot 10^{-4}$ (при $h = 1$ см) и $\beta = 1.5 \cdot 10^{-3}$ (при $h = 20$ см) соответственно.

Таким образом, при описании течения в двигательных струях во всех уравнениях (2.4) — (2.7) с большой степенью точности можно положить $\beta = 0$. Уравнения для определения q , q' , $\langle q'^2 \rangle$ в этом случае полностью совпадают с гидродинамическими уравнениями для концентрации пассивной примеси.

В лабораторных электрогазодинамических струях эффекты, обусловленные подвижностью заряженных частиц, гораздо значительнее и, вообще говоря, могут влиять на их движение [1, 2, 11, 12]. Однако в первом приближении пульсационное движение заряженных частиц при условиях (1.2) также можно считать не сильно отличающимся от пульсационного движения пассивной примеси.

3. Причинная связь турбулентность — измеряемый сигнал. Не отличаясь по своему динамическому поведению от пассивной примеси, заряженные частицы, тем не менее, создают сильные пульсационные электрические поля, которые могут регистрироваться специальной аппаратурой — электростатическим зондом, расположенным вне струи. В результате пульсации заряда q' на «рабочей» поверхности зонда генерируется переменный по времени электростатический заряд $Q^*(t)$. Зонд соединен с землей электрической цепью с сопротивлением R и емкостью C , через которую происходит «стекание» зарядов противоположного знака, а на сопротивлении R регистрируется переменный электрический потенциал $\Phi(t)$. Зонд соединяется с анализатором спектра, на котором регистрируется спектр величины $\Phi(t)$.

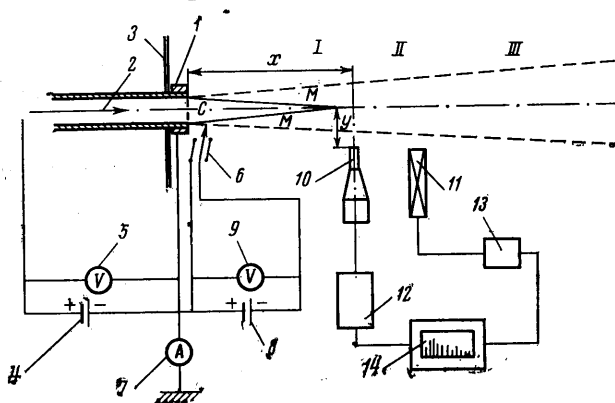
Причинная связь турбулентность струи — спектр на анализаторе выглядит следующим образом: пульсации скорости $v' \rightarrow$ пульсации заряда q' в струе \rightarrow пульсационное электрическое поле E' в струе и вне нее \rightarrow пульса-

ционный электростатический заряд $Q^*(t)$ на поверхности зонда вне струи → пульсационное напряжение $\Phi(t)$ на сопротивлении → анализатор спектра $\Phi(t)$.

При знании каждого элемента этой причинной связи появляется принципиальная возможность получать сведения об осредненных (по пространству) характеристиках турбулентности на основе анализа регистрируемых электрических сигналов.

Дадим краткую характеристику отдельных элементов указанной связи. Определение связи $v' \rightarrow q'$ представляет собой общую (и еще далекую от решения) проблему турбулентности. Однако имеются экспериментальные данные о хорошей корреляции между пульсационными характеристиками v' и q' .

Связь $q' \rightarrow E'$ устанавливается в результате решения уравнения Пуассона и представляется интегралами типа (2.9). Величины ϕ' и E' мгно-



Фиг. 1

венно «отзываются» на изменение q' в потоке (время входит в (2.9) в виде параметра). Для расчета ϕ' и E' необходимо определить функцию Грина для сложной области, включающей в себя турбулентную струю и ограниченной поверхностями с различными электрическими свойствами (в том числе поверхностью зонда). Связь (2.9) линейная, но интегральная.

Величина $Q^*(t)$ находится из указанной выше электростатической задачи. Определение связи $Q^*(t) \rightarrow \Phi(t)$ состоит в нахождении «передаточной» функции для зонда.

Таким образом, интерпретация регистрируемых электрических сигналов нетривиальна. С точки зрения измерения характеристик турбулентности описываемый способ, конечно, не может конкурировать с известными методами (например, термоанемометрическим). Это обусловлено не только сложностью интерпретации сигнала, но и «интегральным» характером метода. Но предлагаемый метод может дать косвенные сведения о характеристиках турбулентности в потоке, когда использование тонких измерительных устройств в силу определенных причин оказывается невозможным. Как будет показано ниже, с помощью такого метода можно определить эффективность смешения различных примесей, длину начального участка турбулентных струй и т. п.

Ниже представлены простейшая теория электростатического зонда и результаты экспериментов в лабораторных и аэродромных условиях.

4. Электростатический зонд. Зонд представляет собой металлический цилиндр диаметром 0,6 см и длиной 2 см, укрепленный на керамическом изоляторе. Зонд соединялся с входом предусилителя Z-562, имеющим входное сопротивление $R=$

$= 2.2 \cdot 10^6$ ом. Суммарная емкость системы зонд+подводящий кабель+усилитель составляла $C = 10^{-11} \phi + 5 \cdot 10^{-11} \phi + 3.9 \cdot 10^{-10} \phi = 4.5 \cdot 10^{-10} \phi$. Потенциал зонда $\Phi(t)$ усиливался в 30 раз и регистрировался на запоминающем осциллографе С-8-1 или на панорамном анализаторе спектра FSP-80.

Потенциал зонда $\Phi(t)$ на сопротивлении R измерительной системы определяется уравнением

$$(4.1) \quad C \frac{d\Phi}{dt} + \frac{\Phi}{R} = \frac{dQ^{**}}{dt} \quad (Q^{**}(t) = -Q^*(t))$$

При отсутствии временных пульсаций электрического заряда в потоке правая часть уравнения (4.1) равна нулю и решением является $\Phi = 0$. Таким образом, сигнал зонда связан только с переменной составляющей электрического заряда.

Решение уравнения (4.1) зависит от вида функции $Q^*(t)$ и безразмерного параметра $\kappa = T/RC$, представляющего собой отношение характерного времени нестационарного процесса T к характерному времени стекания тока с зонда. В предельных ситуациях получаем

$$(4.2) \quad \kappa \ll 1: \Phi = \Phi_1(t) = C^{-1} Q^{**}(t); \quad \kappa \gg 1: \Phi = \Phi_2(t) = \frac{1}{\kappa} \frac{d\Phi_1}{dt}, \quad \tau = \frac{t}{T}$$

В первом случае потенциал зонда «следит» за наведенным зарядом $Q^{**}(t)$, а во втором — пропорционален производной dQ^{**}/dt , причем амплитуда сигнала уменьшена в κ раз. Предельные соотношения (4.2) были подтверждены в процессе динамической тарировки зонда, когда заряд $Q^*(t)$ наводился в результате колебаний заряженного шарика, подвешенного на нити вблизи зонда.

Передаточная функция для зонда без труда находится с помощью интегрирования (2.1).

Анализатор спектра FSP-80 анализирует выходной сигнал в $1/3$ -октавных полосах в диапазоне от 1.5 гц до 22.4 кгц. «Профиль» регистрируемой спектральной кривой соответствует зависимости $\omega f(\omega)$, где $f(\omega)$ — спектральная функция для величины $\langle \Phi^2 \rangle$.

5. Результаты лабораторных исследований. Схема экспериментальной установки показана на фиг. 1. Турбулентная затопленная струя создавалась истечением воздуха из сопла 1 диаметром $d = 1.8$ см. Скорость истечения и число Рейнольдса (определенное по диаметру d) $u_0 = 175$ м/сек и $Re = 2.5 \cdot 10^5$. В струе имелись начальный, переходной и основной участки течения I, II, III, определяемые неравенствами $0 < x^\circ < 4$, $4 < x^\circ < 6.5$ и $x^\circ > 6.5$ соответственно ($x^\circ = x/d$).

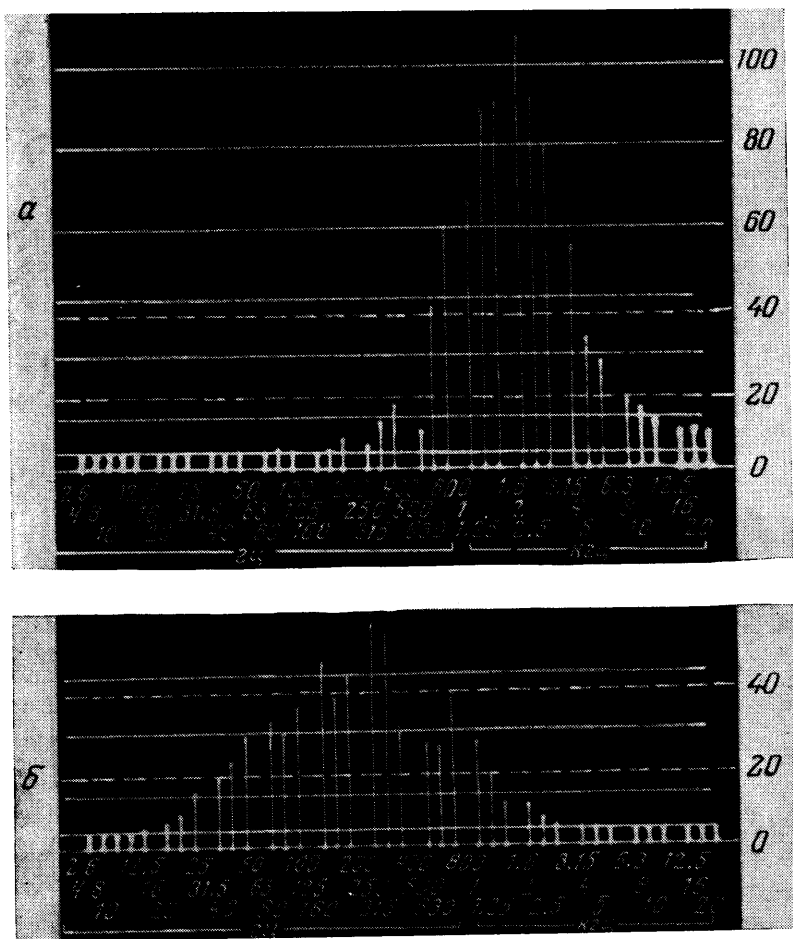
Введение в струю униполярных ионов осуществлялось путем обдува коронирующей иглы 2, на которую подавался потенциал Φ_* от высоковольтного выпрямителя 4 (типа ВС-6-10). При $\Phi_* = 6.5$ кВ электрический ток выноса J в струе составлял 2.5 мкА. Для компенсации тока J использовался «активный» компенсатор 6, на коронирующую иглу которого подавался потенциал Φ_k от отдельного выпрямителя 8 указанного выше типа. В короне компенсатора создавались ионы противоположного (по отношению к основному источнику) знака, которые «втягивались» в струю полем объемного электрического заряда. Полная компенсация тока J происходила при $\Phi_k \approx 1.2$ кВ. Существенно, что в компенсаторе отсутствовал дополнительный проток воздуха, и поэтому газодинамические характеристики струи при работе компенсатора оставались неизменными. Положительные и отрицательные ионы в эксперименте обладали приблизительно одинаковой массой и равным (но противоположным) зарядом. Вольтметрами 5 и 9 и амперметром 7 регистрировались величины Φ_* , Φ_k и J соответственно. Для устранения влияния пульсаций в коронном источнике на пульсационное поле в области $x > 0$ устанавливались экраны 3.

В экспериментах измерялись электрические колебания с помощью зонда 10, пред- усилителя 12 и анализатора спектра 14 (см. п. 4) и акустические характеристики струи с помощью микрофона 11, подключенного к импульсному шумомеру 13 (типа PSI 202) и далее к тому же анализатору 14.

Прежде всего было установлено, что сигнал на зонде отсутствует при работе необдуваемого газом коронного источника, а также при наличии турбулентной струи, но выключенном источнике. Регистрация электрического сигнала происходила только тогда, когда в турбулентную струю попадали заряженные частицы (обдув работающего источника). С другой стороны, было проверено, что акустические характеристики струи в данных условиях не зависели от работы коронного источника. Тем самым были доказаны отсутствие помех от источника и независимость газодинамического течения в струе от электрических процессов.

Акустические и электрические пульсации регистрировались при перемещении микрофона и зонда вдоль струи на расстоянии ~ 1 см от ее границы. В полученных спектрах выделялась частота Ω , соответствующая максимальной амплитуде A (амплитуды измерялись в режиме линейного усиления). Определялись зависимости $\Omega^{(a)}$, $A^{(a)}$ и $\Omega^{(e)}$, $A^{(e)}$ от координаты x° для акустических и электрических колебаний соответственно.

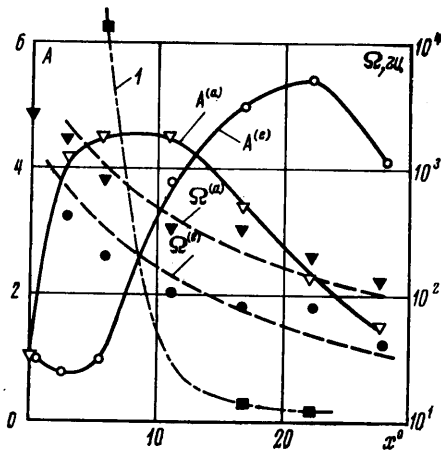
Акустические измерения. Фотографии типичных акустических частотных спектров показаны на фиг. 2 при $x^\circ=2.8$ (а) и 22.2 (б). Спектры обладают четко выраженным максимумом, который при увеличении x° смещается в область более низких частот. Зависимости $\Omega^{(a)}(x^\circ)$ и $A^{(a)}(x^\circ)$ показаны на фиг. 3. (Величины A отнесены к своим значениям при $x=0$.)



Фиг. 2

Резкое возрастание $A^{(a)}$ при малых x° обусловлено генерацией турбулентных пульсаций в области смешения M (фиг. 1). Уменьшение $A^{(a)}$ и $\Omega^{(a)}$ на основном участке связано с тем, что интенсивность турбулентности v' и характерная частота в автомодельной области основного участка струи убывают пропорционально x^{-1} и x^{-2} соответственно [7].

Измерения электрических колебаний. Фотографии типичных частотных спектров, полученные с помощью электростатического зонда при работе основного коронного источника 1, показаны на фиг. 4, а, б ($x^\circ=5.7$ и



Фиг. 3

28). Так же, как и акустические, спектры обладают четко выраженным максимумом, смещающимся в сторону более низких частот при увеличении x° . Зависимости $\Omega^{(e)}(x^\circ)$ и $A^{(e)}(x^\circ)$ представлены на фиг. 3. Характер изменения величины $\Omega^{(a)}$ и $\Omega^{(e)}$ по длине струи одинаков. Более того, можно убедиться, что зависимости $\Omega^{(a)}(x^\circ)/\Omega^{(a)}(0)$ и $\Omega^{(e)}(x^\circ)/\Omega^{(e)}(0)$ практически совпадают друг с другом.

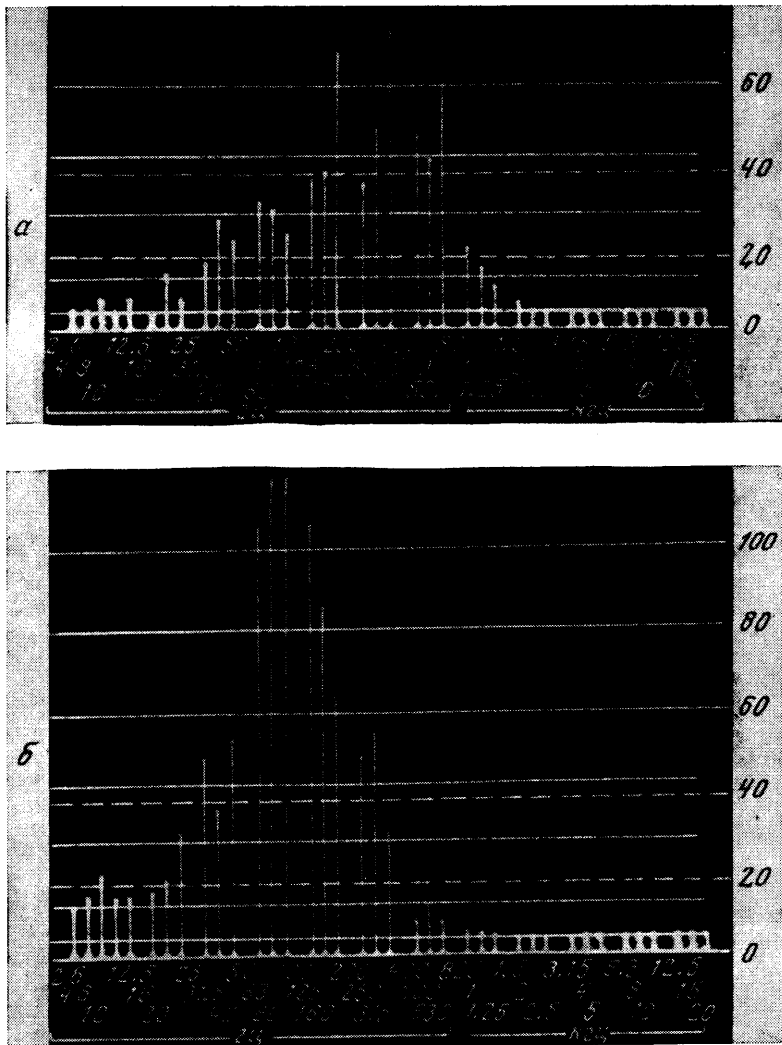
Уменьшение частоты $\Omega^{(e)}$ по сравнению с $\Omega^{(a)}$ и относительное смещение кривых $A^{(a)}(x^\circ)$ и $A^{(e)}(x^\circ)$ может быть качественно объяснено следующим образом.

Микрофон 11 реагирует на изменение давления p в акустической волне, генерируемой пульсациями в турбулентной струе. Зонд 10 регистрирует электрические колебания, возникающие в результате пульсаций q' в некотором объеме турбулентной струи, расположенном «вблизи» поверхности зонда. Пульсации q' посредством (2.6) связаны с пульсациями v' . Поэтому можно предположить, что акустический спектр приближенно соответствует величине $\langle p'^2 \rangle$, а электрический — величине $\langle v'^2 \rangle \sim \langle u'^2 \rangle$. Известно, что максимум функции $\omega f_p(\omega)$ сдвинут относительно максимума функции $\omega f_u(\omega)$ в сторону больших частот ($f_p(\omega)$ и $f_u(\omega)$ — спектральные плотности для $\langle p'^2 \rangle$ и $\langle u'^2 \rangle$). Величины $\Omega^{(a)}$ и $\Omega^{(e)}$ представляют собой частоты, соответствующие указанным максимумам. Поэтому должно выполняться неравенство $\Omega^{(e)} < \Omega^{(a)}$.

Для объяснения смещения кривых $A^{(a)}(x^\circ)$ и $A^{(e)}(x^\circ)$ заметим, что профиль $q(y)$ на срезе сопла неоднороден и его максимум соответствует оси струи. Поэтому большая часть заряженных частиц на участке I находится в области ядра C (см. фиг. 1), в котором пульсации скорости, а следовательно, и величина q' незначительны. С этим обстоятельством связана слабость электрического сигнала области I. В областях II и III уже все заряженные частицы участвуют в турбулентном движении и сигнал возрастает. Далее, в области III, амплитуда электрических пульсаций начинает уменьшаться вследствие уменьшения v' .

Электрические пульсации в режиме компенсации тока струи. Исследование проводилось при полной компенсации тока выноса турбулентной струи в результате введения в нее заряженных частиц противоположного знака из источника b (при этом ток, регистрируемый амперметром 7, равнялся нулю). Спектры электрических пульсаций представлены на фиг. 5, a, b ($x^\circ = 5.7$ и 22.2). (Истинная амплитуда спектра на фиг. 5, a получается трехкратным увеличением приведенной амплитуды.) Из сопоставления этих спектров с ранее полученными при отсутствии компенсации (фиг. 4, a, b) следует, что амплитуда пульсаций в режиме компенсации резко возрастает при малых x° и становится практически равной нулю при больших x° . На фиг. 3 приведена кривая 1, представляющая собой отношение амплитуд A при включенном и выключенном компенсаторе. Заметим, что включение компенсатора не изменяет частоту Ω , соответствующую максимальной амплитуде A спектра.

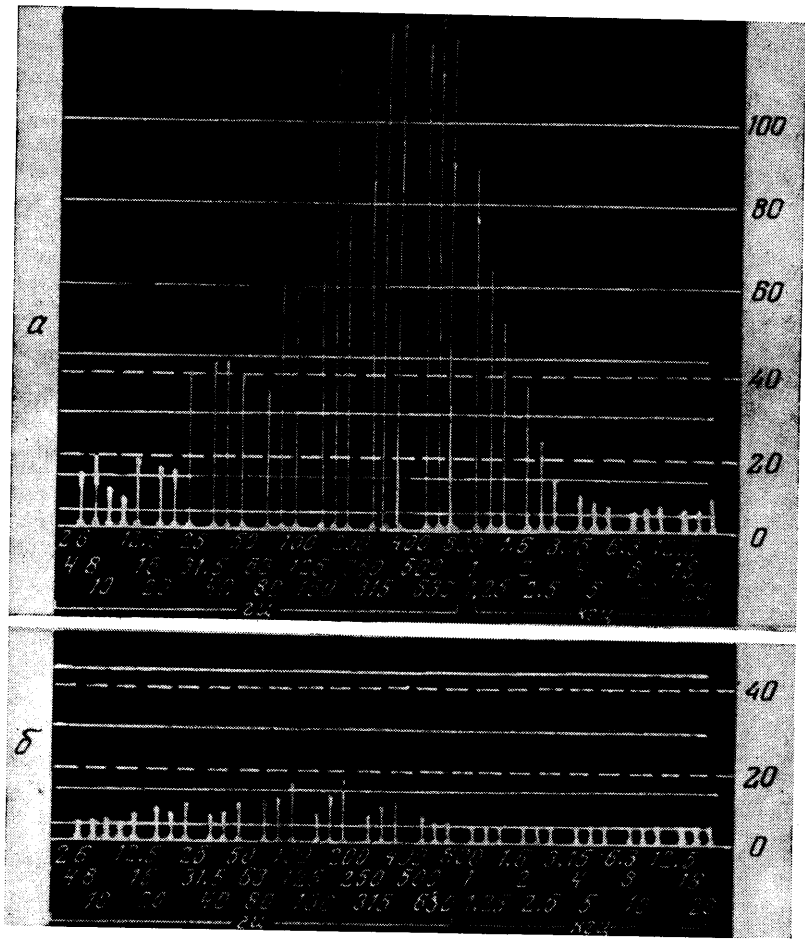
Качественное объяснение на первый взгляд столь неожиданного изменения максимальной амплитуды состоит в следующем. При включении



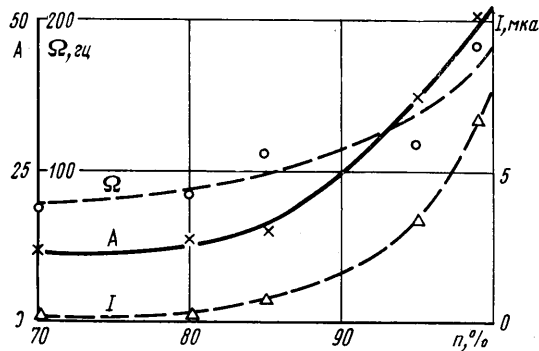
Фиг. 4

компенсатора основная доля противоположно заряженных частиц вводится в зону смешения M (фиг. 1), где мало заряженных частиц основной струи, а интенсивность турбулентных пульсаций велика. Поэтому интенсивность сигнала в областях I и II резко возрастает. Далее, на участке III, происходит смешение положительно и отрицательно заряженных частиц. Когда их перемешивание начинает происходить на уровне турбулентных молей, струя становится квазинейтральной, а величина q' оказывается близкой к нулю, несмотря на наличие еще больших пульсаций скорости v' . Исчезновение сигнала зонда, таким образом, свидетельствует об окончании процесса смешения зарядов. Таким образом, посредством регистрации электрических пульсаций можно определять протяженность зоны перемешивания разноименных электрических зарядов.

То обстоятельство, что заряженные частицы на участке I турбулентной струи находятся большей частью в турбулентном ядре, подтверждается



Фиг. 5



Фиг. 6

следующим прямым экспериментом. При перемещении зонда, выполненного в виде металлического шарика малого диаметра, внутри струи вдоль направления y на участке I амплитуда $A^{(e)}$ вначале возрастает (в зоне M), а затем уменьшается (в зоне C) и при расположении зонда на оси струи становится практически равной нулю.

6. Аэродромные исследования. Электрические пульсации, возникающие вследствие истечения заряженной реактивной струи из двигателя АИ-25 самолета ЯК-40, измерялись двумя типами зондов: металлическим электродом размером $62 \times 21 \text{ см}^2$ (медная фольга) с диэлектрической подложкой, наклеенным на фюзеляж самолета, и переносным зондом размером $\sim 10 \text{ см}$. Изолированный электрод на фюзеляже самолета через кабель длиной $\sim 20 \text{ м}$ соединялся с осциллографом С 1-35. Входное сопротивление осциллографа $R=10^8 \text{ ом}$, емкость зонда с подводящей цепью $C \sim 5 \cdot 10^{-9} \text{ ф}$. Среднее расстояние зонда от среза сопла двигателя 0,5 м. В процессе испытаний варьировалась скорость двигательной струи посредством уменьшения приведенного числа n оборотов ротора компрессора двигателя. В результате обработки осциллограмм определялись амплитуда A и характерная частота Ω электрического сигнала. С помощью специальной методики измерялся ток выноса J двигательной струи.

Результаты экспериментов представлены на фиг. 6. Амплитуда A измерена в единицах ($мв$) вертикальной развертки осциллографа. С увеличением n (скорости газа) величины J , A и Ω монотонно возрастают. При этом увеличение A , с одной стороны, связано с ростом J (а следовательно, и q' в струе), а с другой — с увеличением v' .

С помощью переносного зонда определялось изменение характеристик электрических пульсаций вдоль реактивной струи. Как и в лабораторных экспериментах, частота электрических пульсаций по длине струи монотонно убывает. В режиме $n=60\%$ частота пульсаций уменьшилась от 120 гц вблизи сопла до 60 гц при $x=17 d$.

Авторы благодарят А. Н. Секундова за ценное обсуждение и помощь в работе, а также А. П. Стрекалова и В. Ф. Кудряшова за участие в экспериментальных исследованиях.

Поступила 22 VI 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Ватажин А. Б., Лихтер В. А., Шутьгин В. И. Исследование электрогазодинамической струи за источником заряженных частиц. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 5.
2. Лихтер В. А. Свободные электрогазодинамические течения в режимах ненасыщения. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 5.
3. Ватажин А. Б., Казаков А. Ф., Лихтер В. А., Межлумян Р. А., Некрасов И. П., Стрекалов А. П., Трунов О. К., Шутьгин В. И. Исследование электрических характеристик реактивных струй, истекающих из двигателей самолетов. Тр. Центр. ин-та авиац. моторостроения, 1974, № 628.
4. Шпакович Н. И. К вопросу о переносе электрических зарядов в струях, вытекающих из авиационных ГТД. В сб. «Аэродинамика», вып. 8, ч. 1, Киев, 1973.
5. Гогосов В. В., Полянский В. А., Семенова И. П., Якубенко А. Е. Уравнения электрогидродинамики и коэффициенты переноса в сильном электрическом поле. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 2.
6. Ватажин А. Б. Сглаживание разрывов электрического заряда в электрогидродинамике в результате диффузионных процессов. Изв. АН СССР, МЖГ, 1975, № 1.
7. Хинце И. О. Турбулентность. М., Физматгиз, 1963.
8. Ушаков В. В. Распространение плоской двухфазной электрогидродинамической струи с малой подвижностью заряженных частиц в однородном турбулентном потоке. ПММ, 1975, т. 39, вып. 3.
9. Launder B. E., Spalding D. B. Mathematical models of turbulence. London - New York, Acad. Press, 1972.
10. Секундов А. Н. Применение дифференциального уравнения для турбулентной вязкости к анализу плоских неавтономных течений. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 5.
11. Ватажин А. Б., Грабовский В. И. Распространение униполярно заряженных струй в гидродинамических потоках. ПММ, 1973, т. 37, вып. 1.
12. Грабовский В. И. Плоское электрогидродинамическое течение с обратным током. ПММ, 1973, т. 37, вып. 5.