

СВОБОДНЫЕ ЭЛЕКТРОГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ТЕЧЕНИЯ В РЕЖИМАХ НЕНАСЫЩЕНИЯ

В. А. ЛИХТЕР

(Москва)

Проведено экспериментальное исследование электрогазодинамических течений за источниками заряженных частиц, работающими в режимах ненасыщения, с целью изучения процессов истечения униполярных реактивных струй из авиационных двигателей современных самолетов, которые в ряде случаев могут работать в таких режимах. Разработан специальный коронный источник с изменением в широких пределах тока выноса электрогазодинамической струи, с помощью которого осуществлено лабораторное моделирование таких процессов.

Показано, что плавающий потенциал изолированного источника заряженных частиц практически не зависит от степени κ насыщения электрогазодинамической струи, т. е. от величины тока выноса при постоянной скорости потока; время установления плавающего потенциала при этом обратно пропорционально величине κ . Исследовано влияние окружающих условий на характеристики электрогазодинамических струй при различной степени насыщения κ . Обнаружено, что уменьшение κ вызывает заметное ослабление такого влияния.

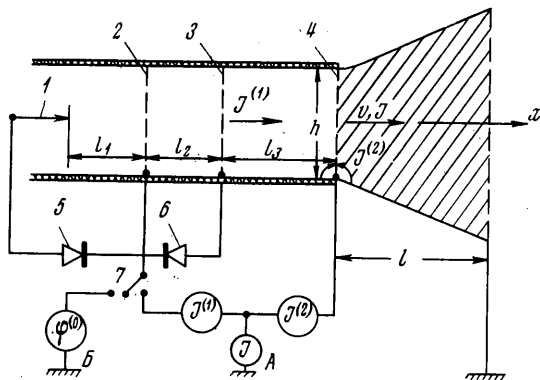
1. Постановка задачи. Теоретические и экспериментальные исследования электрогазодинамических течений за источниками заряженных частиц [1] позволили получить и проверить в лабораторных условиях простые соотношения, связывающие интегральные электрические параметры течения с размером и формой источника, а также с газодинамической скоростью v потока и с подвижностью b заряженных частиц. Эти «соотношения подобия» имеют следующий вид:

$$(1.1) \quad J^{(0)} = \frac{\epsilon v^2 h}{4\pi b} I(\Gamma, L), \quad \varphi^{(0)} = \frac{vh}{b} \Phi(\Gamma, L)$$

Здесь $J^{(0)}$ — суммарный электрический ток, выносимый из заземленного источника обдуваемой его газодинамической струей; $\varphi^{(0)}$ — предельный «плавающий» потенциал изолированного источника; h — характерный поперечный размер электрогазодинамической струи; $I(\Gamma, L)$ и $\Phi(\Gamma, L)$ — безразмерные функции, определяемые формой источника Γ и его расстоянием L до внешних поверхностей с фиксированным электрическим потенциалом.

Уравнения (1.1) получены для случая, когда концентрация q заряженных частиц в выходном сечении источника достаточно велика; поэтому соответствующий безразмерный параметр, обратно пропорциональный величине q , не включается в функции I и Φ (см. [1]). Электрические параметры течения $J^{(0)}$ и $\varphi^{(0)}$ в данном случае определяются величиной предельного объемного заряда в потоке. Такой режим течения был назван «режимом насыщения». В этих условиях была экспериментально продемонстрирована возможность управления электрогазодинамическим потоком путем изменения формы источника Γ и его расстояния L до внешних эквипотенциальных поверхностей, т. е. путем изменения только функций $I(\Gamma, L)$ и $\Phi(\Gamma, L)$. Эффект воздействия внешних условий на электрическое поле объемного заряда потока был обнаружен также при наземных, аэродромных измерениях тока, выносимого униполярной струей, истекающей

из реактивных двигателей современных самолетов. В частности, при проведении таких измерений на самолете Як-40, два боковых двигателя которого расположены вблизи поверхности фюзеляжа, а средний — непосредственно в кормовой части самолета, оказалось, что при определенных условиях токи из каждого бокового двигателя заметно меньше, чем ток из среднего. Однако в ряде случаев указанные электрогазодинамические эффекты ослаблены вследствие того, что ток выноса из двигателей не дости-



Фиг. 1

гает своей максимальной величины $J^{(0)}$ и двигатели с электрогазодинамической точки зрения работают в режиме «ненасыщения». Цель настоящей работы — разработка метода лабораторного моделирования режимов ненасыщения и проведение с их помощью экспериментальных физических исследований. Некоторые результаты теоретического изучения таких течений приводятся в [2].

2. Экспериментальная установка. Изучение процессов в электрогазодинамической струе в режимах, отличных от режимов насыщения, проводилось на установке, схема которой приведена на фиг. 1. Источником заряженных частиц служил коронный источник с протоком воздуха, который в отличие от использовавшегося в [1] содержал дополнительные электроды — сетки 2 и 3 прозрачностью 0,98, которые создавали электрическое поле, тормозящее заряженные частицы потока. Знак униполярных ионов, вводимых в газовый поток, определялся знаком высокого потенциала φ_n , подаваемого на иглу 1 коронного источника от основного выпрямителя 5. Тормозящая ионы разность потенциалов φ_r создавалась дополнительным выпрямителем 6. Расстояния между электродами источника l_1, l_2, l_3 равны 11, 9, 27 мм соответственно, диаметр струи в плоскости выходной сетки 4 $h=18$ мм, цилиндрический канал изготовлен из органического стекла, которое служило также изолятором между электродами источника. Величина рабочего напряжения φ_n , при котором существовал устойчивый коронный разряд между иглой 1 и сеткой 2, составляла 10 кВ. Значение φ_r могло изменяться в пределах от 0 до ± 8 кВ.

Регулирование тока выноса J путем уменьшения разности потенциалов φ_n оказалось невозможным из-за неустойчивости коронного разряда, возникающей вследствие большой крутизны его вольт-амперной характеристики.

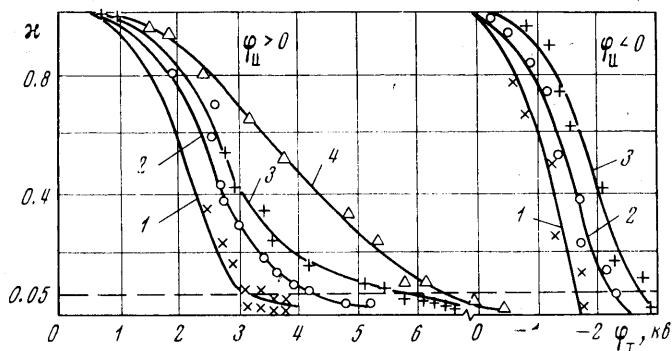
В зависимости от положения переключателя 7 источник мог работать в двух режимах [1]: в режиме заземленного источника (режим А), когда сетки 2 и 4 имели потенциал земли, и в режиме изолированного источника (режим В), когда модель вместе с выпрямителями 5 и 6 находилась под плавающим относительно земли потенциалом φ . Сопротивление изолированного источника относительно земли 10^{12} Ом, т. е. при плавающем потенциале модели $\varphi=10$ кВ утечки не превышали 10^{-8} А. В режиме А измерялись ток $J^{(1)}$, выносимый потоком из области коронного разряда, ток $J^{(2)}$ на выходную сетку 4 и ток J выноса из источника (в режиме насыщения, т. е. при $\varphi_r=0$, ток $J=J^{(0)}$). Между этими токами существует очевидное соотношение $J^{(1)}=J^{(2)}+J$.

3. Степень насыщения. Изменение значений токов $J^{(1)}$ (кривые 1), $J^{(2)}$ (кривые 2) и $J^{(0)}$ (кривые 3) в зависимости от скорости v газодинамического потока, измеренной в плоскости выходной сетки 4, при $\varphi_T=0$ показано на фиг. 2 при положительной (I) и отрицательной (II) полярностях короны соответственно. Все токи в согласии с первым уравнением (1.1) возрастают пропорционально v^2 ; величина тока $J^{(1)}$ больше, чем ток выноса $J^{(0)}$ при всех значениях v , поэтому в режиме насыщения ($\varphi_T=0$) на выходную сетку 4 приходит ток $J^{(2)}$, соизмеримый с $J^{(0)}$.

При подаче на сетку 3 тормозящего потенциала φ_T токи $J^{(1)}$ и J уменьшаются и при некотором значении тормозящего потенциала $\varphi_T=\varphi_T^{(0)}$ одновременно обращаются в нуль. Ток $J^{(2)}$ на выходную сетку источника, равный разности $J^{(1)} - J$, стремится к нулю значительно быстрее, чем токи $J^{(1)}$ и J .

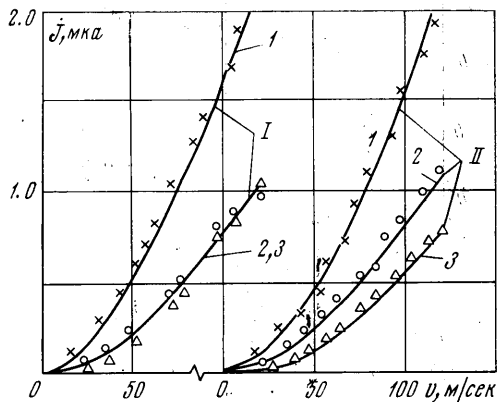
Будем характеризовать степень насыщения электрогазодинамического потока, т. е. степень влияния на его параметры объемного заряда находящихся в потоке заряженных частиц, безразмерным параметром κ , представляющим собой отношение тока выноса J в ненасыщенном режиме ($\varphi_T \neq 0$) к току $J^{(0)}$, выносимому струей в режиме насыщения ($\varphi_T=0$): $\kappa \equiv J/J^{(0)}$.

Зависимость величины κ от потенциала торможения при различных значениях скорости v потока показана на фиг. 3 для положительной и отрицательной полярностей коронного разряда.



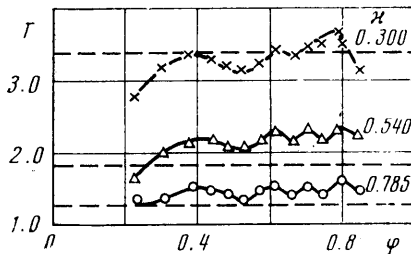
Фиг. 3

рицательной полярностей коронного разряда. В связи с тем что при увеличении значения φ_T возрастает влияние токов утечки на величину измеряемого тока выноса J , потенциал $\varphi_T^{(0)}$ полного торможения принимался равным тому значению φ_T , при котором $\kappa=0.05$. Как и следовало ожидать, величина $\varphi_T^{(0)}$ становится больше при увеличении газодинамической скорости потока. Кривые 1, 2, 3 и 4 соответствуют значениям скорости $v=60, 80, 100$ и 130 м/сек.



Фиг. 2

4. **Определение подвижности заряженных частиц b .** Определим b из закона Ома $j=q(v+bE)$ для течения в режиме полного торможения ($j=0$). Вследствие малости расстояния l_2 с достаточной точностью можно считать, что $E^{(0)}=-\varphi_T^{(0)}/l_2$; тогда $b=vl_2/|\varphi_T^{(0)}|$. Средние значения подвижностей положительных и отрицательных частиц, найденные с помощью фиг. 3 и последнего соотношения $b_+=1.80$ см²/в·сек, $b_-=2.30$ см²/в·сек. Отметим,



Фиг. 4

что как абсолютные значения подвижностей, так и их отношение $b_-/b_+=1.28$ близки к значениям аналогичных величин для положительных и отрицательных однократно ионизованных ионов воздуха, приводимым в [3, 4]. Последнее обстоятельство служит подтверждением правильности разрабатываемой экспериментально и теоретически [1, 2] модели течения, в частности возможности использования закона Ома в форме $j=q(v+bE)$.

Если безразмерная функция $I(\Gamma, L)$ не зависит от рода заряженных частиц, то из первого соотношения (1.1) следует, что отношение измеренных в режиме насыщения значений тока выноса в положительной $J_+^{(0)}$ и отрицательной $J_-^{(0)}$ струях с одинаковой скоростью газа v должно совпадать с обратным отношением подвижностей

$$(4.1) \quad J_+^{(0)}/J_-^{(0)}=b_-/b_+$$

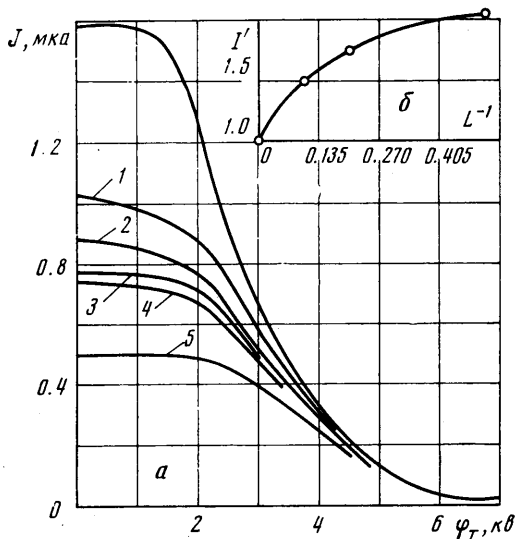
Величина отношения $J_+^{(0)}/J_-^{(0)}$, найденная с помощью данных фиг. 2 для различных значений v , с точностью $\pm 10\%$ совпадает со значением $b_-/b_+=1.28$. Хорошее выполнение в лабораторных условиях соотношения (4.1) доказывает независимость функции $I(\Gamma, L)$ от рода заряженных частиц.

Используя найденные абсолютные значения b_+ и b_- , можно с помощью первого соотношения (1.1) и экспериментальных зависимостей $J_+^{(0)}(v)$ и $J_-^{(0)}(v)$ найти значение безразмерной функции $I(\Gamma, L)$ для осесимметричного свободного электрогазодинамического потока, в области распространения которого отсутствуют заземленные поверхности, т. е. $L=\infty$. Определенные таким образом величины I_+ и I_- , как следует из сказанного выше, совпадают между собой, сохраняются постоянными и равными с точностью $\pm 10\%$ значению $I(\Gamma, L)=7.35 \cdot 10^{-3}$ при изменении скорости потока v в диапазоне от 20 до 120 м/сек.

5. **Влияние степени насыщения на плавающий потенциал.** В [1] проведена аналитическая оценка изменения по времени плавающего потенциала источника заряженных частиц в процессе перехода от заземленного к полностью изолированному режиму. На основании этой оценки было сделано предположение о том, что стационарное, предельное, значение плавающего потенциала $\varphi^{(0)}$ не зависит от концентрации q заряженных частиц на выходе из источника. При этом время такого переходного процесса должно возрастать по мере уменьшения q . Разработка описанного выше источника с изменением степени насыщения κ дала возможность провести экспериментальную проверку этого предположения.

Измерения проводились при постоянной скорости v в широком диапазоне изменения κ , т. е. тока J выноса в режиме А. Регистрировались теку-

щие значения потенциала $\varphi(t)$, начиная с момента $t=0$ разземления источника. Измерение стационарных значений плавающего потенциала $\varphi^{(0)}(\kappa)$ при $v=70$ м/сек показало, что потенциал $\varphi^{(0)}(\kappa)$ при значительном (более чем в три раза) изменении концентрации q сохраняется практически постоянным. Уменьшение κ , т. е. концентрации заряженных частиц в начальном сечении электрогазодинамической струи, сохраняя постоянным предельный плавающий потенциал источника, приводит к существенному возрастанию времени T установления $\varphi^{(0)}$. Это иллюстрируется Фиг. 4, на которой для различных значений κ показана зависимость относительных величин T времени установления фиксированных значений



Фиг. 5

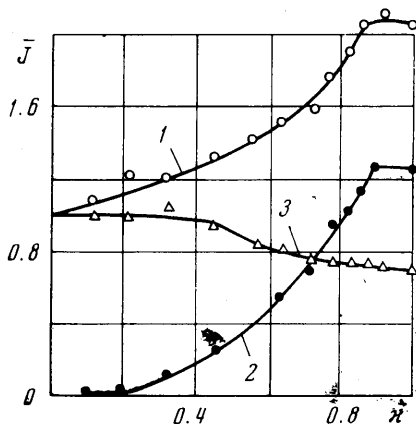
потенциала $\varphi \leq \varphi^{(0)}$; T — отношение времени установления текущих значений потенциала при $\kappa < 1$ и $\kappa = 1$. Пунктирные линии соответствуют значениям $T = \kappa^{-1}$. Хорошо видно, что при всех κ время T установления не только предельного, но и текущих значений φ близко к κ^{-1} , т. е. обратно пропорционально начальной величине тока выноса.

6. Воздействие окружающих условий на электрогазодинамическую струю с $\kappa < 1$. Ранее уже отмечалось [1], что в режиме насыщения ток выноса $J^{(0)}$ существенно зависит от наличия в области распространения струи поверхностей с фиксированным потенциалом. Дальнейшие исследования показали, что нарушение осесимметричности источника путем расположения за его срезом поверхности, которая соединена с выходной сеткой, являющейся в определенном смысле аналогом фюзеляжа самолета, уменьшает $J^{(0)}$, снижая одновременно плавающий потенциал $\varphi^{(0)}$ в режиме Б. Это объясняется тем, что заряженные частицы потока, стремящиеся под действием собственного объемного заряда выйти из струи и вернуться на источник, получают возможность совершить это, двигаясь не навстречу газовому потоку, а поперек него. При этом вследствие уменьшения напряженности электрического поля за срезом источника ток из него увеличивается, однако, так как значительная часть его замыкается на «фюзеляж», результирующий ток $J^{(0)}$ оказывается меньше, чем в случае отсутствия такой поверхности.

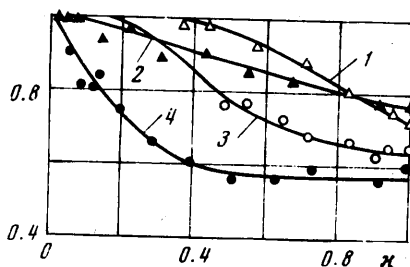
Если же располагать такую поверхность вдоль или поперек струи (заменяя ее в последнем случае пронизываемой для газового потока прозрачной

сеткой) и заземлять ее, не соединяя электрически с источником, ток $J^{(0)}$ будет возрастать при одновременном уменьшении потенциала $\varphi^{(0)}$ в изолированном режиме. Рассмотрим теперь эти эффекты в электрогазодинамической струе со степенью насыщения $\kappa < 1$.

Внешние условия в области распространения струи изменялись путем установки за срезом источника заземленной поверхности (металлическая пластина размером $460 \times 500 \text{ мм}^2$), расположенной параллельно оси струи на расстоянии 100 мм от нее. Кроме того, поперек струи могли устанавливаться заземленные сетки прозрачностью 0.98 на расстоянии $l=2h$, $5h$



Фиг. 6



Фиг. 7

и $10h$, где $h=18 \text{ мм}$ — диаметр струи на выходе из источника. Влияние фюзеляжа проверялось на уменьшенной в масштабе $1:25$ лабораторной модели хвостовой части самолета Як-40.

Изменение тока $J^{(1)}$ и тока выноса J в зависимости от тормозящего потенциала φ_T при различных условиях в области распространения струи показано на фиг. 5, а для короны положительной полярности. Кривые 1, 2, 4 и 5 соответствуют значениям тока выноса при $L=2, 5, 10$ и ∞ ; кривая 3 — току J при установке заземленной пластины. Ток $J^{(1)}$ не зависит от изменения внешних условий и уменьшается при увеличении φ_T . Ток $J^{(0)}$ в режиме насыщения всегда меньше, чем $J^{(1)}$; $J^{(0)}$ минимален при отсутствии за источником заземленных поверхностей ($L=\infty$) и возрастает по мере их приближения. Значения $J^{(0)}$, измеренные при различных l , могут быть использованы для оценки характера изменения функции $I(\Gamma, L)$ (см. (1.1)) в зависимости от безразмерного расстояния $L=l/h$ при сохранении формы источника постоянной ($\Gamma=\text{const}$). Изменение отношения $I'=I(\Gamma, L)/I(\Gamma, \infty)$ (случаю $L=\infty$ соответствует отсутствие за источником заземленных поверхностей) в зависимости от параметра L^{-1} показано на фиг. 5, б.

При всех рассмотренных внешних условиях (см. фиг. 5, а) значение J по мере увеличения тормозящего потенциала φ_T , т. е. при уменьшении κ , уменьшается и приближается к соответствующему значению тока $J^{(1)}(\kappa)$. При этом изменение внешних условий все меньше влияет на величину тока выноса. Таким образом, воздействие окружающих условий на параметры электрогазодинамической струи в основном проявляется только в режимах, близких к режиму насыщения ($\kappa \sim 1$); это влияние становится пренебрежимо малым, когда объемный заряд струи мал. Отметим, что переход от режима насыщения к течению с малым объемным зарядом происходит относительно быстрее при близком расположении заземленных поверхностей к источнику.

Примером взаимодействия электрогазодинамической струи с эквипотенциальной поверхностью более сложной формы является случай ее распространения вблизи фюзеляжа на лабораторной модели самолета Як-40. При этом работа реальных реактивных двигателей, генерирующих заряженные частицы, моделировалась описанными в п. 2 источниками. При поочередном включении бокового и среднего «двигателей» измерялись ток J_g , выходящий из двигателя, J_Φ , замыкающийся на фюзеляж, и ток J выноса из модели ($J_g = J_\Phi + J$).

Вследствие описанных в п. 1 особенностей компоновки двигателей на самолете Як-40 фюзеляж оказывает пренебрежимо малое влияние на работу среднего двигателя. В то же время наличие фюзеляжа приводит к тому, что в режиме насыщения ток $J_g^{(1)}$ из бокового двигателя превышает ток $J^{(2)}$ из среднего ($J_\Phi^{(0)} \approx 0$, поэтому $J^{(2)} \approx J_g^{(2)}$). При этом значительная часть тока J_g^1 под действием объемного заряда струи замыкается на фюзеляж, и ток выноса $J^{(1)} = J_g^{(1)} - J_\Phi^{(1)}$ в режиме насыщения оказывается заметно меньше, чем ток $J^{(2)}$ из среднего двигателя.

При переходе к течению с малым объемным зарядом этот эффект проявляется все слабее. Последнее иллюстрируется фиг. 6, на которой показано изменение при $v = 125$ м/сек относительных значений тока $J_g^{(1)}$ (кривая 1), $J_\Phi^{(1)}$ (кривая 2) и $J^{(1)}$ (кривая 3) в зависимости от степени насыщения κ уединенного источника (средний двигатель). Значения $J_g^{(1)}(\kappa)$, $J_\Phi^{(1)}(\kappa)$ и $J^{(1)}(\kappa)$ отнесены к соответствующему значению тока $J^{(2)}(\kappa)$ из среднего двигателя при той же κ , представляющей собой отношение тока из среднего двигателя к его значению в режиме насыщения. При уменьшении κ от 1.0 до 0.9 указанные токи сохраняются практически постоянными, а при $\kappa < 0.3$ влияние фюзеляжа становится пренебрежимо малым, и ток из бокового двигателя совпадает с током из среднего.

Присутствие в области распространения электрогазодинамической струи из бокового и среднего двигателей заземленной поверхности, расположенной вдоль оси струи, оказывает заметное влияние на рассмотренный выше эффект фюзеляжа. На фиг. 7 в зависимости от κ показано изменение отношения $i = J^{(1)}/J^{(2)}$ токов выноса из модели самолета Як-40 при поочередной работе бокового и среднего двигателей при наличии (кривые 1 и 2) и отсутствии (кривые 3 и 4) заземленной поверхности. В первом случае эффект фюзеляжа проявляется значительно слабее, так как при этом заземленная поверхность оказывает более сильное влияние на токи выноса, чем присутствие фюзеляжа. Увеличение скорости v (кривые 2 и 4 соответствуют скорости $v = 80$ м/сек, кривые 1 и 3 — $v = 160$ м/сек) вызывает уменьшение как самого эффекта фюзеляжа, так и влияния на этот эффект заземленной поверхности.

В заключение автор благодарит А. Б. Ватажина и В. И. Шульгина за обсуждение статьи, а также А. П. Стрекалова и В. Ф. Кудряшова за участие в экспериментах.

Поступила 18 VI 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Ватажин А. Б., Лихтер В. А., Шульгин В. И. Исследование электрогазодинамической струи за источником заряженных частиц. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 5.
2. Ватажин А. Б., Грабовский В. И. Распространение униполярно заряженных струй в гидродинамических потоках. ПММ, 1973, т. 37, вып. 1.
3. Кэй Д., Лэби Т. Таблицы физических и химических постоянных. М., Физматгиз, 1962.
4. Гапонов В. И. Электроника, ч. 1. М., Физматгиз, 1960.